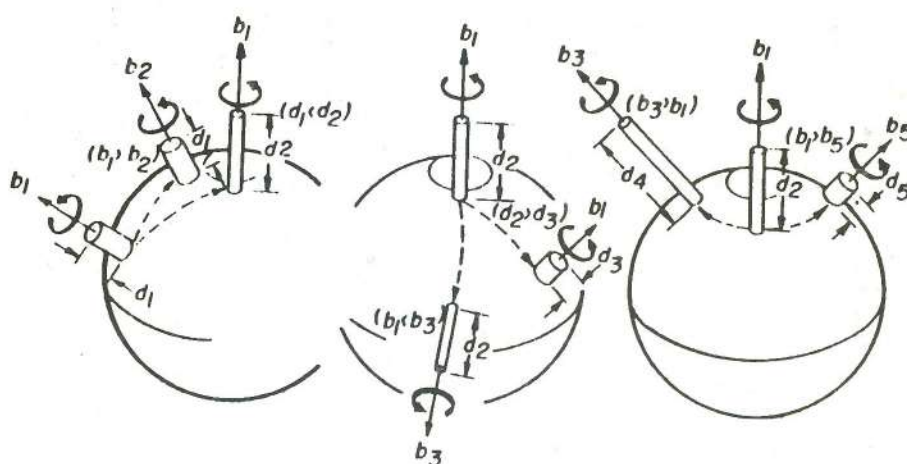


GEOS

UNION GEOFISICA MEXICANA

BOLETIN INFORMATIVO

EPOCA II



BIBLIOTECA
CICESE

Volumen 13

No.2

Abril de 1993

Órgano Informativo de la Unión Geofísica Mexicana.
(ISSN 0186-1891)

EDITORES: Francisco Medina y Cinna Lomnitz

Toda correspondencia dirigirla a:

Inst. Geofísica UNAM
At'n: Francisco Medina
Apdo. Postal 2681, Ensenada, B.C. C.P. 22830
Fax: 91 667-4-46-03 Tel: 91 667-4-46-02

Presidente:	Dr. Carlos Gay	(CCA-UNAM)
Vicepresidente:	Dr. Enrique Gómez T.	(CICESE)
Tesorero:	M.C. Francisco Medina	(IGF-UNAM)
Srio. Gral:	M. C. René Garduño	(CCA-UNAM)
Srio. Difusión:	Dra. Cinna Lornitz	(IGF-UNAM)
Srio. Educación:	Dr. Miguel Lavín	(CICESE)
Srio. Investigación:	M.C. Luis Delgado	(CICESE)

INDICE

Noticias.....	2
Resonancia en la Reflexión de Ondas de Rossby F. Graef.....	3
On Stability of Rossby-Haurwitz Waves and Verkeley's Modons in the Borotropic Atmosphere.... Y. N.Skiba.....	11
Inhomogeneidades Espaciales en la Estructura Microfísica de Niebla F. García-G. y R. A. Montañez.....	15
Rifts Activos y Pasivos R. S. White.....	23
Sismicidad en las Raíces de los Arcos Volcánicos S. Kirby y B. Hacker.....	25

E ditorial

El intento de incorporación de investigadores extranjeros en los centros de investigación mexicanos, llevado a cabo por el CONACyT, constituye un gran esfuerzo por reforzar nuestra planta científica.

Dicha acción responde a la "fuga de talentos" que se observó en México durante la década 1981 - 1990, período en el cual se estima que un 30 % de los investigadores abandonaron los centros de investigación universitarios debido al deterioro salarial.

Un estudio reciente hace ver que durante 1981 - 1990, la UNAM perdió el 23 % de su planta científica, la UAM el 10 % y el IPN el 17 %, siendo las áreas de investigación aplicada y de desarrollo tecnológico en donde más se acentuó dicho fenómeno.

Si bien es cierto que programas como el Sistema Nacional de Investigadores ayudó en gran forma a detener la fuga de talentos, también es cierto que los salarios de los investigadores aun están por debajo de lo que sería deseable para que la profesión fuera suficientemente atractiva como para despertar el interés de nuestros jóvenes estudiantes.

El ingreso a las licenciaturas y estudios de posgrado del país, en las áreas científicas, continúa por debajo del nivel deseable. Además, una alta proporción de los maestros universitarios aun perciben un bajo ingreso pues no tienen posibilidad de incorporarse al Sistema Nacional de Investigadores.

Por ello expresamos nuestro acuerdo con el rector de la UNAM en el sentido de que los aumentos salariales, a los profesores universitarios, no pueden estar regidos por los topes oficiales. Cualquier otra medida evidentemente favorecerá el desarrollo de la ciencia en México, pero quizá no logre resolver el problema de fondo.





NOTICIAS

Contaminación en México

El Instituto Mexicano del Petróleo esta llevando a cabo un amplio estudio acerca de la contaminación atmosférica del Valle de México, en colaboración con Los Alamos National Lab. de los Estados Unidos. Dicho estudio hará una evaluación de la calidad del aire para el D.F. y se piensa que podrá concluirse para julio de 1993.

Nuevo Equipo al SMN

El Servicio Meteorológico Nacional recibirá durante 1993 un apoyo económico de 30 millones de dólares para modernizar su equipo. Entre los proyectos que se van a impulsar está el de instalar una red de radares meteorológicos digitales con objeto de llevar a cabo una mejor vigilancia de la presencia y desarrollo de tormentas.

Nuevo Equipo a la U.C

Durante 1993 la Universidad de Colima recibirá un apoyo de 500 millones de pesos para aumentar y renovar equipo de la red de vigilancia de actividad volcánica en el Volcán de Colima. El Centro de Ciencias de la Tierra de dicha Universidad, que dirige el Dr. Ignacio Galindo, será la institución encargada del proyecto.

Coordinador de la Ciencia

Recientemente la U.N.A.M. nombro a un Geofísico como nuevo coordinador de la actividad científica: al Dr. Gerardo Suárez R. El Dr. Suárez es un conocido investigador en el área de la Sismología, y

hasta hace poco desempeñaba el cargo de director del Instituto de Geofísica de la misma Universidad. Cabe destacar que el subsistema de investigación de la UNAM es la institución más grande e importante del país, en la que a investigación científica se refiere.

Nuevo Director

El Dr. David Novelo fue nombrado, a partir de abril, nuevo director del Instituto de Geofísica de la UNAM. Antes de asumir ese cargo, el Dr. Novelo se desempeñaba como Jefe del Servicio Sismológico Nacional.

CONACyT en Europa

El pasado mes de abril viajó a Europa del Este una comisión científica del CONACyT con objeto de promover un mayor intercambio científico entre México y otros países. El Dr. Mario Martínez, director del CICESE, está participando en esa gira y está encargado de promover el intercambio en el área de Ciencias de la Tierra.

Desastres Naturales

El pasado mes de febrero ofreció una interesante plática el Dr. Fernando Ortega, director del Instituto de Geología de la UNAM; en ella afirmó que en los últimos 30 años han ocurrido más de 300 desastres naturales en Latinoamérica y que debido a ello han fallecido más de 300000 personas. El Dr. Ortega se manifestó por la creación de un Servicio Geológico en México.



RESONANCIA EN LA REFLEXION DE ONDAS DE ROSSBY

Federico Graef Z.

Centro de Investigación Científica y
de Educación Superior de Ensenada (CICESE)

RESUMEN

La interacción alineal entre una onda de Rossby (OR) incidente y una OR reflejada produce un flujo estacionario (i.e. independiente del tiempo) paralelo a la costa y un flujo transitorio de frecuencia dos veces la de la onda incidente. Si el forzamiento transitorio es resonante, i.e. una OR libre, la respuesta resonante debe tener amplitud nula en la costa para poder satisfacer ahí la condición de no flujo normal. La expansión perturbativa directa predice que la amplitud de la respuesta resonante crece linealmente en la coordenada perpendicular a la costa, y . Resonancia es posible sólo si $0 < |\sin \alpha| \leq 1/3$, donde α es el ángulo entre la costa y la dirección este. Esta condición es satisfecha por varias costas en el océano. Se describe un método gráfico para encontrar una tríada resonante.

Usando el método de escalas múltiples, se encuentra que las amplitudes de onda de la tríada resonante son funciones periódicas de y , de tal manera que el flujo total de energía de la tríada a través de cualquier plano paralelo a la pared-costa sea cero, como se requiere por conservación de energía. Las ondas de la tríada resonante son paquetes de onda.

Como posible aplicación oceanográfica se encuentra que la distancia de la costa a la que uno esperaría encontrar amplitudes grandes de periodo semi-anual si OR anuales estuvieran incidiendo es del orden de 100 km.

INTRODUCCION

La interacción alineal débil entre una onda de Rossby (OR) incidente y la reflejada produce (Graef-Ziehl, 1990; en adelante abreviado como GZ): 1) un flujo Euleriano estacionario (i.e. independiente del tiempo) paralelo a la costa y 2) un flujo de frecuencia dos veces (2ω) la frecuencia de la OR incidente. En GZ se demostró que el forzamiento de 2ω podía ser resonante sólo si $0 < |\sin \alpha| \leq 1/3$, donde α es el ángulo entre la costa y la dirección hacia el este. ¿Qué pasa si la interacción no lineal entre una OR incidente y la reflejada excita una OR libre? Específicamente: dada la posibilidad de que la onda incidente, reflejada y forzada formen una tríada resonante, ¿cómo encontrarlas?; ¿es posible encontrar una solución uniformemente válida en el caso resonante?

En la teoría de interacciones débiles hay gran interés en estudiar interacciones resonantes porque las ondas producidas por estas tienen amplitudes grandes comparadas con las interacciones no-resonantes (Pedlosky, 1987).

El estudio de interacciones resonantes entre OR ha sido objeto de varias investigaciones (por ejemplo, Longuet-Higgins y Gill, 1967; Plumb, 1977; Mysak, 1978). Hasta donde el autor sabe, interacciones resonantes entre OR planetarias baroclínicas en un océano con una frontera lateral no han sido estudiadas.

ANTECEDENTES TEORICOS

El sistema de coordenadas es x paralelo, y perpendicular a la costa y z verticalmente hacia arriba. La ecuación gobernante es la ecuación cuasi-geostrófica (QG) de vorticidad potencial (Pedlosky, 1987; GZ) y las condiciones de frontera son cero velocidad normal en la costa ($y = 0$), en el fondo plano y en la superficie (tapa rígida). Se busca una solución perturbativa para la función de corriente QG (no-dimensional): $\psi = \psi^{(0)} + \varepsilon \psi^{(1)} + \dots$, donde $\varepsilon = U/(\beta L^2)$ es el número de β -Rossby (GZ).

Si la solución a $O(1)$ es la superposición de una OR incidente y la reflejada, i.e. si

$$\psi^{(0)} = A \Psi_n(z) (\cos \theta_1^{(0)} - \cos \theta_2^{(0)}) , \quad (1)$$

donde A es amplitud, $\Psi_n(z)$ y λ_n son eigenfunción y eigenvalor del problema vertical de Sturm-Liouville, $\theta_i^{(0)} \equiv kx + l_i y - \omega t + \phi$, $i = 1, 2$ y se satisfacen las relaciones de dispersión, i.e. $\omega = \sigma_n(k, l_i) \equiv -(k \cos \alpha + l_i \sin \alpha) / (k^2 + l_i^2 + L^2 f_0^2 \lambda_n)$, $i = 1, 2$, entonces las ecuaciones de perturbación a $O(\varepsilon)$ son

$$\partial_t \left\{ \nabla^2 \psi^{(1)} + \partial_z \left[\frac{1}{S(z)} \partial_z \psi^{(1)} \right] \right\} + \cos \alpha \times \\ \partial_x \psi^{(1)} + \sin \alpha \partial_y \psi^{(1)} = -B_{12} \Psi_n^2(z) \times \\ \left[\cos(\theta_1^{(0)} - \theta_2^{(0)}) - \cos(\theta_1^{(0)} + \theta_2^{(0)}) \right] , \quad (2)$$

donde $S(z) = H^2 N^2(z) / f_0^2 L^2$ es el parámetro de estratificación (Pedlosky, 1987), H la profundidad, $N(z)$ la frecuencia de Brunt-Väisälä, $B_{12} \equiv \frac{1}{2} A^2 k(l_1 - l_2)(l_1^2 - l_2^2)$,

$$\partial_x \psi^{(1)} = 0 \quad \text{en } y = 0 , \quad (3)$$

$\partial_t \partial_z \psi^{(1)} = -J(\psi^{(0)}, \partial_z \psi^{(0)}) \equiv 0$ en $z = -1, 0$ y $\psi^{(1)}$ acotado cuando $x \rightarrow \pm\infty$, $y \rightarrow \infty$.

La solución para $\psi^{(1)}$ se escribe $\psi^{(1)} = \psi_{hom}^{(1)} + \psi_{p1}^{(1)} + \psi_{p2}^{(1)}$, donde $\psi_{p1}^{(1)}$ es el flujo estacionario paralelo a la costa forzado por el término $\sim \cos(\theta_1^{(0)} - \theta_2^{(0)})$ en (2), primeramente descrito

en Mysak y Magaard (1983),

$$\psi_{p2}^{(1)} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{b_m}{\lambda - L^2 f_0^2 \lambda_m} \Psi_m(z) \sin(\theta_1^{(0)} + \theta_2^{(0)}) , \quad (4)$$

en la que $b_m = -B_{12} \int_{-1}^0 \Psi_n^2 \Psi_m dz / (2\omega) \equiv -B_{12} \xi_{nnm} / (2\omega)$ y

$$\lambda \equiv - \left\{ (2k)^2 + (l_1 + l_2)^2 + \frac{1}{2\omega} [2k \cos \alpha + (l_1 + l_2) \sin \alpha] \right\} , \quad (5)$$

y $\psi_{hom}^{(1)}$ es una solución homogénea de (2), que se escoge para satisfacer (3).

