

SOBRE LA INFLUENCIA DEL ROTACIONAL DEL ESFUERZO DEL VIENTO EN LAS CORRIENTES SOBRE LA PLATAFORMA CONTINENTAL

Manuel López Mariscal

Depto. de Oceanografía Física, C.I.C.E.S.E.
Apdo. Postal 2732, Ensenada, B.C. 22800

Allan J. Clarke

Department of Oceanography, The Florida State University
Tallahassee, Fl. 32306-3048

RESUMEN

Se obtiene una solución aproximada cerca del límite barotrópico para el flujo sobre la plataforma continental inducido por el viento. La solución muestra que un esfuerzo del viento cuya magnitud aumenta al alejarse de la costa y después es aproximadamente constante, resulta en cortes horizontales y verticales de la corriente. Esta estructura del esfuerzo del viento es cualitativamente similar a la observada en los programas CODE realizados en el norte de California.

El corte horizontal está asociado al aumento en la magnitud del esfuerzo del viento que favorece un aumento en la magnitud de la corriente. El corte vertical está asociado con la magnitud del esfuerzo del viento y sus dos primeras derivadas. Para una estructura del viento similar a la observada en los programas CODE, el corte vertical más importante está asociado con $\partial^2 \tau_y / \partial x^2$, donde τ_y es la componente del esfuerzo del viento a lo largo de la costa y x la distancia de la costa. Físicamente, la segunda derivada de τ_y está asociada a variaciones del bombeo de Ekman que provocan inclinación de las isopícnas las cuales a su vez producen un corte vertical determinado por la relación de viento térmico (corte vertical geostrófico). Este efecto proporciona una explicación cualitativa de la magnitud máxima de las corrientes observada alrededor de la plataforma media (aproximadamente 100 m de profundidad) durante los programas CODE.

INTRODUCCION

Durante la primavera y el verano de 1981 y 1982 se llevaron a cabo dos programas intensivos de observaciones sobre la plataforma continental del norte de California. Durante dichos programas, conocidos por sus siglas en inglés como CODE 1 y CODE 2, se obtuvieron mediciones muy

completas de temperatura, corrientes y vientos durante un período aproximado de 100 días

Las observaciones de viento mostraron que las fluctuaciones del esfuerzo del viento están muy polarizadas en la dirección paralela a la costa y que su amplitud se incrementa significativamente desde la costa hasta la localización del primer anclaje a unos 60 m de profundidad (ver Beardsley et al., 1987). Más allá del primer anclaje, el esfuerzo del viento permanece más o menos constante. Esta estructura del esfuerzo del viento lleva asociada un fuerte rotacional entre la costa y los 60 m de profundidad. Similarmente, las fluctuaciones de la corriente también están muy polarizadas en la dirección paralela a la costa y su estructura presenta un máximo de la amplitud alrededor de la plataforma media y cerca de la superficie (ver Fig. 1)

Brink et al. (1987) aplicaron un modelo estocástico a la región CODE e incluyendo el rotacional del viento obtuvieron las corrientes máximas cerca de la superficie y alrededor de la plataforma media. En este trabajo se utiliza un modelo lineal sencillo para explicar el efecto del rotacional del esfuerzo del viento en la estructura de las corrientes paralelas a la costa.

MODELO

se considera un modelo lineal para un océano estratificado forzado por el viento. Se hace la aproximación de bajas frecuencias y de escalas grandes a lo largo de la costa (Clarke y Brink, 1987, en lo sucesivo CB). Con esta aproximación, la ecuación de momento en la dirección perpendicular a la costa se reduce al balance geostrófico.

$$f v = \frac{p_x}{\rho_0} \quad (2.1)$$

donde x es la coordenada perpendicular a la costa y con origen en la costa; p es la presión debida al movimiento; v es la velocidad paralela a la costa (dirección y); ρ es la densidad promedio y f es el parámetro de Coriolis. El subíndice x denota derivada parcial. El resto de las ecuaciones del modelo son la ec. de momento en y , la ec. hidrostática, la ec. de continuidad para un fluido incompresible y la ec. de densidad para un flujo adiabático (ver CB).

La condición de frontera en la costa ($x=0$) es que el transporte perpendicular a la costa se anule (Mitchum y Clarke, 1986). En el fondo, la velocidad vertical está dada por una contribución debida a la fricción en el fondo más una contribución debida a la condición de que el flujo perpendicular al fondo se anule. La fricción en el fondo se parametriza linealmente de tal forma que.

$$\tau_b^y = \rho_0 r(x) v_b$$

donde τ^y es el esfuerzo en el fondo en la dirección paralela a la costa, $r(x)$ es un coeficiente de fricción que puede depender de x , y v_b es la velocidad paralela a la costa evaluada en el fondo (ver CB para mayores detalles).

