

LA SURGENCIA COSTERA A LA LATITUD DE 30°S: UN ESTUDIO NUMERICO (1)

Trabajo presentado en las XI Jornadas de Ciencias del Mar, Viña del Mar, mayo 1991.

JOSE VERGARA AHUMADA (2)

Jose Vergara Ahumada: The coastal upwelling at 30° S of latitude: A numerical study

Four-day numerical integrations of a two-dimensional, nonlinear continuously stratified coastal upwelling model on the f-plane indicate the importance of latitude on the upwelling processes.

In particular, a linear theory is development, model results at 30° show good agreement whit both a linear theory and observation.

The intensity of the circulation is predicted to be a maximun near 30° of latitude, where the inertial period is approximately equal to the daily cycle of the surface stress of alongshore wind.

Key words: Upwelling, numerical model, f-plane, 30°S, Chile

(1) Este trabajo cuenta con el financiamiento parcial de los proyectos Fondecyt 90-0946, E3090-9012 del DTI y el proyecto de desarrollo en ciencias del mar N°1609 de la Universidad de Chile.

(2) Departamento de Geología y Geofísica, Universidad de Chile, Casilla 2777, Santiago, Chile.

INTRODUCCION

La surgencia costera es producto de la divergencia superficial inducida por la deriva de Ekman, debido a los vientos con componente predominantemente sur (norte), a lo largo de las costas este de los océanos en el hemisferio sur (hemisferio norte), asociado a los anticiclones subtropicales semipermanentes. Factores locales, como son las brisas de valle/montaña y mar/tierra, la batimetría, la geometría de la línea de la costa, la estratificación del océano, la latitud, entre otros, pueden alterar la ocurrencia e intensidad de estos eventos.

El enfriamiento de las aguas costeras

producto de los fenómenos de surgencia, tiene una importante influencia sobre los climas de las zonas aledañas, debido al enfriamiento de la capa límite atmosférica y el consiguiente aumento de su humedad relativa, favoreciendo la ocurrencia de nubosidad de tipo estratocúmulos, que al interceptar la topografía, desarrolla nieblas costeras conocidas como camanchacas, ejemplo de lo anterior son los desiertos costeros de Perú y Chile.

Numerosos estudios teóricos se han realizado durante las últimas décadas en cuanto a los factores físicos responsables de la surgencia en las distintas escalas temporales y espaciales que ésta

involucra, por ejemplo: O'Brien y Hurlburt (1972), Hurlburt y Thompson (1973), Allen (1973), Hamilton y Rattray (1978). Sin embargo pocos estudios enfatizan el rol de la latitud sobre la surgencia costera.

Holladay y O'Brien (1975) encuentran que cerca de la costa, el campo de temperaturas responde rápidamente a cambios en el forzamiento del viento superficial sobre el océano.

Hamilton y Rattray (1978) hacen notar la importancia de los períodos inerciales en estudios de surgencia que cubren períodos de días y en los cuales los efectos de las brisas de mar/tierra y valle/montaña deben ser considerados. Clancy, et. al (1979) utilizaron un modelo bi-dimensional, de dos capas acoplado océano-atmósfera, para estudiar las interacciones entre las circulaciones de brisa de mar y la surgencia costera, encontrando débiles retroalimentaciones positivas, justificando lo anterior en la gran diferencia que existe entre los radios de deformación internos de Rossby en la atmósfera y el océano.

Desde el punto de vista del forzamiento atmosférico, numerosos estudios han demostrado el rol de la latitud sobre este, haciendo notar la posibilidad de resonancia de la brisa de mar/tierra con el forzamiento radiativo, a la latitud 30°, Rotunno (1983), Yan y Anthes (1987). Adicionalmente las zonas de surgencia costera presentan vientos a lo largo de la costa anormalmente intensos, producto de la baroclinicidad inducida a la capa límite, por la franja de aguas frías cerca de la costa, asociada a la surgencia costera, la que puede llegar a

desarrollar, dentro de la capa límite marina, un chorro costero a lo largo de la costa, Enfield (1981), Lester (1985), Zemba y Friehe (1987) y Gerber, et. al. (1989).

Mediciones meteorológicas y oceánicas realizadas cerca de la latitud 30°S, entre los días 6 y 11 de Octubre de 1988, mostraron la presencia de fuertes ciclos diarios tanto en los campos de viento superficial a lo largo de la costa (favorable a la surgencia), como en las temperaturas del mar cerca de la costa a 10 m de profundidad, Vergara (1990a).