La solución (4) es válida si $\lambda \neq L^2 f_0^2 \lambda_m$, lo que es una condición suficiente para no tener resonancia. Para tener resonancia, es necesario que (i) $\lambda = L^2 f_0^2 \lambda_M$, porque entonces, y sólo entonces, $2\omega = \sigma_M(2k, l_1 + l_2)$ y además (ii) $\xi_{nnM} \neq 0$.

El objeto de este trabajo es estudiar qué pasa cuando hay resonancia, i.e. cuando todas las condiciones de arriba se cumplen y se encuentra una solución aceptable a dichas condiciones.

SOLUCION DE LAS CONDICIONES DE RESONANCIA

Para satisfacer las condiciones de resonancia se tienen tres ecuaciones: $\omega = \sigma_n(k, l_i)$, $i = 1, 2$ y $2\omega = \sigma_M(2k, l_1 + l_2)$, y seis incógnitas: k , l_1 , l_2 , ω , n y M . Resolviendo en favor de k , se obtiene

$$k_{\pm}^{(res)} = -\frac{\cos \alpha}{8\omega} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1 - 9 \sin^2 \alpha}{(4\omega)^2} - L^2 f_0^2 \lambda_M} . \quad (6)$$

La restricción $|\sin \alpha| \leq \frac{1}{3}$ es obvia para tener $k^{(res)}$ real y por lo tanto que la solución esté acotada cuando $x \rightarrow \pm\infty$. Más aún, para asegurar que $l_{1,2}$ sean reales y diferentes, $k_{\pm}^{(res)} \in (k_2, k_1)$, donde $k_{1,2} = -\cos \alpha / (2\omega) \pm [1/(4\omega^2) - L^2 f_0^2 \lambda_n]^{1/2}$.

Para OR barotrópicas incidentes de periodos ~ 1 mes, como lo sugieren datos recientes de altimetría, las longitudes de onda de la tríada son

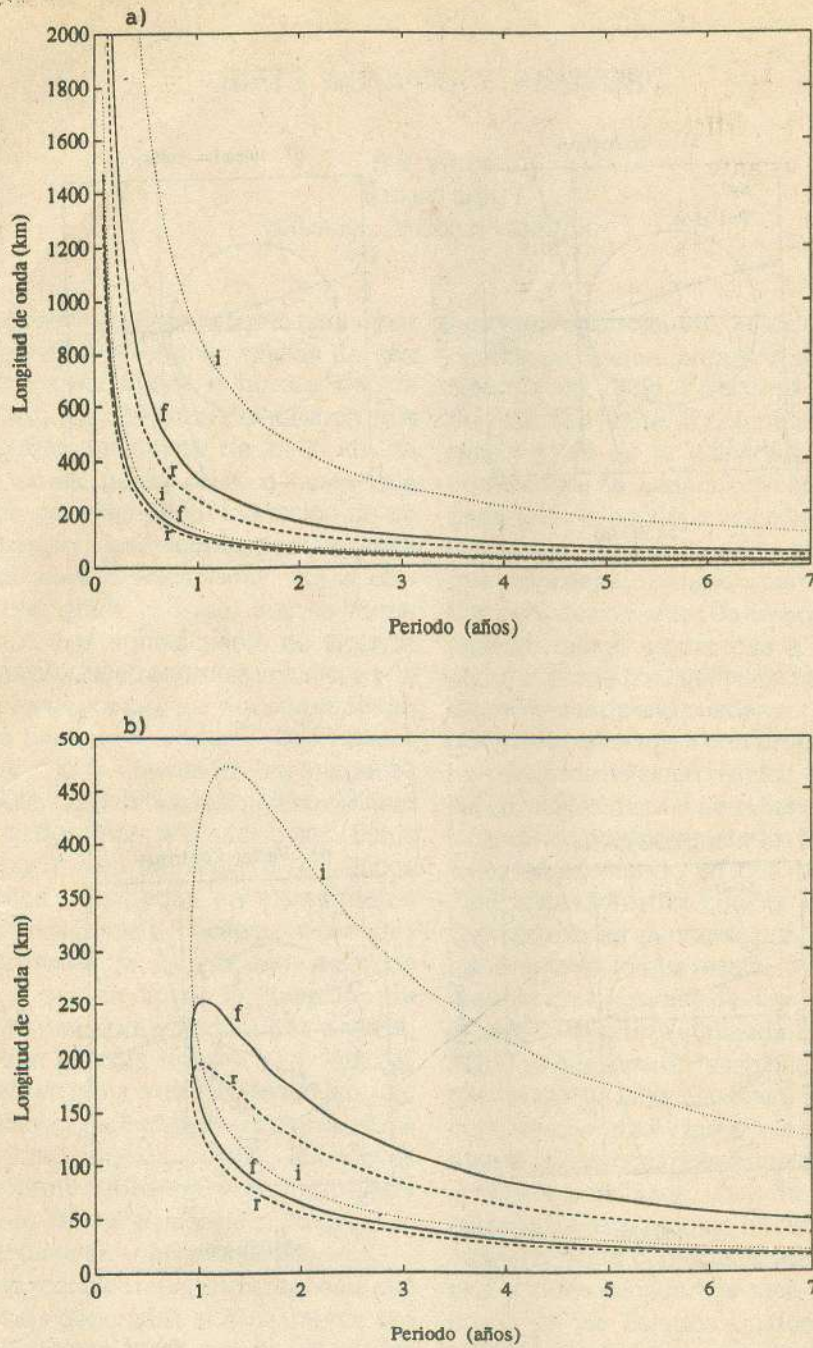


FIGURA 1

FIGURA 1. Longitudes de onda (km) de la tríada resonante (i=incidente, r=reflejada y f=forzada) versus periodo (años) del par de OR incidente-reflejada para $|\alpha| = 10^\circ$ (latitud de referencia $\theta_0 = 25^\circ$). a) $n = 0 \Rightarrow M = 0$; b) $n = 1$ y $M = 1$.

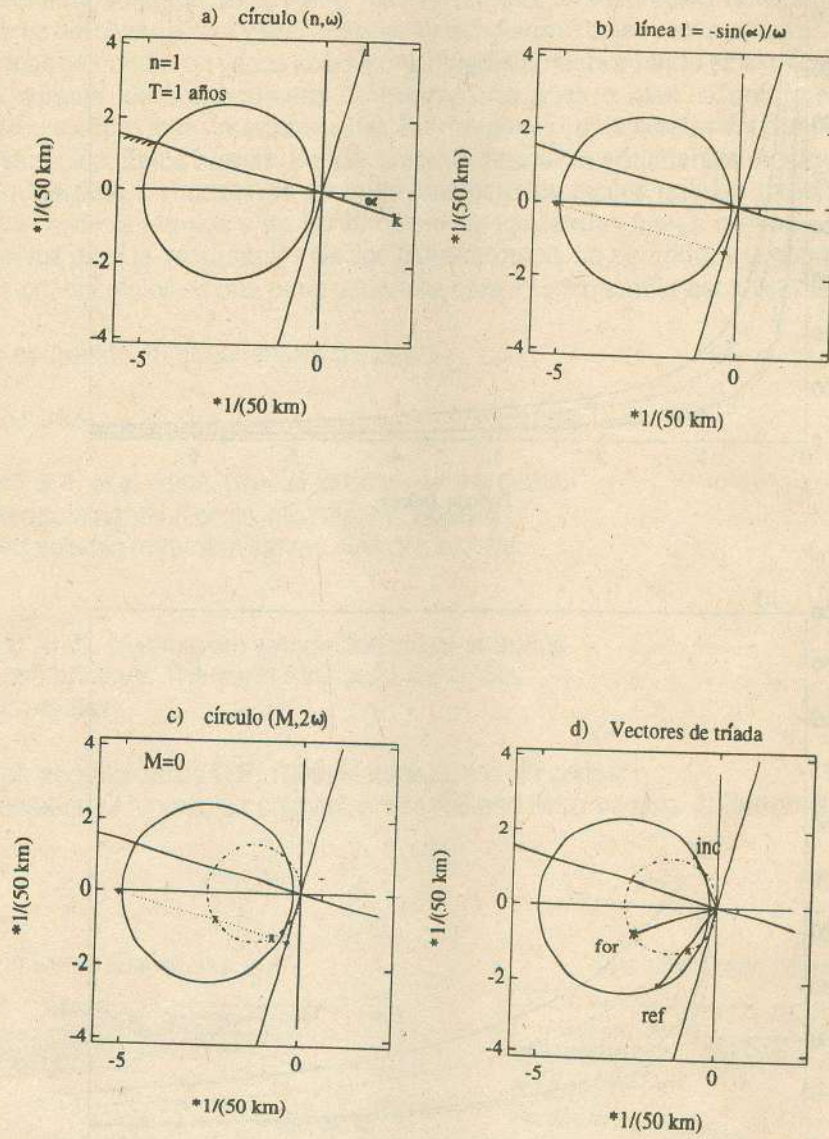


FIGURA 2

FIGURA 2. Método gráfico para encontrar las triadas resonantes dado el número de modo n y la frecuencia ω de la onda incidente; $\alpha = 15^\circ$, $\theta_0 = 25^\circ$. a) El círculo (n, ω) con $n = 1$, $T = 2\pi/\omega = 1$ año. b) La línea recta $l = -\sin \alpha/\omega$ (paralela a la costa). c) El círculo $(M, 2\omega)$, $M = 0$ y sus intersecciones con $l = -\sin \alpha/\omega$ en $(2k_{\pm}^{(res)}, l_1 + l_2)$. d) Los vectores número de onda de una triada resonante (inc=incidente, ref=reflejada y for=forzada).

$O(1000 \text{ km})$ mientras que para OR baroclínicas incidentes de periodo anual hay un rango de 100 a 900 km (Figura 1).

El siguiente procedimiento describe un método gráfico para encontrar las tríadas resonantes (ver Figura 2):

1. Dibujar el círculo (n, ω) , lugar geométrico de los vectores de onda $\vec{k}$ de los pares de OR incidente-reflejada de modo n y frecuencia ω .
2. Dibujar la línea recta paralela al eje k dada por la ecuación $l = -\sin \alpha / \omega (= l_1 + l_2)$.
3. Escoger un número de modo M y calcular $A_M^2 = 1/(16\omega^2) - L^2 f_0^2 \lambda_M$. Si $A_M^2 > 0$ entonces dibujar el círculo $(M, 2\omega)$ de radio A_M y centro en $(-\cos \alpha / 4\omega, -\sin \alpha / 4\omega)$. Si este círculo intersecta la línea $l = -\sin \alpha / \omega$, entonces los puntos de intersección (a lo más dos) tienen coordenadas $[2k_{\pm}^{(res)}, l_1 + l_2]$; en otro caso, no hay tríadas resonantes. Si $A_M^2 \leq 0$ entonces no existen OR de modo M y frecuencia 2ω . Escoger una M más pequeña.
4. Los puntos de intersección de las rectas $k = k_{\pm}^{(res)}$ con el círculo (n, ω) son las puntas de $\vec{k}_{inc}$ y $\vec{k}_{ref}$. Podría pasar que ninguna de las dos líneas $k = k_{\pm}^{(res)}$ intersectara el círculo (n, ω) ; en tales casos no hay tríadas resonantes con $l_{1,2}$ real.

METODO DE ESCALAS MULTIPLES

Cuando hay resonancia, la solución para el modo M crece linealmente en y (GZ; Graef, 1993). Se puede obtener una solución uniformemente válida a $O(\varepsilon)$ usando el método de escalas múltiples, en el que se introduce una nueva escala espacial, $Y_1 = \varepsilon y$, y las derivadas respecto a y se transforman $\partial_y \rightarrow \partial_y + \varepsilon \partial_{Y_1} + \dots$, etc. Ecuación (2) tiene ahora a $-2\partial_t \partial_{Y_1} \psi^{(0)} - \sin \alpha \partial_{Y_1} \psi^{(0)}$ en su lado derecho.

Si siguiendo a Pedlosky (1987), $\psi^{(0)}$ se escribe como la superposición de los tres paquetes de onda que participan en la tríada resonante

$$\psi^{(0)} = A_1(Y_1) \Psi_n(z) \cos \theta_1^{(0)} - A_2(Y_1) \times \Psi_n(z) \cos \theta_2^{(0)} + A_3(Y_1) \Psi_M(z) \cos \theta_3^{(0)} \quad (7)$$

donde $\theta_i^{(0)} \equiv kx + l_i y - \omega t + \phi_i(Y_1)$, $i = 1, 2$ y $\theta_3^{(0)} = \theta_1^{(0)} + \theta_2^{(0)}$. La ecuación QG a $O(1)$ no tiene ∂_{Y_1} así que es satisfecha por (7); las amplitudes y fases actúan como constantes a $O(1)$ y su dependencia en Y_1 se determina a $O(\varepsilon)$ al eliminar los términos seculares. Sin embargo, para que (7) satisfaga la condición $\partial_x \psi^{(0)} = 0$ en $y = 0$ se requiere que

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= A_2 = A \\ \phi_1 &= \phi_2 = \phi \\ A_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ en } Y_1 = 0. \quad (8)$$

La solución para (2) se halla expandiendo $\psi^{(1)}$ en términos de la base completa de eigenfunciones $\{\Psi_m(z)\}$. Después de algo de álgebra se llega a que los términos seculares se eliminan si $\phi_1 = \phi_2 = \phi = \text{constante}$ y las amplitudes satisfacen el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias no-lineales de primer orden (Graef, 1993)

$$\left. \begin{aligned} \partial_{Y_1} A_1 - \gamma A_2 A_3 &= 0 \\ \partial_{Y_1} A_2 + \gamma A_1 A_3 &= 0 \\ \partial_{Y_1} A_3 - \gamma_3 A_1 A_2 &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

donde $\gamma \equiv k \sin \alpha (l_1 - l_2) \xi_{nnM} / (4\omega^2)$ y $\gamma_3 = 2\omega(l_1 - l_2)\gamma / (3 \sin \alpha)$.