La condición de frontera en la superficie está dada por

$$w = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau^y}{\rho_0 f} \right) \quad \text{en } z = 0 \quad (2.2)$$

donde w es la velocidad vertical. El término de la derecha en (2.2) se conoce como bombeo de Ekman (W_E). Finalmente, la condición de frontera lejos de la costa es que la velocidad se anule conforme $x \rightarrow \infty$.

Las ecuaciones del modelo son las mismas que las utilizadas por CB a excepción de la condición de frontera en la superficie, (2.2), que en este trabajo incluye el efecto del rotacional del esfuerzo del viento, $(\tau^y)_x$. Dado que el problema es lineal, las ecuaciones y condiciones de frontera se pueden poner en términos de la presión exclusivamente.

De la misma manera que en CB, se supone un viento senoidal

$$\tau^y(x, y, t) = \tau(x) \exp\{i(ky + \omega t)\} \quad (2.3)$$

donde $\tau(x)$ es la amplitud del esfuerzo del viento que depende de x , y k y ω son el número de onda a lo largo de la costa y la frecuencia, respectivamente. Con un viento senoidal la solución para p también es senoidal

$$P(x, y, z, t) = F(x, z) \exp\{i(ky + \omega t)\} \quad (2.4)$$

La solución aproximada para $F(x, z)$ se obtiene de manera muy similar a como se hace en CB. La ecuación y condiciones de frontera para F se adimensionalizan utilizando escalas típicas. Se expande en términos del parámetro pequeño $\varepsilon^2 = (\bar{N}\alpha/\omega)^2$ (α es la pendiente

promedio de la plataforma continental y $\bar{N}$ es el promedio de la frecuencia de Brunt-Väisälä), que representa condiciones casi barotrópicas (para $\varepsilon^2 = 0$ la solución es barotrópica). Detalles de la solución se pueden encontrar en CB y López y Clarke (1992).

ESTRUCTURA DEL CAMPO DE VELOCIDAD

Para entender fácilmente el efecto de τ_x en la estructura de v , se considera un caso sencillo bidimensional ($\kappa = 0$), sin fricción ($r = 0$), y con una plataforma continental de pendiente constante ($h_{xx} = 0$). Bajo estas simplificaciones la solución es

$$v = \left\{ -\frac{i}{\rho_0 \omega h} \left[\tau - \frac{2h_x^2 \tau}{f^2 h^2} Q(z) - \frac{\tau_{xx}}{f^2} [Q(z) + hR(z)] + \frac{2h_x \tau_x}{f^2 h} Q(z) + \frac{A_x}{f \rho_0} \right] \exp(i\omega t) \right\} \quad (3.1)$$

$$Q(z) = \int_0^z \zeta N^2 d\zeta \geq 0 \quad (3.2a)$$

$$R(z) = \int_0^z N^2 d\zeta \leq 0 \quad (3.2b)$$

y A_x es una función barotrópica (no depende de z) que no tiene efecto sobre la estructura vertical de la corriente. En (3.2), $N(z)$ es la frecuencia de Brunt-Väisälä.

En (3.1) el primer término en corchetes es la solución barotrópica de orden 0 [$O(0)$] y los 3 términos siguientes que dependen de z son las perturbaciones baroclínicas. De (3.2) se puede ver que $Q(z) \geq 0$ y $Q(z) + hR(z) \leq 0$ y para entender el efecto de cada uno de estos términos es necesario tener una idea de la amplitud del esfuerzo del viento.

Las observaciones del viento en la región CODE (Winant et al. 1987) muestran que un modelo sencillo pero realista de $\tau(x)$ está dado por (López y Clarke, 1992)

$$\tau(x) = [\tau_{\infty} - \tau(0)] \tanh(\gamma x) + \tau(0) \quad (3.3)$$

donde τ_{∞} es el valor constante de τ lejos de la costa, $\tau(0)$ es el valor en la costa y γ^{-1} es la escala del viento que tiene un valor de alrededor de 6 km. Con esta estructura, el término barotrópico tiende a permanecer constante o aumentar en los primeros kilómetros ceca de la costa debido a que el aumento de $\tau(x)$ es comparable o mayor al aumento de profundidad ($h(x)$). Para regiones mas profundas, el viento permanece constante y el aumento de profundidad tiende a disminuir $|v|$.