El modelo oceánico que fue utilizado en este estudio, ha permitido reproducir las variabilidades observadas en la estructura térmica vertical en la zona de Cruz Grande, a partir de los vientos medidos en el Islote Choros, explicando cerca del 50% de la varianza en las temperaturas del mar a 10 m de profundidad, Vergara (1990a).

El objeto de este estudio es explorar con la ayuda de un modelo numérico, la importancia de la latitud en la respuesta del océano al forzamiento atmosférico superficial, junto con la posibilidad de resonancia entre el ciclo diario en el forzamiento atmosférico y los períodos inerciales en el océano, que en la zona de estudio (30°S), coinciden con el ciclo diario. Adicionalmente se desarrolla una teoría lineal de la surgencia costera para explicar los resultados numéricos y las observaciones disponibles.

El modelo oceánico utilizado en este estudio, incorpora los modos externos y la mezcla vertical a través de una parametrización en términos del Número

de Richardson, despreciando los gradientes a lo largo de la costa y los procesos radiativos. El modelo es descrito en la sección 2, el efecto de la latitud sobre la surgencia costera es analizado en la sección 3, la sección 4 está dedicada al estudio de la respuesta del océano costero a la latitud de 30°S, una teoría lineal que explique los resultados numéricos obtenidos en las secciones anteriores, se desarrolla en la sección 5, mientras que en la sección 6 se resumen los resultados obtenidos.

El trabajo está orientado al Hemisferio Sur, siendo también estos resultados extensibles al Hemisferio Norte.

DESCRIPCION DEL MODELO

En este estudio se utiliza un modelo bidimensional de circulaciones costeras, similar al descrito por Vergara (1990b).

El modelo considera un corte vertical a través del océano, orientado este-oeste y la costa es ubicada en el borde este del dominio, figura 1. Teniendo en cuenta la alineación cuasi-meridional y el escaso talud continental que presenta la costa chilena, se han despreciado tanto las variaciones a lo largo de esta, como las referentes a la batimetría del fondo oceánico.

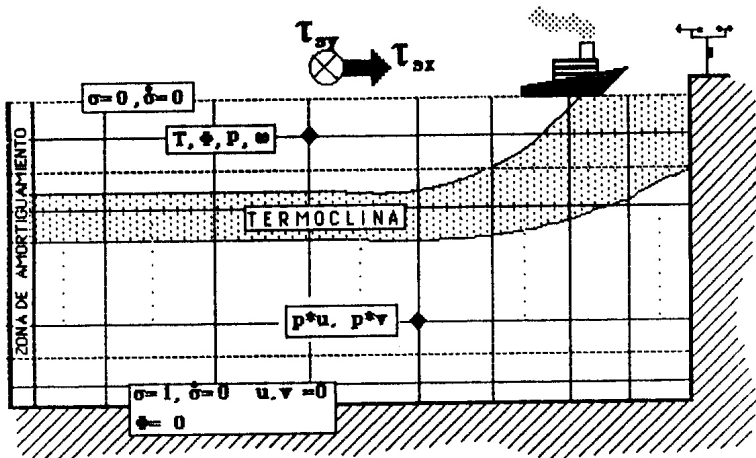


Figura 1.- Geometría del modelo.

Las ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento, masa y calor son planteadas en un sistema con coordenada vertical- σ , que sigue la batimetría del fondo oceánico definido por:

$$\sigma = \frac{p - p_a}{p_f - p_a} = \frac{p - p_a}{p^*} \quad (1)$$

donde p_f es la presión en el límite inferior

Ecuaciones

$$\frac{\partial p^* u}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} [p^* u u] - \frac{\partial}{\partial \sigma} [p^* u \dot{\sigma}] + f [p^* v - p^* v_g]$$

$$- p^* \left[\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p^* \sigma}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right] + F_u \quad (2)$$

$$\frac{\partial p^* v}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} [p^* u v] - \frac{\partial}{\partial \sigma} [p^* v \dot{\sigma}] - f [p^* u - p^* u_g] + F_v \quad (3)$$

donde u y v son las componentes de las corrientes hacia el este y el norte respectivamente, $\Phi = gz$ es la altura geopotencial, $f = 2\Omega \sin \phi$ es el parámetro de Coriolis. $\sigma = d\sigma/dt$ es la velocidad vertical en el sistema- σ , u_g y v_g son corrientes geostróficas (nulas en este estudio), F_u y F_v representan la difusión turbulenta y p^* es la diferencia entre la presión en el fondo del modelo (P_f) y la superficial (p_s).