La componente- y de la velocidad de grupo de las ondas es $c_{gyi} = (-1)^i \omega (l_1 - l_2) / K_i^2$, $i = 1, 2$ y $c_{gy3} = 3 \sin \alpha / K_3^2$, donde $K^2 = |\vec{k}|^2 + L^2 f_0^2 \lambda_n$ (Graef, 1993). La expresión para c_{gy3} indica que la onda excitada A_3 es una reflejada (incidente) para una costa occidental (oriental), resultado que está de acuerdo con la idea de intensificación occidental.

Combinando dos primeras integrales independientes de (9) se puede obtener

$$c_{gy1} K_1^2 A_1^2 + c_{gy2} K_2^2 A_2^2 + c_{gy3} K_3^2 A_3^2 = 0, \quad (10)$$

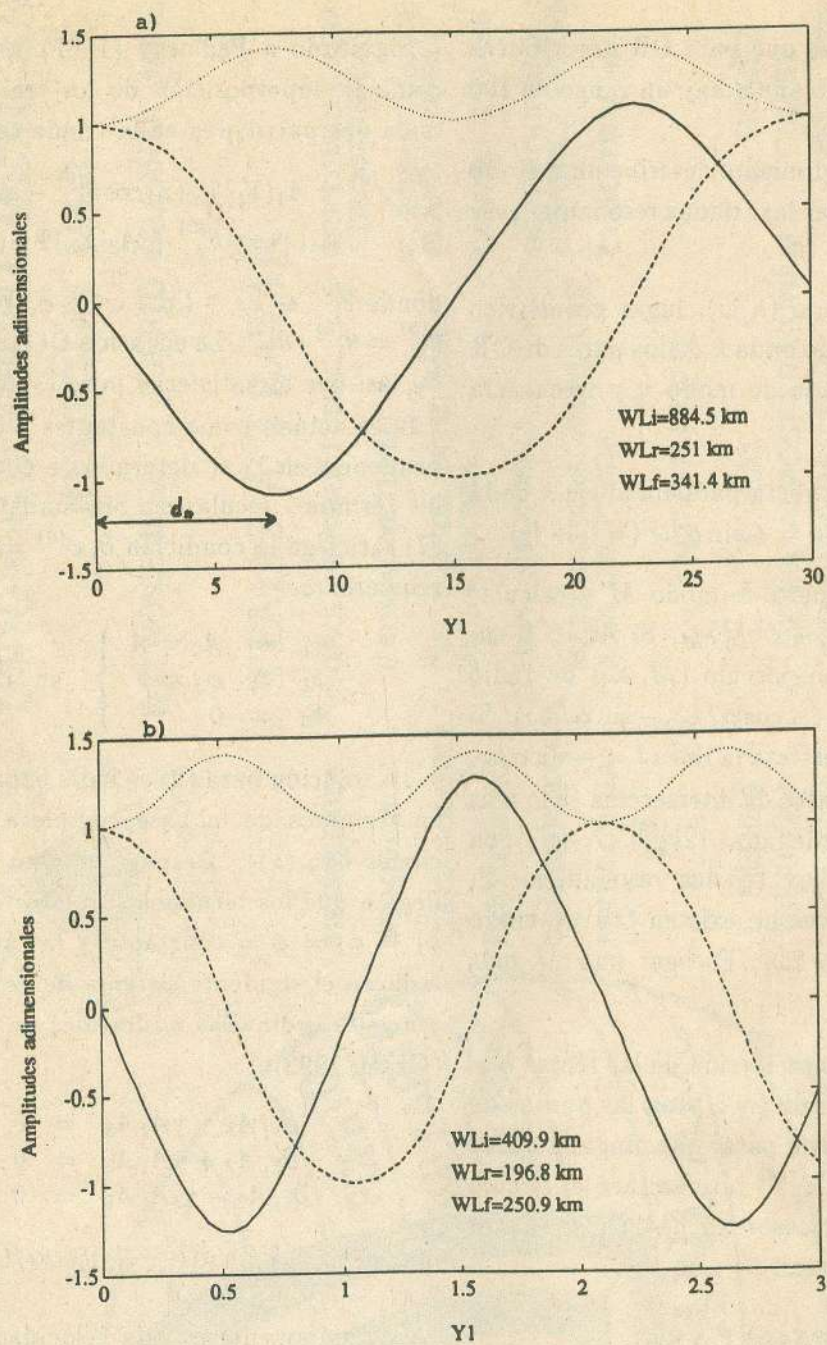


FIGURA 3

FIGURA 3. Las amplitudes de onda o envolventes de una tríada resonante como función de $Y_1 = \varepsilon y$ [soluciones del sistema (9)]. Línea punteada: A_1 u OR incidente; línea quebrada: A_2 u OR reflejada; línea sólida: A_3 u OR forzada. Las longitudes de onda (WLs) correspondientes se indican (i=incidente, r=reflejada, f=forzada). $\theta_0 = 25^\circ$, $\alpha = 10^\circ$, $T = 1$ year. a) $n = M = 0$; b) $n = 1$, $M = 1$.

lo que significa que la suma de los flujos de energía promedio (o flujo total) normal a la costa es igual a cero, como lo requiere la conservación de energía.

La solución numérica de (9) se muestra en Figura 3 para dos casos. Claramente, las amplitudes o envolventes de los paquetes de onda son periódicas en Y_1 . A_3 crece linealmente cerca de la costa, como lo predice la expansión directa (Graef, 1993). El eje Y_1 puede dimensionalizarse usando $y_* = LY_1/\varepsilon$.

Sería de interés para aplicaciones oceanográficas saber a qué distancia de la costa uno esperaría encontrar amplitudes grandes de periodo semi-anual si OR anuales inciden sobre la costa. Esta distancia (d_*) se tomó como aquella a la cual $|A_3|$ tiene su primer máximo (ver Figura 3). Se calculó d_* como función de U_i , la máxima rapidez horizontal de las partículas de la OR incidente (en $y = z = 0$); se puede mostrar que $d_* \sim 1/U_i$. Se obtuvo que para $U_i = O(1 \text{ cm/sec})$, $d_* = O(100 \text{ km})$.

CONCLUSIONES

Cuando la tercer onda excitada por la interacción no-lineal entre una OR incidente y la reflejada es libre, la expansión directa predice un crecimiento lineal en su amplitud en la dirección normal a la costa (y).

Usando escalas múltiples, se muestra que la expansión directa es correcta cerca de la costa. Más lejos, las amplitudes de onda de la tríada son funciones periódicas lentas de y , de tal manera que el flujo de energía de la tríada a través de cualquier plano paralelo a la pared-costa es cero, como lo requiere conservación de energía. Esta modulación en su amplitud es la envolvente de un paquete de onda.

Se encuentra que hay costas en el océano que satisfacen $0 < |\sin \alpha| \leq 1/3$, i.e. donde resonancia es posible. Por ejemplo, en el Atlántico, la costa Norte de Cuba y Grandes Antillas ($\alpha =$

19°); en el Indico, la costa Sur de Sud-Africa (173°) y en el Pacífico las Islas Aleutianas (166°).

Agradecimientos. El autor agradece los comentarios y sugerencias de Peter Muller, Pedro Ripa, Edgar Pavía y dos árbitros anónimos. Financiamiento otorgado por la Secretaría de Programación y Presupuesto y por CONACYT bajo el proyecto 0025-T9105.

REFERENCIAS

- Graef-Ziehl, F., 1990: Reflection of nonlinear baroclinic Rossby waves at a non-zonal boundary and the driving of secondary mean flows. Tesis doctoral, University of Hawaii, 283 pp.
- Graef, F., 1993: First order resonance in the reflection of baroclinic Rossby waves. *J. Fluid Mech.*, en prensa.
- Longuet-Higgins, M. S. and A. Gill, 1967: Resonant interactions between planetary waves. *Proc. Roy. Soc. A* **299**, 120-140.
- Mysak, L. A., 1978: Resonant interactions between topographic planetary waves in a continuously stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, **84**, 769-793.
- Mysak, L. A., and L. Magaard, 1983: Rossby wave driven Eulerian mean flows along non-zonal barriers, with application to the Hawaiian Ridge. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1716-1725.
- Pedlosky, J., 1987: *Geophysical Fluid Dynamics*. Second edition. Springer-Verlag, 624 pp.
- Plumb, R. A., 1977: The stability of small amplitude Rossby waves in a channel. *J. Fluid Mech.*, **80**, 705-720.



Maestría y Doctorado en Ingeniería Hidráulica

IMTA

La División de estudios de Posgrado de la Facultad de Ingeniería de la UNAM ofrece cursos de maestría y doctorado en Ingeniería Hidráulica en sus instalaciones de Progreso, Morelos.

Las asignaturas que se imparten son, entre otras:

Hidráulica general
Métodos Matemáticos
Mecánica de Fluidos
Hidrología de Superficie

Irrigación y drenaje
Geohidrología
Métodos Numéricos
Obras Hidráulicas

La maestría y el doctorado están dirigidos a egresados de ingeniería civil, ciencias agropecuarias y carreras afines. Estos cursos están apoyados por el Instituto Mexicano de Tecnología del Agua a través de becas, biblioteca, computadoras y laboratorios.

Informes al (73) 19-40-49 o 19-40-00 ext. 532 con el Dr. Alvaro Muñoz en Paseo Cuauhnáhuac #8532, Progreso, Mor. C.P. 62550

POSGRADO EN GEOFÍSICA



Unidad Académica de los Ciclos
Profesionales y de Posgrado del
CCH de la UNAM

UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO

El Instituto de Geofísica y la Unidad Académica de los Ciclos Profesional y de Posgrado del CCH de la UNAM ofrecen a todos los profesionales en Física, Geofísica, Geología, Ingeniería, Química, o alguna área académica afín, los Posgrados de Maestría y Doctorado de Geofísica dentro de las siguientes áreas:

AGUAS SUBTERRANEAS
EXPLORACIÓN GEOFÍSICA
SISIMOLOGÍA Y FÍSICA DEL INTERIOR DE LA TIERRA
ESTUDIOS ESPACIALES
MODELACIÓN MATEMÁTICA Y COMPUTACIONAL DE SISTEMAS GEOFÍSICOS

Informes: Instituto de Geofísica UNAM
Cd. Universitaria
México 04510 D.F.
Tel 662-4130 y 622-4137 Fax 550-2486

ON STABILITY OF ROSSBY-HAURWITZ WAVES AND VERKELEY'S MODONS IN THE BAROTROPIC ATMOSPHERE

Yu. N. Skiba

Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM

ABSTRACT

Stability of Verkeley's modons and Rossby-Haurwitz (R-H) waves of subspace H_1 H_n is analyzed within the vorticity equation of an ideal incompressible fluid on a rotating sphere. Here H_n is the eigen subspace of the spherical Laplace operator corresponding to the eigenvalue $n(n+1)$. Conservation laws and independent sets of any perturbations of R-H waves and small perturbations of Verkeley's modon are found.

It is proved that any super-rotation flow is Lyapunov stable but any dipole modon or non-zonal R-H wave of H_1 H_n where $n \geq 2$ are Lyapunov unstable because of the algebraic growth of perturbations caused by asynchronous oscillations of waves.

R-H Waves and Verkeley's modons on a sphere

Dynamics of the invicid and unforced barotropic atmosphere on a rotating unit sphere S is described by the non-dimensional vorticity equation.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi + J(\psi, \Delta \psi + 2\mu) = 0$$

Here $\psi(t, \lambda, \mu)$ is the stream function, $\mu = \sin \varphi$, φ and λ are the latitude and longitude of a point (λ, μ) on S , $\Delta \psi$ and $\Delta \psi + 2\mu$ are the relative and absolute vorticity respectively, Δ is the Laplace operator on S and $J(\psi, h)$ is the Jacobian.

The Rossby-Haurwitz (R-H) wave

$$f(t, \lambda, \mu) = -\omega \mu + \sum_{m=-n}^n f_m Y_n^m(\lambda - c_n t, \mu) \quad (2)$$

($n \geq 1$) is the exact solution of Eq. (1) if its speed satisfies

$$C_n = \omega - \frac{2(\omega + 1)}{\chi_n} \quad (3)$$

The first term in (2) is the solid body rotation with the angular velocity ω and the second term being a linear combination of the spherical harmonics $Y_n^m(\lambda, \mu)$ is the homogeneous spherical polynomial of degree n .

The Verkeley (1984, 1987) modon

$$\psi(\lambda', \mu') = R(\mu') \cos \lambda' + G(\mu') \quad (4)$$

is another type of exact periodic solution to (1) provided the pole $N' = (\lambda_0, \mu_0)$ of the primed coordinate system (λ', μ') moves along a latitude circle $\mu_0 = \text{Const}$ with the constant velocity.

$$C_n = \omega_0 - \frac{2(\omega_0 + 1)}{\chi_\sigma} \quad (5)$$

The harmonics $P_\sigma^m(\mu) \cos m\lambda$ and $P_\alpha^m(m) \cos m\lambda$ ($m = 0, 1$) are used for constructing the modon (4) in the outer and inner regions $S_0(\mu' < \mu_a)$ and $S_1(\mu' > \mu_a)$ respectively. In this work ω_0 is the super-rotation velocity in S_0 , $\chi_\sigma = \sigma(\sigma+1)$, and $\chi_\alpha = \alpha(\alpha+1)$. The degree α is real ($\alpha \geq 2$) and $\chi_\alpha > 0$. The degree α may be real or complex. In last case $\alpha = -1/2 + ik$ where $k > 0$, and the modon is localized mainly in a small neighborhood of the region S_1 , besides, $\chi_\alpha = -(k^2 + 1/4) < 0$. In particular, if $\alpha = \sigma$, then the modon (4) is the R-H wave.

If $|\mu_0| = 1$ then in the unprimed coordinates (4) is a zonal flow: $\psi(\mu) = G(\mu)$ (a monopole modon, Verkeley (1984)). Modon is called dipole if $|\mu_0| \neq 1$. The functions $R(\mu)$ and $G(\mu)$ are smooth except the point $\mu = \mu_a$ where they have continuous derivatives only up to the second order.