Para entender el efecto de los términos baroclínicos, nótese que $\tau_x \geq 0$ y $\tau_{xx} \leq 0$, por lo que el segundo y tercer términos en corchetes tienden a disminuir la magnitud de v con la profundidad, mientras que el tercero tiende a aumentarla. Para las escalas del viento y batimetría típicas de la región CODE, el término proporcional a τ_{xx} en (3.1) parece ser dominante y dado que $\tau_{xx} \leq 0$, $|W_E|$ disminuye al alejarse de la costa. Esto provoca que la magnitud de la velocidad vertical disminuya al aumentar x y que las isopichnas se inclinen de tal forma que la magnitud de v disminuye hacia el fondo a través del corte geostrófico determinado por la ec. de viento térmico. Para un viento positivo, por ejemplo, el bombeo de Ekman es positivo y disminuye con x . La estructura de w inclina las isopichnas hacia arriba en la dirección de la costa ($\partial p / \partial x < 0$) y eso intensifica $|v|$ cerca de la superficie. Un análisis similar para un viento negativo muestra que $|v|$ también se intensifica cerca de la superficie. La máxima disminución de la amplitud de la velocidad esta asociada al valor máximo de $|\tau_{xx}|$ que se da alrededor de los 6 km. Esto, aunado al máximo de la velocidad barotrópica alrededor de esa misma distancia, da un comportamiento cualitativamente similar al observado: amplitud máxima de v alrededor de la plataforma media y cerca de la superficie (ver Fig.1).

La solución (3.1) puede también obtenerse para $r \neq 0$ y con una batimetría exponencial mas realista dada por $h(x) = h_0 \exp(\lambda x)$, donde λ es la escala de la batimetría. El campo de velocidad para $\kappa = 0$ y $\omega = 1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ se presenta en la Fig.2 En dicha figura se puede apreciar la similitud cualitativa con el campo de v observado (ver Fig. 1), ya que ambos campos presentan amplitudes máximas cerca de la superficie y alrededor de la plataforma media. Un campo similar al de la Fig. 2 pero con $\tau_x = 0$ tiene una estructura marcadamente diferente a la de las Figs. 1 y 2, con la amplitud máxima de v en la costa y decreciendo monotonicamente al alejarse de la costa.

La solución (3.1) o la versión mas general para $r \neq 0$, y $k \neq 0$ y $h(x)$ arbitraria (López y Clarke, 1992), es una solución aproximada y su validéz depende de la magnitud de la perturbación baroclínica (términos que dependen de z en

(3.1)) y barotrópica (función A_x en (3.1)). Para tener una idea del comportamiento de la solución, ésta última se calculó para un rango amplio de números de onda y frecuencias utilizando una batimetría exponencial y el viento dado por (3.3). Para estimar la magnitud de la perturbación de primer orden $[0(1)]$ se calculó la razón de la raíz cuadrada del valor cuadrático medio (rcvcm) de la solución a $0(1)$ sobre rcvcm de la solución a $0(0)$. Los valores de dicha razón como función de w y k se muestran en la Fig. 3. Se puede apreciar que los valores de la razón son pequeños para la mayoría del espacio de frecuencia y número de onda, a excepción de la región a la derecha de la línea quebrada de trazos cortos que marca la velocidad de fase del primer modo de ondas libres atrapadas a la costa (OLAC).

Cuando el viento senoidal dado por (2.3) se propaga a una velocidad similar a las de los modos de OLAC, la respuesta es resonante y la corrección de $0(1)$ tiende a ser mayor. De hecho, los campos de v forzados cerca de condiciones resonantes no tienden a tener la misma estructura de las Figs. 1 y 2, y, por el contrario, tienden a tener amplitudes máximas cerca del fondo. Sin embargo, existe evidencia de que la mayor cantidad de energía de τ^y se concentra en frecuencias y números de onda para los cuales la solución aproximada es válida (Walliwell y Allen, 1987). Los resultados de Brink et al. (1987) muestran que al sumar sobre todos los números de onda el campo de v tiene una estructura cualitativamente similar a la de las Figs. 1 y 2 para todas las frecuencias.