In this work we study the stability of the solutions (2) and (4). As any conservative system, the system described by (1) is structurally unstable and hence only exact analytical methods should be used to obtain correct stability results.

Conservation law and invariant sets of arbitrary perturbations of the R-W wave.

It is shown in Skiba (1989) that any perturbation $\psi'(\lambda, \mu, t)$ of the R-H wave (2), (3) evolves such that its kinetic energy $K(t)$ and enstrophy $\gamma(t)$ defined as

$$K(t) = \frac{1}{2} \int_S |\nabla \psi'(\lambda, \mu, t)|^2 dS \text{ and } \gamma(t) = \frac{1}{2} \int_S |\Delta \psi'(\lambda, \mu, t)|^2 dS$$

decrease, conserve or increase simultaneously due to the law

$$\frac{d}{dt} \gamma(t) = \chi_n \frac{d}{dt} K(t) \quad (6)$$

Thus, although the enstrophy $\gamma(t)$ is more strong characteristics than the energy $K(t)$, nevertheless, in the stability study of the R-H wave (2), the perturbation energy $K(t)$ can be used instead of $\gamma(t)$ without loss of generality. By (6) we have that

$$\frac{d}{dt} \{ [\chi(\psi') - \chi_n] K(t) \} = 0 \quad (7)$$

for any perturbations ψ' of the wave (2). Here $\chi_n = n(n+1)$ and

$$\chi(\psi') = \gamma(t) / K(t) \quad (8)$$

is the mean spectral number of ψ' . By (7) there is a hyperbolic dependence between the energy $K(t)$ and characteristics $\chi(\psi') - \chi_n$ of the spectral composition of the wave (2) perturbation.

Due to (7), all possible perturbations of the R-H wave (2), (3) can be divided into three invariant (independent) sets:

$$M_+^n = \{ \psi' : \chi(\psi') > \chi_n \}, M_0^n = \{ \psi' : \chi(\psi') = \chi_n \},$$

$$M_-^n = \{ \psi' : \chi(\psi') < \chi_n \} \quad (9)$$

Thus, any perturbation (independently of its amplitude) initially belong to one of the sets (9) will never leave it. It allows to analyze the R-H wave stability separately in each of the sets (9). Note that the R-H wave (2) is Lyapunov stable to any perturbation of the set M_0^n of homogeneous spherical polynomials of degree n which is one more invariant set belonging to M_0^n (Skiba, 1989). Further, by (6) and (8),

$$\frac{d}{dt} \chi(\psi') = \frac{d}{dt} \{ \gamma(t) / K(t) \} = \frac{1}{K(t)} \{ \chi_n - \chi(\psi') \} \frac{d}{dt} K(t) \quad (10)$$

and hence, the energy cascade of growing perturbations of the R-H wave has the opposite directions in the sets M_+^n and M_-^n : the derivative $\frac{d}{dt} \chi(\psi')$ is positive in M_+^n and negative in M_-^n . Besides, due to (7), the closer the mean spectral number $\chi(\psi')$ to χ_n , the larger is the perturbation energy. Note that, by (9), the energy cascade to the smaller scales is bounded for perturbations of M_0^n .

Lyapunov instability of the non-zonal R-H wave

As is well known, the zero solution of (1) is Lyapunov stable (Lyapunov, 1966) in the norm

$$\| \psi' \|_* = (e_1 K + e_2 \gamma)^{1/2} \quad (11)$$

with respect to arbitrary perturbations because the kinetic energy and enstrophy of any solutions to (1) are constant with time (Fjortoft, 1953). It is shown that any super-rotation flow (or any homogeneous spherical polynomial of degree 1) is also Lyapunov stable in the norm (11),

besides, both the kinetic energy and enstrophy of any perturbation of such a flow are conserved in time (Skiba, 1989). But stability properties of the R-H wave (2) are quite different if $n \geq 2$. Indeed, if $n \geq 2$ then any non-zonal R-H wave (2), (3) is Lyapunov unstable in the norm (11) to some perturbations of M_-^n (Skiba, 1991, 1992).

We now consider a simple example so as to bring to light the mechanism of Lyapunov instability of the non-zonal R-H waves. Let

$$f(t, \lambda, \mu) = F Q_n^m(\mu) \cos m(\lambda - c_n t) \quad (12)$$

be a basic solution where $Q_n^m(\mu)$ is the normalized associated Legendre function and F is the real amplitude ($m \geq 1$). The kinetic energy of the wave (12) is $K_f = \pi \chi_n F^2$ where $\chi_n = n(n+1)$. Let $\varepsilon^2 = 4 K_f$ and $\delta > 0$ be as small as we like. As another solution to (1) we take

$$\psi(t, \lambda, \mu) = -\frac{\delta}{2} y_1^0(\mu) + F Q_n^m(\mu) \cos m(\lambda - \hat{C}_n t) \quad (13)$$

Then $\hat{C}_n - C_n = \delta (\chi_n - 2) / 2\chi_n$ is a very small number. The corresponding perturbation $\psi' = \psi - f$ of the wave (12) is

$$\psi'(t, \lambda, \mu) = -\frac{\delta}{2} y_1^0(\mu) + A(t) Q_n^m(\mu) \sin m(\lambda - \frac{\hat{C}_n + C_n}{2} t) \quad (14)$$

where

$$A(t) = 2 F \sin m \frac{\delta (\chi_n - 2)}{4 \chi_n} t \quad (15)$$

Then the kinetic energy $K(t)$ of the perturbation (14) is

$$K(t) = \frac{\varepsilon^2}{4} + \pi \chi_n A^2(t) \quad (16)$$

Let us take $\| \psi' \|_* = K^{1/2}$ as the norm (11). Then at initial moment $t_0 = 0$ the amplitude $A(0) = 0$ and $K(0) = \frac{\varepsilon^2}{4}$ and hence, $\| \psi'(0) \|_* < \delta$. However, at $t = \tau_j = \frac{2(1+2j)\pi\chi_n}{m\delta(\chi_n-2)}$ where $j = 0, 1, 2, \dots$ we have $A(\tau_j) = 2 F$ and

$$K(\tau_j) = \frac{\varepsilon^2}{4} + 4 K_f = \frac{\varepsilon^2}{4} + \varepsilon^2 > \varepsilon^2 \quad (17)$$

i.e., $\| \psi'(0) \|_* > \varepsilon$. Hence the R-H wave (12) is Lyapunov unstable in the norm (11) (Skiba, 1992).

By (15), the perturbation amplitude, $A(t)$ varies in direct proportion to the amplitude F of the basic solution. Besides, the maximum of $A(t)$ is twice that of the basic wave (12) and is independent of δ . Hence, if the basic wave amplitude F is large then the growth of the perturbation amplitude $A(t)$ is considerable and evident independently of initial distance δ between two R-H waves (12) and (13). And if F is small then the growth of $A(t)$ is not so visible. In addition, since δ is very small, the growth of the amplitude $A(t)$ is slow. Note that the Lyapunov instability of the non-zonal R-H wave has nothing in common with the orbital (or

Lagrange) instability (Skiba, 1993). The reason for the Lyapunov instability is the non-zero shift $\hat{C}_n - C_n$ of the velocities of two R-H waves whose paths are close to each other in phase space, i.w., the asynchronous oscillations of the waves.

Finally, although the choice of the Lyapunov functional is essential in the Lyapunov stability study, the formulas (14) and (15) give conclusive evidence of the growth in amplitude of the perturbation, and hence, of the instability.

The law (6) can be written as

$$\sum_{k=n+1}^{\infty} \chi_k(\chi_k - \chi_n) \sum_{m=-k}^k |\psi'_k{}^m(t)|^2 - \sum_{k=1}^{n-1} \chi_k(\chi_n - \chi_k) \sum_{m=-k}^k |\psi'_k{}^m(t)|^2 = L_0 \quad (18)$$

where $\psi'_k{}^m(t)$ is the Fourier coefficient of the perturbation ψ' and the constant L_0 is determined by initial perturbation. By (18) the both sums in the left part of (18) may grow only simultaneously. In Petroni et al (1987) such growth is considered as a necessary condition for the Rossby wave instability. But, the perturbation (14) shows that the Lyapunov instability is possible even if two sums in (18) remain constant in time. It conforms the point of Sheperd (1988) in his dispute on the double cascade mechanism with Petroni et al (1987, 1989).

Dynamics of perturbations of Verkeley's modon

It is shown in Skiba (1993) that there exists the conservation law

$$\frac{d}{dt} \{ K - \chi_{\alpha}^{-1} \gamma_1 - \chi_{\sigma}^{-1} \gamma_0 \} = 0 \quad (19)$$

for small perturbations of any stationary modon (4) on the sphere. Here γ_1 and γ_0 are the parts of the perturbation enstrophy $\gamma(t)$ containing in the regions S_1 and S_0 of the modon. The law is analogous to that obtained by Laedke and Spatschek (1986) for the beta-plane modon. Denote

$$\chi_1(t) = \gamma_1(t) / K(t), \quad \chi_0(t) = \gamma_0(t) / K(t)$$

The $\chi(t) = \chi_1(t) + \chi_0(t)$ is the perturbation mean spectral number and, due to (19) all small perturbations of the stationary modon are divided into three independent sets.

$$M_- = \{ \psi' : p(\psi') < 1 \}, M_0 = \{ \psi' : p(\psi') = 1 \}$$

$$M_+ = \{ \psi' : p(\psi') > 1 \} \quad (20)$$

where the number $p(\psi') = \chi_{\alpha}^{-1} \chi_1(t) + \chi_{\sigma}^{-1} \chi_0(t)$ characterizes the spectral composition of the perturbation ψ' . We have

$$\frac{d}{dt} p(\psi') = \frac{1}{k(t)} \{ 1 - p(\psi') \} \frac{d}{dt} k(t) \quad (21)$$

If $\chi_{\alpha} = \chi_{\sigma}$ then (19) is identical to (10). If $\chi_{\alpha} \neq \chi_{\sigma}$ then (19) is valid only for small perturbations. By (21), the energy cascade of growing perturbations of the stationary modon has the opposite directions in the sets M_- and M_+ . Thus there is a structural similarity between of the invariant sets of small perturbations of the stationary modon and the R-H wave.

As is proved in Skiba (1991), any dipolo modon (21) is Lyapunov unstable in the norm (11), besides, nature of the instability is the same as that of the R-H wave.

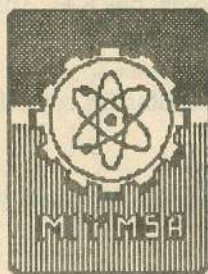
REFERENCES

- Fjortoft R., 1953. Tellus, 5: 225-230.
- Laedke E.W. and Spatschek K.H., 1986. Phys.Fluids, 29: 133-142.
- Lyapunov A.M., 1966. Stability of motion. Academic press, N.Y.
- Petroni R. S., Pierini and A. Valpiani, 1987. Nuevo Cimento C, 10, No. 27.
- Petroni R. S., Pierini and A. Valpiani, 1987. Nuevo Cimento 12, No.2: 271-275.
- Sheperd T.G., 1988. Nuevo Cimento C, 11, No.4: 439-442.
- Skiba Yu. N., 1989. Mathematical problems of the dynamics of viscous barotropic fluid on a rotating sphere. Dept. Numer. Math., USSR Academy of Sciences, Moscow (Russian) (English translation 1990, Indian Inst. Tropical Meteorology, Pune, India).
- Skiba Yu. N., 1991. Sov. J. Numer. Anal. Math. Modelling, 6, N6: 515-534.
- Skiba Yu.N., 1992. Izvestiya, Atoms Ocean Phys., 28, 5: 512-521.
- Skiba Yu.N., 1993. Atmósfera, 6, No. 2.
- Verkeley, W.T.M., 1984. J. Atm. Sci., 41: 2492-2504.
- Verkeley, W.T.M., 1987. J. Atm. Sci., 44: 2383-2398.

SISTEMAS DE INGENIERIA SISMICA Y DINAMICA ESTRUCTURAL



REPRESENTANTE EXCLUSIVO PARA LA REPUBLICA
MEXICANA:



**MEDIDORES INDUSTRIALES Y
MEDICOS S.A. DE C.V.**

ODESA #1110
COL. PORTALES
03300, MEXICO, D.F.

FAX: (5) 605-9181 PHONE: (5) 604-0058
605-6312

Física del Mar

Un programa de posgrado

CICESE

Departamento de Oceanografía Física
Apartado postal #2732. Ensenada, B.Cfa., México
Teléfono 52 (667) 4 5050 ext. 4010. Fax 52 (667) 4 5154

Fotografía: Van Dyke

INHOMOGENEIDADES ESPACIALES EN LA ESTRUCTURA MICROFISICA DE NIEBLA

F. GARCÍA-GARCÍA Y R. A. MONTAÑEZ

Centro de Ciencias de la Atmósfera
Universidad Nacional Autónoma de México
Circuito Exterior, Ciudad Universitaria
04510. México, D.F.

INTRODUCCION

La observación *in situ* de la estructura microfísica de las nubes ha sido de primordial importancia para entender los procesos físicos que ocurren durante la transformación y evolución del agua de la nube en precipitación. Además, dichos estudios son imprescindibles en aspectos tales como la validación de las teorías y modelos de formación de lluvia, la calibración de radares y otros sistemas de percepción remota, y la evaluación de proyectos de modificación artificial del tiempo. En particular, la distribución y variabilidad espacial de los parámetros microfísicos han sido recientemente objeto de interés debido a la importancia que revisten para entender los fenómenos de entrada de aire seco del ambiente y su mezcla con la nube. Por otra parte, en estudios de un posible cambio climático global, basados en la respuesta de modelos de circulación general a variaciones pre-establecidas de parámetros climáticos, se requiere de un conocimiento más detallado de las características microfísicas de las nubes y su relación con las propiedades ópticas de las mismas.

El objetivo del presente reporte es analizar inhomogeneidades espaciales en la estructura microfísica de niebla a escalas de aproximadamente 15 m, así como señalar las implicaciones que éstas tienen en la descripción del desarrollo de la nube y en la sensibilidad de modelos climáticos para la detección de cambio global. Para ello se presenta el caso de un evento de niebla ocurrido en la Sierra Madre Oriental, que fue monitoreado haciendo uso de un vehículo instrumentado. Cabe señalar que un análisis de la evolución y desarrollo microfísicos de dicho evento, en el que se consideraron inhomogeneidades temporales y espaciales de la nube a escalas de 30 min y de entre 100 y 1000 m, respectivamente, ha sido reportado anteriormente (García y Montañez 1992).

DATOS Y RESULTADOS

El caso de estudio aquí analizado ocurrió el día 13 de enero de 1991, en un trayecto localizado en la Carretera Estatal de Puebla que comunica las poblaciones de Zaragoza y Zacapoaxtla. Las condiciones sinópticas imperantes correspondieron a la típica situación de "norte" que ocurre comúnmente durante el invierno en las costas del Golfo de México. Aproximadamente a las 1500 Hora Local (HL) el sitio fue cubierto por una nube proveniente del norte, acarreada por el viento a una velocidad de 8 km/h. La visibilidad a nivel de suelo disminuyó a menos de 400 m y la niebla persistió durante una hora y media, disipándose por completo aproximadamente a las 1745 HL. Para su caracterización microfísica, se hicieron varias penetraciones en la nube con una camioneta instrumentada (Montañez y García 1992) en cada una de las cuales se cubrió una distancia de 4.5 km. Los datos presentados corresponden a un Espectrómetro de Gotas de Dispersión Frontal (FSSP) capaz de detectar partículas con diámetros de entre 2.5 y 70 μm , con una resolución nominal de 3 μm . Los errores estadísticos de muestreo para la concentración varían entre el 10 y el 20% para promedios en intervalos de entre 100 y 1000 m, mientras que se estima que el error instrumental en la determinación del tamaño de las gotas puede ser de hasta 30%. Para mayores detalles acerca de la operación y funcionamiento del equipo, así como del sitio y la metodología de muestreo y del análisis de datos, el lector puede referirse a García y Montañez (1989, 1991).

En las Figuras 1 y 2 se muestran las variaciones espaciales de la concentración de gotitas de nube, del contenido de agua líquida (W_l) y del diámetro volumétrico medio (DVM) obtenidas para dos penetraciones en la nube, a las 1517 HL y a las 1547 HL, respectivamente. Tanto W_l como DVM, relacionados con el tercer momento de la distribución, fueron derivados a

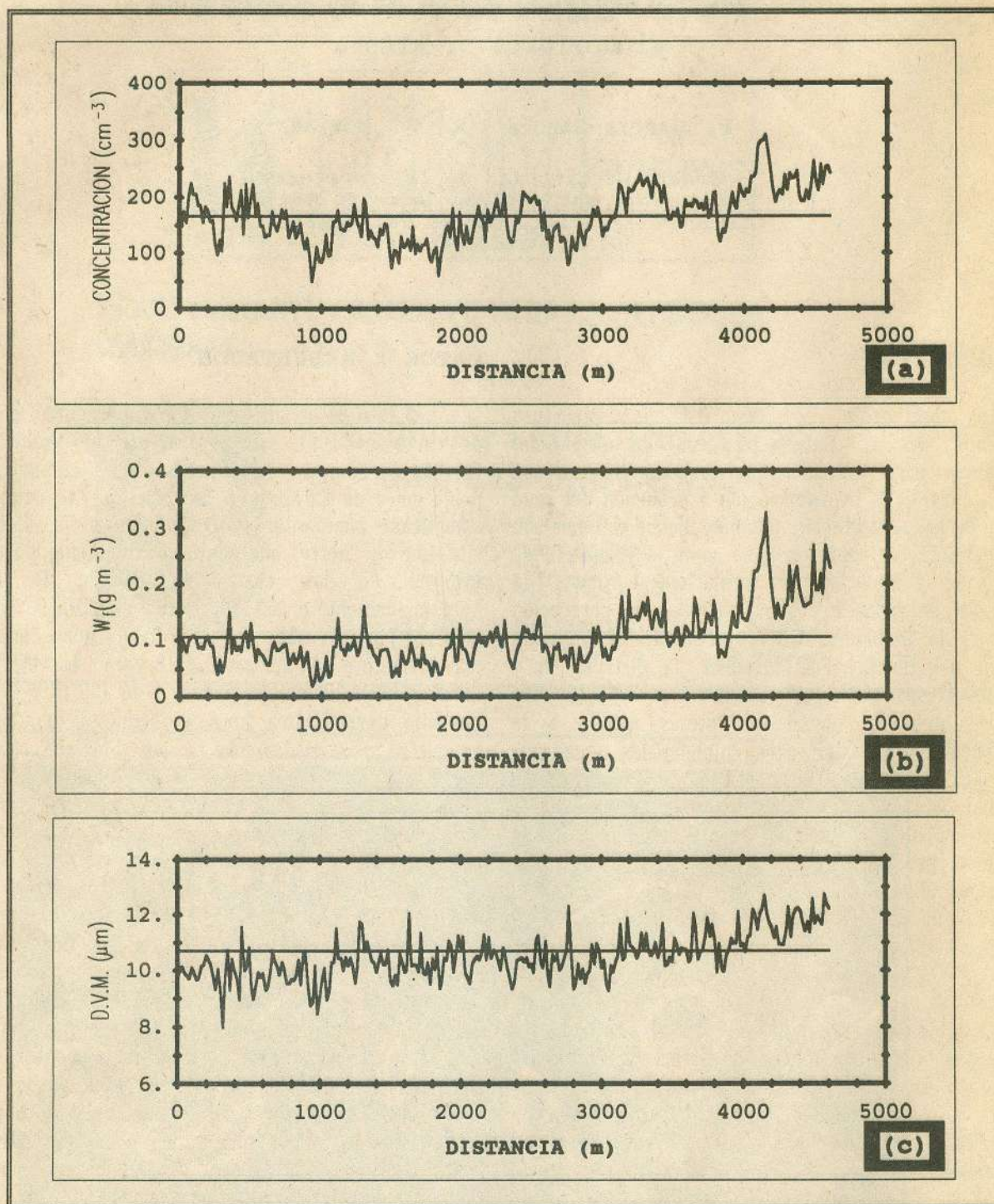


Figura 1. Concentración de gotitas (a), contenido de agua líquida (b) y diámetro volumétrico medio (c) como funciones de la posición en la nube, para una penetración a las 1517 HL. Las líneas horizontales continuas corresponden a los valores promedio para el trayecto total de 4.5 km.

partir de los datos de concentración. Cada punto en las gráficas corresponde al número total de partículas acumuladas por el FSSP con una frecuencia de 1 Hz, y representa el valor promedio en un intervalo de 16.5 m

a la velocidad de muestreo típica del vehículo. Como puede apreciarse, las variaciones en la concentración total observadas entre un punto y otro de la nube pueden ser de hasta un factor de 6, correspondiendo a

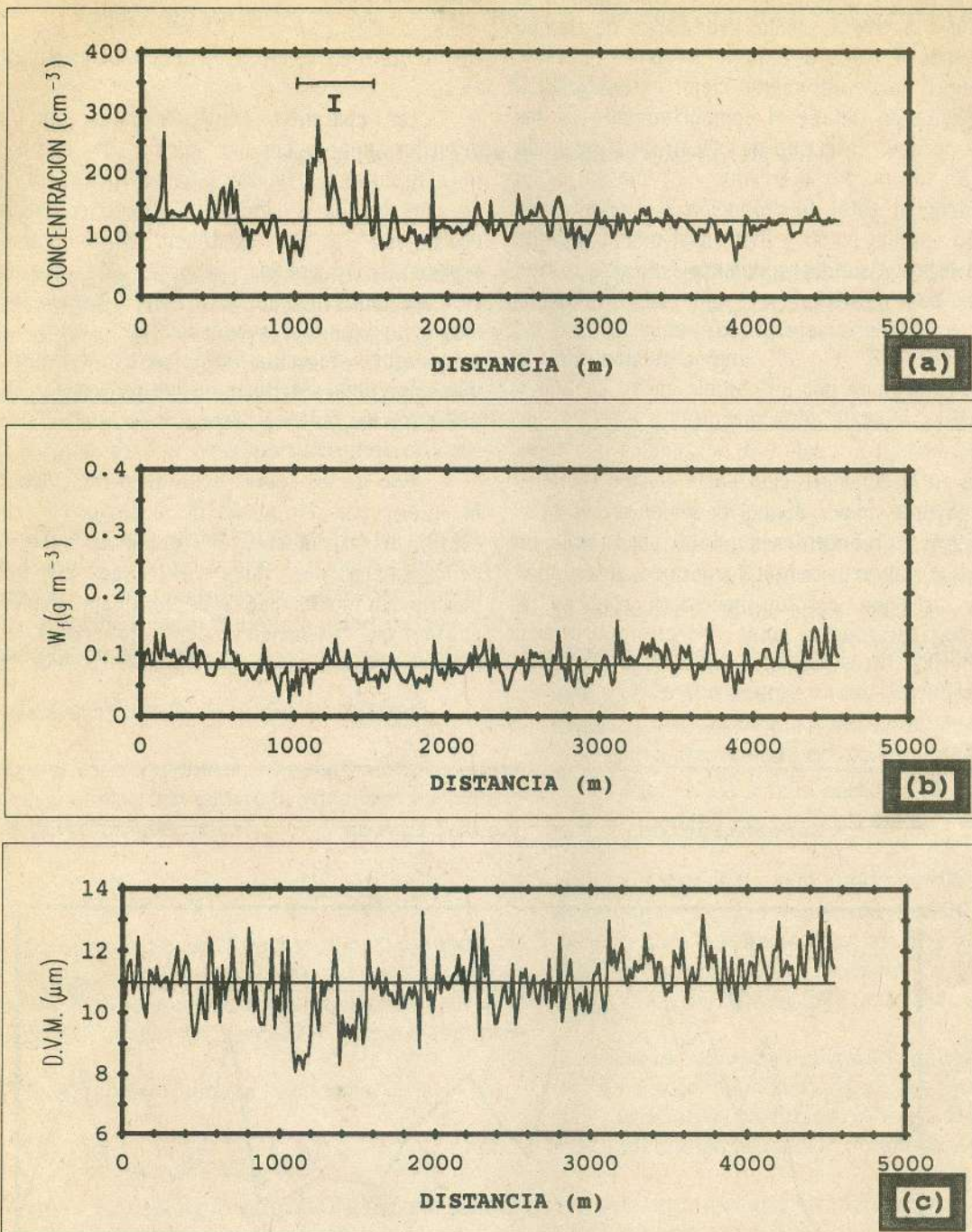


Figura 2. Como la Figura 1, pero para una penetración en la nube a las 1547 HL.

valores que oscilan desde el 30 hasta el 230% con respecto al valor promedio para la penetración. Más aún, los datos indican que es común observar inhomogeneidades espaciales de esta magnitud a distancias de 200 m. Por otra parte, hay una diferencia de gran importancia que señalar entre las dos penetraciones mostradas: mientras que en la primera

(Figura 1) los comportamientos de la concentración, W_f y DVM son cualitativamente similares e indican que las inhomogeneidades ocurren a escalas mayores que 16.5 m, éste no es el caso en la segunda (Figura 2) donde el comportamiento de W_f con la distancia es mucho menos variable (casi constante dentro del intervalo de error) que los de la concentración total y DVM. En otras

palabras, de no existir inhomogeneidades espaciales a la escala estudiada, las trazas de las tres series de tiempo se seguirían unas a otras a todo lo largo de la nube. Este último punto puede apreciarse mejor en la *Figura 3*, donde se presenta en detalle el comportamiento de las tres variables para un intervalo de 500 m de la segunda penetración. En los puntos marcados "A", una variación en la concentración total (disminución o aumento) es seguida por un cambio en W_f y DVM en el mismo sentido con magnitud relativa similar, indicando ésto que el tipo de inhomogeneidades existentes es igual al de aquellas encontradas a escalas mayores. Sin embargo, en los puntos marcados "B" y "C", una variación en la concentración es seguida por un cambio en W_f , en uno u otro sentido. Esto depende de la magnitud y dirección de la variación en el DVM la cual, a su vez, indica que hubo una tendencia en la concentración hacia ciertos tamaños de gotas de mayor o menor diámetro, según sea el caso. En otras palabras, la concentración total por sí sola no es el parámetro más representativo para la descripción de la nube, así que resulta necesario conocer la *distribución por tamaños* de gotas con cierta precisión para de ella derivar otras variables de interés.

DISCUSION

Implicaciones en los procesos microfísicos.

Las aparentes contradicciones que resultan de describir una nube por medio de algún parámetro microfísico en particular (concentración total, contenido de agua líquida o diámetro volumétrico medio) apuntan claramente a la existencia de inhomogeneidades espaciales a escalas menores de las que hasta recientemente habían sido consideradas. Pero además surgen preguntas concernientes a los mecanismos responsables de estas variaciones y a las implicaciones que éstos pudieran tener en los procesos de formación y desarrollo de nubes y precipitación.