CONCLUSION

Los resultados de este trabajo confirman resultados previos (Brink et al., 1987) acerca de la importancia de τ_x en determinar la estructura de v sobre la plataforma continental. Además, la solución aproximada cerca del límite barotrópico proporciona una explicación física sencilla de la estructura observada. La solución barotrópica tiende a aumentar cerca de la costa debido al aumento de la amplitud de τ que tiende a cancelar la disminución de $|v|$ debido al aumento de profundidad. Si el aumento de τ es suficiente, el máximo de la componente barotrópica de $|v|$ se da a unos cuantos kilómetros de la costa. Por otro lado, el término baroclínico dominante para una estructura de τ similar a la observada en CODE, es proporcional a τ_{xx} . Este término tiende a intensificar la magnitud de v en la superficie a través de la estructura de w que inclina las isopichnas de tal forma que el corte geostrófico intensifica la magnitud de v cerca de la superficie. El efecto combinado de la parte barotrópica y baroclínica dan como resultado una estructura similar a la observada (Fig.1) como se puede apreciar en la solución mostrada en la Fig.2.

LITERATURA CITADA

- Beardsley, R.C., C. E. Dorman, C. A. Friehe, I. K. Rosenfeld and C. D. Winant, 1987: Local atmospheric forcing during the Coastal Ocean Dynamics Experiment I. A. Description of the marine boundary layer and atmospheric conditions over a Northern California upwelling region. *J. Geophys. Res.*, 92, 1467-1488.
- Brink, K. H., D. C. Chapman and G. R. Halliwell, Jr., 1987: A stochastic model for the wind-driven currents over the continental shelf. *J. Geophys. Res.*, 92, 1783-1797.
- Clarke, A. J., and K.H. Brink, 1985: The response of stratified, frictional flow of the shelf and slope water to fluctuating large-scale, low-frequency wind forcing, *J. Phys. Oceanogr.* 15, 439-453.
- Halliwell, G. R. Jr., and J. S. Allen, 1987: The large-scale coastal wind field along the West Coast of North America, 1981-1982. *J. Geophys. Res.* 92, 1861-1884.
- López, M. y A. J. Clarke, 1992: On the influence of winds stress curl on low-frequency shelf water flow. *Sometido a J. Phys. Oceanogr.*
- Mitchum, G.T., and A. J. Clarke, 1986: The frictional nearshore response to forcing by synoptic scale winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 934-946.
- Winant, C. D., R. C. Beardsley and R. E. Davis, 1987: Moored wind, temperature and current observations made during Coastal Ocean Dynamics Experiment 1 and 2 over the Northern California continental shelf and upper slope, *J. Geophys. Res.*, 92, 1605-1569.

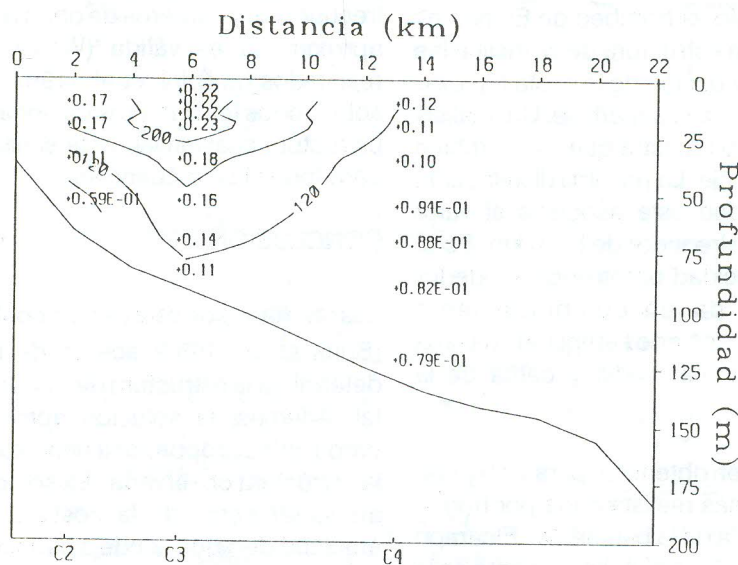


Fig. 1. Amplitud (m/s) del primer modo empírico ortogonal de la corriente de baja frecuencia a lo largo de la costa durante CODE 2. La varianza asociada a este modo es de $0.43 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ y constituye el 79% de la varianza total. El intervalo de contornos es de 0.04 m/s pero el valor de las etiquetas está multiplicado por 1000. Las cruces (+) y los valores adyacentes muestran la posición de los correntímetros y los valores del modo empírico ortogonal en m/s. Los símbolos C2, C3 y C4 marcan las posición de los anclajes. Nótese el máximo de amplitud en C3 y cerca de la superficie.