Uno de los temas actualmente en debate es el de la descripción, por medio de la teoría clásica de Howell (1949), del crecimiento de gotitas de nube mediante la condensación del vapor de agua disponible. Dicha descripción no es capaz de producir distribuciones de gotitas que asemejen a las observadas en la gran mayoría de los casos. Varios autores han hecho notar

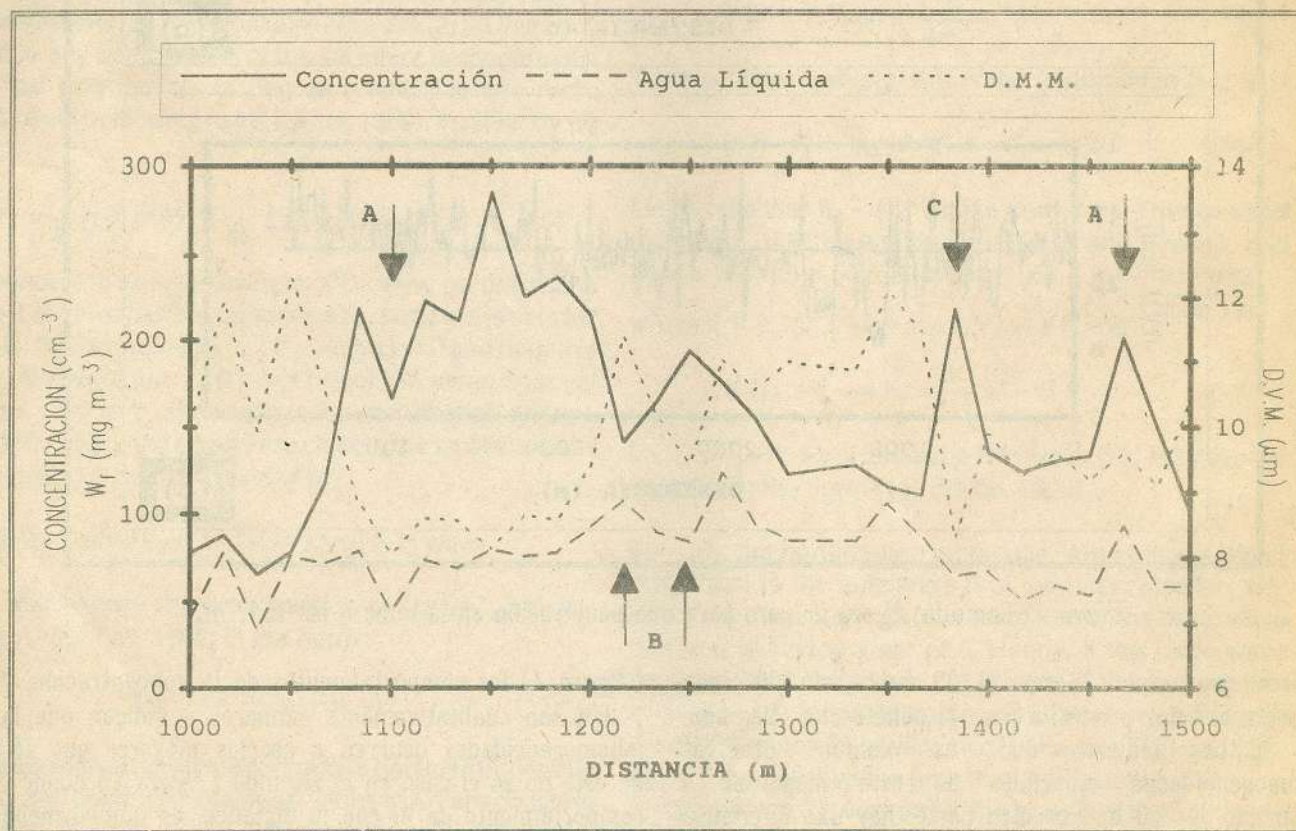


Figura 3. Detalle correspondiente al trayecto marcado "I" en la *Figura 2*.

que el problema radica en que la ecuación de difusión de vapor queda descrita en términos de la sobresaturación en un volumen grande de aire (sobresaturación del ambiente o macroscópica), y no en el de la vecindad de la gotita (sobresaturación microscópica) que es la relevante para la descripción de la velocidad de crecimiento. Recientemente, Srivastava (1989) desarrolló una modificación a la teoría en la que se consideran campos de sobresaturación microscópica, los cuales pueden variar notablemente de una gotita a otra debido a la aleatoriedad espacial de las mismas y son, en general, lo suficientemente diferentes a los valores macroscópicos como para que valga la pena que sean incorporados en la teoría.

Por otra parte, Cooper (1989) propuso una descripción de la sobresaturación microscópica utilizando argumentos de teoría estocástica, y la aplicó al caso de mezcla de parcelas de nube de diferente origen. El análisis de Cooper aporta nuevos elementos para entender los mecanismos mediante los cuales el espectro de gotas puede ampliarse, acelerando así el crecimiento de un ensamble de gotitas por condensación y el inicio de los procesos de colisión-coalescencia que dan lugar a la formación de lluvia caliente.

Los dos casos presentados arriba son un ejemplo de las posibles implicaciones que la presencia de inhomogeneidades espaciales en la nube tiene en el desarrollo de los procesos microfísicos. Pero más importante aún es la conclusión de que es necesario determinar *in situ* el comportamiento de estas inhomogeneidades espaciales no sólo a escalas de metros, sino inclusive de centímetros, si se desea describir los procesos de crecimiento por condensación adecuadamente y validar las nuevas teorías existentes.

Implicaciones en Modelos de Cambio Global.

A últimas fechas se han sugerido varios mecanismos mediante los cuales las nubes podrían tomar parte y aún iniciar un cambio climático. Estos incluyen variaciones en el tamaño de las gotitas, la cubierta y el espesor de las nubes. En un artículo reciente, Slingo (1990) reportó un análisis de la sensibilidad de la radiación terrestre respecto a dichas variaciones, usando para ello un modelo tridimensional de circulación general (GCM) con la hipótesis de la duplicación en la concentración de bióxido de carbono en la atmósfera. Slingo concluyó que se requiere de una

precisión del orden de 5% tanto para modelar como para medir los parámetros microfísicos de la nube si se desea determinar su contribución al cambio global. Esta restricción es especialmente importante en el caso de nubes bajas, como la niebla. En lo que sigue, se analiza la factibilidad de llevar a cabo mediciones de tales características en el caso que aquí nos ocupa.

El albedo de las nubes es determinado por la profundidad óptica, τ , que a su vez es proporcional al cociente del camino de agua líquida (LWP) y el radio efectivo (r_e). Estos se definen a partir del segundo y tercer momentos de la distribución de gotas, como sigue:

$$LWP = \frac{4}{3} \frac{\pi \rho_w}{\Delta \zeta} \int_0^{\Delta \zeta} \int_0^{\infty} n(r) r^3 dr dz \quad (1)$$

$$r_e = \frac{\int_0^{\infty} n(r) r^3 dr}{\int_0^{\infty} n(r) r^2 dr} \quad (2)$$

donde r y $n(r)$ son, respectivamente, el radio y la concentración de las gotitas, ρ_w la densidad del agua y $\Delta \zeta$ el espesor de la nube. En términos de parámetros medibles, estas expresiones pueden escribirse como:

$$LWP = \int_0^{\Delta \zeta} W_f(z) dz \quad (3)$$

$$r_e = \frac{3 W_f}{\pi \rho_w \sum_{i=1}^k n_i D_i^2 \Delta D_i} \quad (4)$$

donde D_i y n_i son, respectivamente, el diámetro y la concentración de las gotitas en cada uno de los k intervalos de tamaño ΔD_i . Ahora bien, el orden de magnitud de los errores instrumentales y de muestreo involucrados en la medición de la concentración y del diámetro de las gotas implican un error de entre el 30 y el 50% (y quizás aún mayor) en la determinación del contenido de agua líquida. Por tanto, los errores involucrados en la determinación del camino de agua líquida y del radio efectivo, según se puede apreciar de las Ecuaciones 3 y 4, serán por lo menos de este mismo

orden de magnitud. (Aún cuando es posible determinar W_r independientemente con otros instrumentos, el orden de magnitud del error es similar). Por otra parte, la validación de las mediciones con sistemas desde satélites requiere de la comparación y calibración contra instrumentación *in situ* como la aquí descrita, lo cual imposibilita mejorar la precisión del monitoreo. Además, a las consideraciones de instrumentación presentadas, hay que agregar la variabilidad natural de los sistemas nubosos con inhomogeneidades espaciales en todos los órdenes de magnitud y lo que esto implica en términos de la parametrización utilizada en los modelos.

La pregunta que surge es: ¿Es posible en este momento detectar una señal confiable de cambio climático con un GCM (o cualquier otro modelo) que considere el efecto de las nubes? Con los sistemas actuales de caracterización de nubes, y dados los esquemas de modelación existentes, las perspectivas de una respuesta positiva no son muy optimistas.

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se ha discutido la importancia de las inhomogeneidades espaciales en la estructura microfísica de las nubes. Sus implicaciones en la descripción de los procesos que dan lugar al desarrollo de nubes y precipitación, así como en la sensibilidad de modelos numéricos de simulación climática, han sido ejemplificadas con un caso de estudio.

En lo referente a los procesos microfísicos, se concluye que es necesario el monitoreo de las nubes a todas las escalas, inclusive a la de centímetros. Aunque algunos estudios teóricos sugieren diferentes mecanismos físicos para explicar el origen de las fluctuaciones espaciales aquí señaladas, es necesario validar dichas teorías mediante el desarrollo de nuevas técnicas. En este renglón, pueden señalarse avances como el de Baumgardner (1986) para el caso de aviones instrumentados, o el del mismo vehículo terrestre instrumentado utilizado en el estudio aquí reportado, que permiten la caracterización de los parámetros microfísicos a las escalas espaciales requeridas.

Con respecto a modelos de simulación climática, los problemas actuales en el monitoreo y la parametrización de las nubes requieren de importantes avances en instrumentación y en esquemas capaces de tomar en cuenta las variaciones espaciales. El reto, por otra parte, está en el desarrollo de modelos físicos que puedan acomodar esquemas menos restrictivos en

cuanto a las necesidades de precisión de los datos y de los métodos numéricos.

Agradecimientos. Los autores agradecen el apoyo técnico prestado por los Ings. J. Escalante, A. Rodríguez y V. Zarraluqui del Laboratorio de Instrumentación Meteorológica del Centro de Ciencias de la Atmósfera. Una de las rutinas para la lectura de datos del FSSP fue implementada por los Ings. J. Alvarez y J. Torreblanca. El presente trabajo fue realizado con apoyo del Instituto Mexicano de Tecnología del Agua de la Comisión Nacional del Agua y del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT).

REFERENCIAS

- Baumgardner, D., 1986: A new technique for the study of cloud microstructure. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **3**, 340-343.
- Cooper, W.A., 1989: Effects of variable droplet growth histories on droplet size distributions. Part I: Theory. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1301-1311.
- García-García, F., y R.A. Montañez, 1989: Evaluación de un espectrómetro de gotas para estudios de microfísica de nubes. *Geos (Boletín Unión Geofísica Mexicana) Época II*, **9 (4)**, 25-31.
- García-García, F., y R.A. Montañez, 1991: Warm fog in eastern Mexico: A case study. *Atmósfera*, **4**, 53-64.
- García-García, F., y R.A. Montañez, 1992: Espectros de gotas de niebla en la Sierra Madre Oriental. *Geos (Boletín Unión Geofísica Mexicana) Época II*, **12 (3)**, 2-4.
- Howell, W.E., 1949: The growth of cloud drops in uniformly cooled air. *J. Meteor.*, **6**, 134-149.
- Montañez, R.A., y F. García-García, 1992: Vehículo instrumentado para estudios de microfísica de nubes y precipitación. *Geos (Boletín Unión Geofísica Mexicana) Época II*, **12 (2)**, 2-5.
- Slingo, A., 1990: Sensitivity of the Earth's radiation budget to changes in low clouds. *Nature*, **343**, 49-51.
- Srivastava, R.C., 1989: Growth of cloud drops by condensation: A criticism of currently accepted theory and a new approach. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 869-887.

ATLAS NACIONAL DE MEXICO

Obra en tres tomos que presenta la UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO, donde la labor de más de 300 especialistas quedará reunida en una colección de 160 cartas (alrededor de 600 mapas) editados a todo color por el Instituto de Geografía.

Volumen I

I. Mapas Generales

- 1.- Mapas generales
- 2.- Desarrollo histórico de la expresión cartográfica.
- 3.- Desarrollo histórico del levantamiento cartográfico.

II. Historia

- 1.- Epoca prehispánica,
- 2.- Epoca colonial
- 3.- Siglo XIX
- 4.- Movimientos armados
- 5.- Historia de las divisiones político-administrativas

III. Sociedad

- 1.- Distribución de las poblaciones y características demográficas
- 2.- Migraciones
- 3.- Sistema urbano
- 4.- Vivienda
- 5.- Educación
- 6.- Cultura
- 7.- Salud
- 8.- Tipología sociodemográfica

Volumen II

IV. Naturaleza

- 1.- Geología
- 2.- Tectónica
- 3.- Relieve
- 4.- Clima
- 5.- Agroclimatología
- 6.- Hidrogeografía
- 7.- Edafología
- 8.- Biogeografía
- 9.- Oceanografía
- 10.- Regionalización física

V. Medio ambiente

- 1.- Influencia del hombre en el medio ambiente
- 2.- Estado de los componentes naturales del medio ambiente
- 3.- La población y el medio ambiente
- 4.- Evaluación del patrimonio natural y cultural
- 5.- Síntesis del medio ambiente

Volumen III

VI. Economía

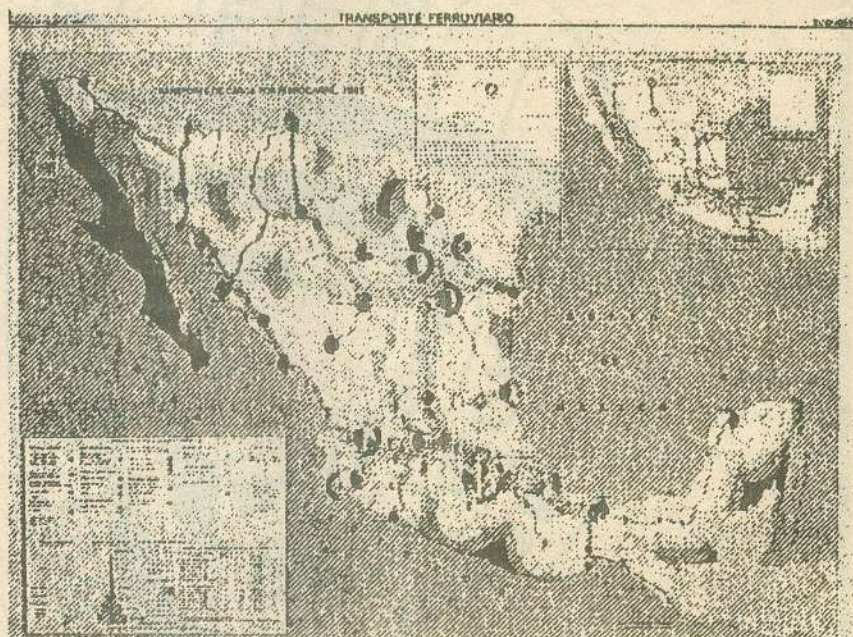
- 1.- Energía, agua y suelo, bases de la actividad económica
- 2.- Agricultura
- 3.- ganadería
- 4.- Actividad forestal
- 5.- Pesca
- 6.- Energía Eléctrica
- 7.- Economía petrolera
- 8.- Minería
- 9.- Industria
- 10.- Transporte y comunicación
- 11.- Turismo
- 12.- Comercio y servicios
- 13.- Asimilación económica del territorio
- 14.- Regionalización económica

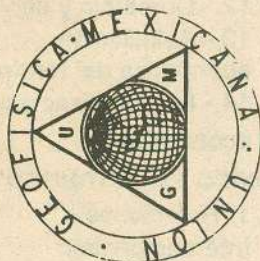
VII México en el mundo

1. Relaciones Internacionales
- 2.- Comercio Internacional
- 3.- México en el mundo

Informes y ventas:

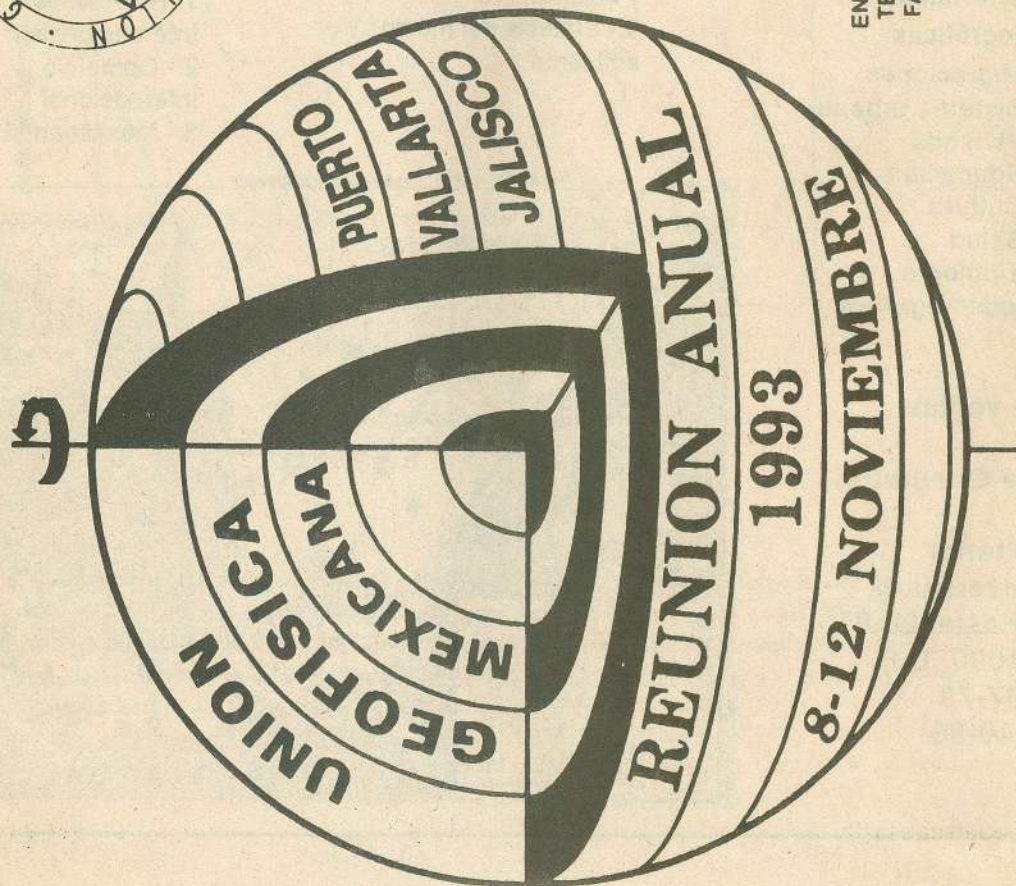
Instituto de Geografía,
UNAM
Circuito Exterior
Ciudad Universitaria
Apartado Postal 20-850
México, 01000, D.F.
Tel.: 548-97-79
Fax.: 548-40-86





UNION GEOFISICA MEXICANA REUNION 1993

8-12 NOVIEMBRE PUERTO VALLARTA, JALISCO



TEMAS A TRATAR

SISMOLOGIA	GEOL. ESTRUCTURAL	CONTAMINACION ATMOSFERICA
GEOQUIMICA	GEOMAGNETISMO	C. ESPACIALES Y PLANETOLOGIA
VULCANOLOGIA	FIS. Y QUIM. INTERIOR DE LA TIERRA	CAMBIO GLOBAL
TECTONICA	EXPL. GEOFISICA	OCEANOGRAFIA Y DINAMICA OCEANICA
GEOHIDROLOGIA	MATEMATICAS APLICADAS A LA GEOFISICA	CLIMATOLOGIA
PETROLOGIA		

INFORMES

F. MEDINA
IGF-UNAM
A. POSTAL 2681
ENSENADA 22800 B C
TEL. 91 (617) 4-46-02
FAX 91(617) 4-46-03

C. DE LA ATMOSFERA UNAM
CD. UNIVERSITARIA
MEXICO 04510 D.F.
FAX 9155489781

C. GAY
E. GOMEZ T.
CICESE
A. POSTAL 2732
ENSENADA B. C.
TEL. 91 (617) 4-45-01 AL 08
EXT. 555
FAX. 91 (617) 4-49-33

HOTEL SEDE
CONTINENTAL PLAZA VALLARTA
PUERTO VALLARTA, JALISCO

RECEPCION DE RESUMENES HASTA SEPTIEMBRE 10

RIFTS ACTIVOS Y PASIVOS

R.S. White
Bullard Lab.
University of Cambridge U.K.

Cuando los continentes se separan para crear nuevos fondos oceánicos, se forman grietas de una notable diversidad en las orillas o bordes de los continentes. Los estudios sísmicos demuestran que una zona de la corteza continental de 25-30 km de espesor se estira como goma elástica hasta que finalmente se rompe permitiendo la formación de un nuevo centro de expansión oceánico. Esta es una grieta fría acompañada de escaso volcanismo. En el otro extremo se tiene una grieta caliente, que se forma cuando la expansión y el agrietamiento de algunos bordes continentales producen enormes volúmenes de roca fundida. La roca sale por la grieta o queda atrapada y se solidifica en la base de la corteza. Dos nuevos cortes transversales (Fig.1) a través de los márgenes continentales en el Atlántico Norte nos permiten delinear la estructura de estos dos tipos de grietas o rifts. Estos fueron obtenidos por medio del registro de ondas sísmicas penetrantes detectadas en sismómetros digitales colocados en el fondo del océano. Las ondas sísmicas fueron generadas ya sea por detonación de cargas explosivas o por medio de la liberación de grandes burbujas de aire comprimido a alta presión, debajo del agua, con pistolas de aire. La energía sísmica fue registrada en rangos de más de 100 km. Las resultantes formas de onda recibidas por los sismómetros fueron modeladas y reproducidas usando los nuevos programas de computadora para sismogramas sintéticos, capaces de simular el paso de ondas a través de complejas estructuras con variaciones laterales.

Ajustando los modelos repetidamente hasta que el arribo de las ondas generadas sintéticamente sea equiparable con la información observada, es posible delimitar las características de la estructura interna de los bordes agrietados, como se presenta en la figura 1. El margen volcánico continental Hatton Bank se formó cuando Groenlandia se separó del Noroeste de Europa hace aproximadamente unos 55 millones de años, generando la zona del norte del Atlántico. Esta era una grieta caliente: poco antes de formarse, una gran pluma de material anormalmente caliente surgió a través del manto ductil que yace debajo de la capa externa de la Tierra, de unos 100 Kms. de espesor, más rígida y que conocemos como la litósfera. Tales inestabilidades del proceso de convección del interior terrestre se presentan de cuando en cuando, emergiendo desde la profundidad del manto y pueden causar fusión en amplias zonas del

manto, desarrollando el consecuente volcanismo cuando ascienden cerca de la superficie terrestre (White & McKenzie, 1989). En el caso de la parte septentrional del Atlántico Norte, la columna magmática o "plume" responsable de la actividad volcánica cuando los continentes se separaron esta aun fortaleciéndose, generando la continua actividad volcánica en Islandia. Cuando el Atlántico Norte se agrieta, la pluma caliente que yacía debajo se fundió parcialmente y provocó que una serie de corrientes de lava que alcanzaban 5 Km. de espesor fueran expulsadas a la superficie. Aunque ahora el borde continental se ha sumergido en el agua, las corrientes de lava pueden ser fácilmente identificadas por medio reflectores con propiedades de inmersión en los perfiles de reflexión sísmica. En el Atlántico del Norte, las corrientes de lava se extienden unos 2 000 Km. a lo largo de los bordes agrietados tanto del Oeste como del Este, representando en total un volumen masivo de 1 - 2 millones kilómetros cúbicos de roca volcánica.

Cuando esto se reconoció por primera vez en los cortes transversales, lo que resultó aun más sorprendente fue el aún mayor volumen de roca ígnea atrapado cerca de la base de la corteza agrietada. Este material es atrapado debido a que es más denso que las rocas de silicato (de relativamente baja densidad) que forman la corteza continental normal y que por lo tanto no puede ascender a través de las rocas que se encuentran arriba. Incluyendo esto en los cálculos, unos 10 millones de kilómetros cúbicos de roca fundida fueron generados cuando el Atlántico Norte comenzó a abrirse. Si extendiéramos esta enorme cantidad de roca sobre el territorio continental de los Estados Unidos, por ejemplo, el país quedaría sepultado a unos 700 m. de profundidad.

En contraste, los nuevos resultados obtenidos a través del análisis de una grieta no-volcánica típica, es decir una grieta fría, en donde el continente se rompió y separó suficientemente, lejos de cualquier zona de calentamiento anómala en la corteza o hot spot, muestran muy poca actividad volcánica acompañando el agrietamiento. El borde continental Globan Spur (Fig. 1b) en la embocadura del Canal de Inglaterra, se formó hace aproximadamente 120 millones de años, cuando América del Norte se separó de Europa. Conforme la corteza continental se estiró y se fue haciendo más delgada, se rompió y se separó en una serie de bloques fracturados en la quebradiza parte superior y se extendió con ductibilidad en la región inferior, que es más caliente.

Cuando se hubo adelgazado hasta unos 5 Km. (solo 20% de su espesor original) la corteza entera se rompió permitiendo que un nuevo centro de expansión oceanica se formará y continuará abriéndose para generar el Atlántico Norte por medio de la expansión del suelo marino. Las diferencias entre las grietas frías y calientes tienen importantes implicaciones en la historia de la estructura y el hundimiento de los bordes continentales. Las grietas calientes no solamente sufrieron volcanismo masivo durante la separación continental, sino que también se elevaron por encima del nivel del mar y sólo después se hundieron a bajas profundidades. En contraste, las grietas frías o no-volcánicas se hundieron varios kilómetros inmediatamente cuando se extendieron y luego continuaron su hundimiento durante los subsecuentes 50 millones de años o mas. Conforme la búsqueda de fósiles combustibles alcanza aguas más y más profundas, los márgenes continentales del planeta nos proveen el próximo objetivo de investigación. Estos bordes frecuentemente acumulan abundantes montones de sedimento rico en materia orgánica fuera de las masas de tierra adyacentes, los cuales podrían generar excelentes fuentes de hidrocarburos. La historia térmica y de hundimiento de los bordes fríos y calientes es la clave para obtener conocimiento acerca de si la maduración de los hidrocarburos ha ocurrido, y el conocimiento de la estructura de los márgenes continentales es una parte esencial para desenmarañar esta historia.

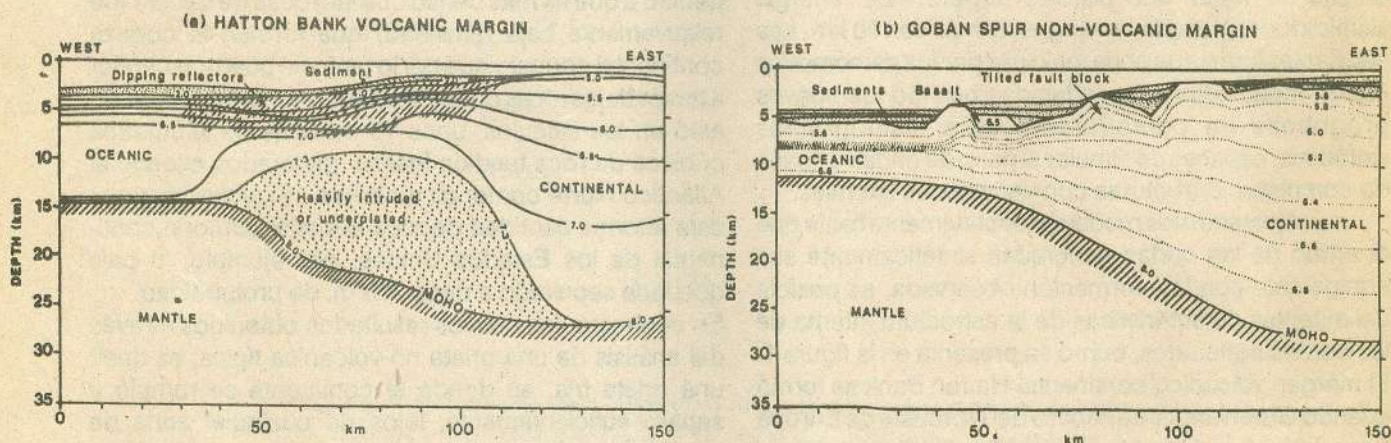
(Artículo aparecido en EOS, febrero 2 - 1993)

REFERENCIAS

Horsefield S.R. et.al. 1992. Crustal structure of the Goban Spur rifted continental margin, NE Atlantic: Results of a detailed seismic refraction survey. *Geophys. J. Int.* (in press).