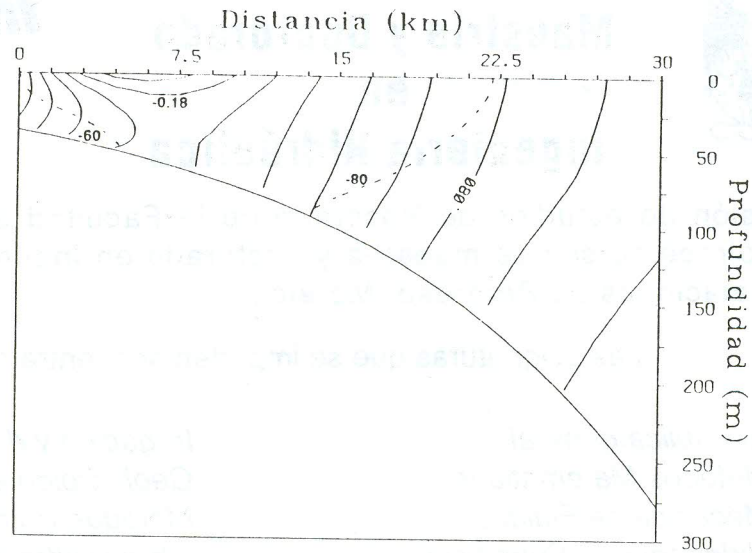


Fig. 2. Amplitud (líneas continuas) y fase (líneas discontinuas) de la velocidad paralela a la costa correspondiente a la solución perturbativa con frecuencia de 10^{-5} s^{-1} y número de onda cero. El forzamiento está dado por la ec. (3.3) y el valor del coeficiente de fricción es de $2.5 \times 10^4 \text{ m/s}$. El intervalo de contornos para la amplitud es de $.02 \text{ m/s}$ y el contorno cercano a la costa tiene un valor de 0.10 m/s . El intervalo de contorno para la fase es de 20 grados y los valores son negativos indicando que el viento precede a la velocidad.

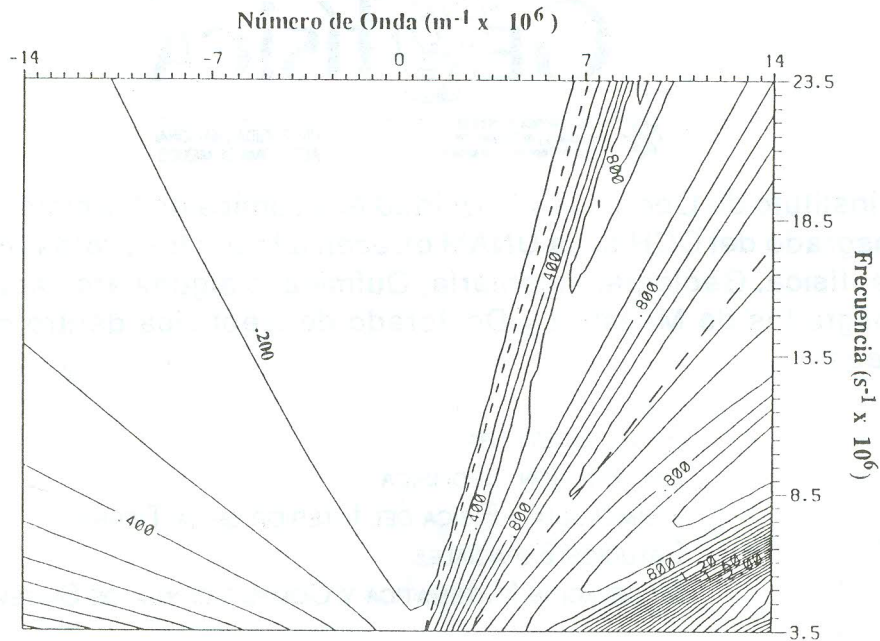


Fig. 3. Razón de la raíz cuadrada del valor cuadrático medio (rcvcm) de la solución a $O(1)$ sobre la rcvcm de la solución a $O(0)$ como función de la frecuencia y número de onda. El intervalo de contornos es de 0.1 . Las líneas quebradas corresponden a los dos primeros modos de ondas largas (no dispersivas) atrapadas a la costa. La línea de mayor pendiente corresponde al primer modo con velocidad de fase de 3.3 m/s , mientras que la otra corresponde al segundo modo con velocidad de fase de 1.3 m/s .



Maestría y Doctorado en Ingeniería Hidráulica



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
Colegio de Ciencias y Humanidades

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