White R.S. 1992. Magmatism along rifted margins during continental breakup: The north Atlantic. *J. Geol. Soc. London.* 149:841.

White R.S. and McKenzie D.P. 1989. Magmatism at rift zones: The generation of volcanic continental margins and flood basalts. *J. Geophys. Res.* 94:7685.



Sección vertical deducida a partir de perfiles sísmicos de a) Hatton Bank, margen continental volcánico al oeste de Britania, formado hace 55 millones de años cuando Groenlandia se separó de Europa y b) Goban Spur, margen continental no volcánico en la boca del canal inglés, formado cuando Norte América se separó de Europa hace 120 millones de años.

SISMICIDAD EN LAS RAICES DE LOS ARCOS VOLCANICOS.

S. Kirby y B. Hacker
U.S Geological Survey at Menlo Park CA.

Las características volcánicas más sobresalientes y espectaculares de la Tierra, son los arcos volcánicos paralelos a las profundas fosas submarinas en donde las rígidas y frías placas oceánicas descienden hacia el manto. Más de tres cuartas partes de los volcanes activos, por encima del nivel del mar, se encuentran en estas regiones llamadas zonas de subducción.

Las inclinadas bandas de los terremotos indican el descenso de placas hacia dentro de las fosas, debajo de los arcos volcánicos, y finalmente hacia profundidades tan grandes como 690 km. Los terremotos que tienen lugar a profundidades mayores de 40 - 60 km representan mas bien una falla sísmica dentro de la placa en hundimiento, que movimientos deslizantes entre placas. Algunos de esos terremotos han sido muy grandes y perjudiciales, y futuros temblores de este tipo presentan un importante peligro sísmico en el NW del estado de Washington, en América Central y en otros lugares del mundo.

La mayor parte de los estudios relacionados con esta actividad sísmica han enfatizado en el papel de la fuerza de hundimiento que acompaña a la placa fría, así como a la consecuente mayor densidad de las placas descendentes y su generación de esfuerzos de tensión que conducen a fallamiento sísmico en las placas. Estudios recientes han generado nuevas evidencias que sugieren que los terremotos que tienen lugar a profundidades de 90 - 150 km en la zona de subducción son estimuladas por un proceso muy diferente. (S.H. Kirby, R. Denlinger, B. Hacker, y S. Bohlen, subduction zone earthquakes, crustal phase changes, and the roots of the volcanoes submitted to Science, 1992).

En muchas zonas de subducción, los terremotos ocurren en los arcos sísmicos que coinciden en el mapa con las posiciones de los arcos volcánicos arriba de ellos. Estos terremotos de profundidades intermedias aparecen ligados con los procesos que generan magmas y producen arcos volcánicos. Estudios previos han propuesto que los volcanes yacen directamente encima de las zonas de subducción, en donde una deshidratación a gran escala tiene lugar conforme la placa se calienta lentamente durante el descenso (ver, por ej. Peacock, 1990a,b). El agua liberada por la deshidratación asciende a la zona astenosférica que se extiende encima e induce la fusión. Estos magmas evidentemente migran hacia la superficie, produciendo volcanes. La liberación de agua por deshidratación puede también facilitar la transformación de minerales basálticos bajo presión en una roca mas densa llamada eclogita, la cual esta compuesta por minerales densos como el garnet y los piroxenos jadeíticos (Kirby et al., 1992).

La densificación de la placa subducente produce tensiones y deformación sísmica cerca de la cima de la superficie de las placas subducentes y generalmente se forma eclogita donde las placas se van deshidratando.

El agua derivada de la deshidratación de las rocas de la corteza a lo largo de fallas pre-existentes facilita la formación de eclogita en las rocas de la corteza, básicamente secas, fuera de estas zonas. En laboratorio, nuevos experimentos de alta presión sobre un mineral clave de la corteza (albita) respaldan este papel del agua en la formación de eclogita. El mineral de eclogita característico, la jadeita, se forma de albita a temperaturas notoriamente mas bajas cuando esta presente agua libre que cuando no la hay. Un cambio de volumen tiene lugar en la placa subducente y puede producir tensiones direccionales y deformación, siempre que el cambio no este distribuido uniformemente. Un cambio análogo es el rompimiento por shock térmico cuando un objeto es repentina y desuniformemente calentado o enfriado; por ejemplo cuando se deja caer un cubo de hielo en agua tibia. Este calentamiento no uniforme y la expansión térmica del hielo crean tensiones internas que causan fracturas.

Las placas oceánicas estan laminadas, con una delgada costra en la parte superior, compuesta de minerales basálticos y una capa más gruesa de minerales de peridotita en la parte inferior. La placa subducente se densifica convirtiéndose en eclogita como resultado de la presurización durante el descenso, pero esto no sucede con la peridotita puesto que sus minerales son estables incluso a presiones más altas.

El cambio en volumen es por lo tanto desigual en la placa en hundimiento. Simulaciones hechas en computadora demuestran que esta contracción no uniforme produce una deformación por estiramiento en la superficie de la placa, y una deformación por compresión bajo ella. Esta fuente de tensión ayuda a explicar porque los terremotos que representan fallas de las placas en subducción, tienden a ocurrir cerca de la superficie de la placa, donde las tensiones de transformación son más grandes, y también porque los patrones de movimiento del suelo en esos terremotos son frecuentemente consistentes con deformaciones por estiramiento. La ocurrencia de terremotos en los cinturones sísmicos debajo de los arcos volcánicos sugiere que la formación de eclogita tiende a localizarse en donde hay liberación de agua.

Esto probablemente ocurre por la deshidratación de la placa conforme se calienta por conducción térmica durante el descenso. Trabajos anteriores (como el de Raleigh y Paterson, 1965), han sugerido que la liberación de agua por deshidratación también reduce las tensiones requeridas para activar las fallas.

Algunas de las complejidades en la distribución de terremotos en las zonas de subducción pueden ser rastreadas por las variaciones en el espesor y mineralogía de la capa de la corteza y sus efectos en la deshidratación y formación de eclogita.

(Artículo aparecido en EOS, febrero 9, 1993)

REFERENCIAS

Peacock S.M. 1990a. Fluid processes in subduction zones. *Science* 248:329.

Peacock S.M. 1990b. Numerical simulation of metamorphic pressure-temperature-time paths and fluid production in subducting slabs. *Tectonics* 9:1197.

Raleigh C.B. 1967. Tectonic implications of serpentine dehydration. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 14:113.

Raleigh C.B. and Paterson S. 1965. Experimental deformation of serpentine and its tectonic implications. *J. Geophys. Res.* 70:3965.

7ª Asamblea científica IAGA

Agosto 7 - 20 1993
Buenos Aires - Argentina

Informes

M. Gadseb IAGA, Phys. Unit
Fraser Noble Building
Aberdeen Univ.
Aberdeen AB9 8ZUE Scotland U.K.

III CONFERENCIA LATINOAMERICANA DE GEOFISICA ESPACIAL

1 - 5 Noviembre 1993

LA HABANA - CUBA

Informes

Dr. Juan Perez Hernandez
Inst. Geofisica y Astronomia
Acad. de Ciencias de Cuba
Calle 212 # 2906 e/29 y 31
La Lisa, La Habana, Cuba
Fax (537) 331 697

DECIMA CONFERENCIA TEMATICA SENSORES REMOTOS EN GEOLOGIA

1994

9 - 12 DE MAYO

SAN ANTONIO TEXAS

Informes:

Erim
P.O. Box 134001
Ann Arbor MI 48113-4001 USA
Tel 3131 994-1200 Ext 3234
Fax: 313 994-5123

CIENCIAS DE LA TIERRA INGENIERO GEOFÍSICO

Instituto Politecnico Nacional
E.S.I.A. Unidad Ticomán

Becas

Las otorgan PEMEX, IMP, CIAS.
Mineras, etc. a los estudiantes de la
carrera.

Informes:

Av. Ticomán No. 600
Col. San José Ticomán
México 07330, D.F.

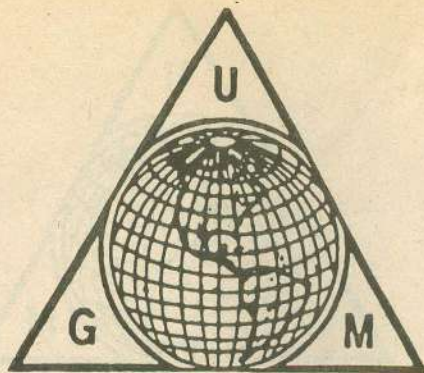
Tels:

586-54-36

586-23-71

586-24-91

Fax. 586-22-16



La Unión Geofísica Mexicana abre a concurso la
MEDALLA MANUEL MALDONADO KOERDEL 1993

para científicos que hayan realizado labores de investigación y docencia en México, en cualquiera de las áreas de las Ciencias de la Tierra.

Se invita a la comunidad científica del país a proponer candidatos de acuerdo a las siguientes bases :

1. Los candidatos deberán ser nominados por un miembro de la UGM o por una institución de investigación y/o educación superior del país.
2. La carta de presentación deberá incluir una exposición razonada de los méritos del candidato. También se deberá presentar una copia de su curriculum vitae.
3. La fecha límite para presentar candidaturas es el 10 de septiembre de 1993.

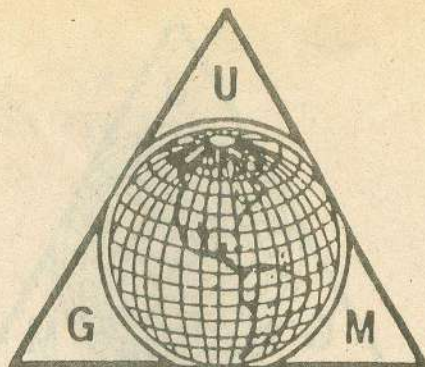
El jurado tomará en cuenta primordialmente la investigación hecha en México por los candidatos, el impacto científico mundial de sus trabajos y la labor docente desarrollada. El dictamen del jurado es inapelable.

Las candidaturas con la documentación completa se podrán entregar personalmente o enviarse por correo a :

Carlos Gay
Centro de Investigación de la Atmósfera
Depto. de Ciencias Ambientales
U.N.A.M.
Circuito Exterior
Cd. Universitaria
C.P. 04510 México, D.F.
Tel: 5-48-97-81

Francisco Medina
IF (IGF) UNAM Unidad Ensenada
Apdo. Postal # 2681
Ensenada, Baja California
C.P. 22830

Fax: 91-667-44603
Tel: 91-667-44602



CONVOCATORIA

ELECCION DE MESA DIRECTIVA 1994 - 1995

De acuerdo con los estatutos de la Unión, durante la reunión 1993 (8-12 de noviembre) deberá tomar posesión la nueva mesa directiva. Para poder tomar en cuenta a los precandidatos a ocupar algún puesto en la nueva mesa será necesario que los miembros propongan a sus respectivos precandidatos.

Favor de nombrar a sus precandidatos en la hoja anexa y hacerla llegar al comité antes del 30 de octubre del presente año. El presidente electo para el período 94 - 95 es nuestro actual vicepresidente: Dr. Enrique Gómez Treviño.

Con los precandidatos propuestos, se seleccionarán los candidatos (aquellos que tuvieren mayor número de nominaciones). La votación final se llevará a cabo en la asamblea de la unión que se realizará el miércoles 10 de noviembre.

VICEPRESIDENTE _____

SEC. GENERAL _____

TESORERO _____

SEC. INVESTIGACION _____

SEC. DIFUSION _____

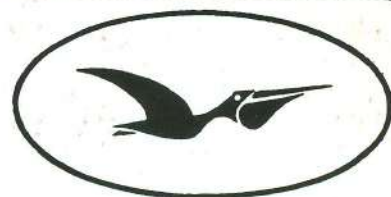
SEC. EDUCACION _____

Nombre del socio _____

Firma _____

Todos los candidatos propuestos deberán ser miembros activos de la Unión y tener al corriente el pago de sus cuotas.

POSGRADO



CICESE

MAESTRÍA Y DOCTORADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

SISMOLOGÍA

Peligro y Riesgo Sísmico
Propagación de Ondas
Simulación Numérica
Problemas Inversos
Fuentes Sísmicas
Sismotectónica

GEOFÍSICA APLICADA

Exploración Geofísica
Simulación Numérica
Problemas Inversos
Electromagnetismo
Geofísica Marina
Geohidrología

GEOLOGÍA

Geología Estructural
Geología Marina
Geocronología
Vulcanología
Petrología
Tectónica

Pide tu folleto informativo:
CICESE

Dirección de Estudios de Posgrado
Apartado Postal 2732
km 107 Carretera Tij. - Eda.
Ensenada, Baja California
C.P. 22800 México
Tel. (667) 4-50-50 ext. 2050
Fax. (667) 4-48-80

TRAMITAMOS TU BECA

PARA EGRESADOS DE
CARRERAS DE
CIENCIAS E INGENIERÍA:

Físicos
Químicos
Matemáticos
Oceanólogos
Geólogos
Geofísicos

Civil
Mec. y Elec.
Geodesia
Electrónica
Computación
Sistemas