La aproximación hidrostática se puede introducir en este problema, dada

del modelo, p_a es la presión atmosférica en el tope del modelo (usualmente 100 Hpa) y p la presión puntual en el nivel σ . Este sistema de coordenadas permite imponer en forma simple las condiciones de borde en la superficie y el fondo del océano. Las ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento en este sistema de coordenadas se pueden expresar como sigue:

la gran diferencia que existe entre la escala vertical y la horizontal del fenómeno (Pedlosky, 1979) y la que se puede expresar como sigue:

$$\frac{1}{p^*} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = \frac{1}{r(T)} \quad (4)$$

La ecuación termodinámica, incorpora los procesos de difusión turbulenta y advección tanto vertical como horizontal, despreciándose los procesos radiativos.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \sigma T}{\partial \sigma} + FT \quad (5)$$

donde FT representa la difusión turbulenta vertical y horizontal.

Para el problema en estudio y considerando aguas poco profundas, la ecuación de estado para el agua de mar puede ser linealizada:

$$\rho(T) = \rho_0 - \alpha (T - 283^\circ K) \quad (6)$$

en la cual solo se considera el efecto de las variaciones en la temperatura sobre la densidad, α es una constante, que en este estudio toma un valor igual a $0,2 \text{ Kgm}^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$.

El principio de conservación de la masa o ecuación de continuidad, para un fluido incompresible, se puede expresar como sigue:

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} = - \left[\frac{\partial p^* u}{\partial x} \right] - \frac{\partial p^* \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (7)$$

Integrando la ecuación de continuidad (7) entre el fondo ($\sigma=1$) y la superficie ($\sigma=0$) del océano e imponiendo las condiciones de no deslizamiento, se tiene la siguiente expresión para la tendencia de la presión ($p^*=p_f-p_a$).

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} = - \int_0^1 \left[\frac{\partial p^* u}{\partial x} \right] d\sigma \quad (8)$$

La velocidad vertical en el sistema- σ ($\sigma = d\sigma/dt$), se puede determinar integrando la ecuación (7) entre $\sigma=0$ y $\sigma=\sigma$.

$$\dot{\sigma} = - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial t} - \frac{1}{p^*} \int_0^\sigma \left[\frac{\partial p^* u}{\partial x} \right] d\sigma \quad (9)$$

2.1 TURBULENCIA (FT, Fu, Fv)

Dadas las diferencias existentes entre las escalas verticales y horizontales de los movimientos en los océanos costeros, las componentes horizontales (F_H) y verticales (F_V) de los términos turbulentos o de roce (FT, Fu, Fv), deben ser parametrizados en forma diferente.

$$F\alpha = F_H \alpha + F_V \alpha \quad (10)$$

donde α representa u, v ó T según sea el caso y los subíndice H y v se refieren a las componentes horizontal y vertical en la parametrización de la turbulencia.

Las componentes horizontales de la turbulencia (F_H) son parametrizadas de acuerdo con las siguientes expresiones:

$$F_H u = p^* \nabla_\sigma K_H \nabla_\sigma u \quad (11)$$

$$F_H v = p^* \nabla_\sigma K_H \nabla_\sigma v \quad (12)$$

$$F_H T = \nabla_\sigma K_T \nabla_\sigma T \quad (13)$$

donde K_H y K_T son constantes y del orden de 100 y $10 \text{ m}^2/\text{s}$ respectivamente.

La determinación de los transportes verticales de momentum (F_v) y calor, se realiza mediante una formulación en términos del número de Richardson (R_i) de acuerdo con Munk y Anderson (1984), Hamilton y Rattray (1978) y Wang (1982).

$$F_{vu} = - \frac{g^2}{p^*} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\rho^2 N_z \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right] \quad (14)$$

$$F_{vv} = - \frac{g^2}{p^*} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\rho^2 N_z \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right] \quad (15)$$

$$F_{vT} = - \frac{g^2}{p^*} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\rho^2 A_z \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right] \quad (16)$$

donde

$$N_z(R_i) = 5 + 50 (1 + 10 R_i)^{-1/2} \quad (17)$$

$$A_z(R_i) = 50 (1 + 3,33 R_i)^{-3/2} \quad (18)$$

$$R_i = \frac{-g}{\rho} \frac{\partial \rho}{S^2 \partial z} \quad (19)$$

$$S^2 = \left[\frac{\partial u}{\partial z} \right]^2 + \left[\frac{\partial v}{\partial z} \right]^2 \quad (20)$$

2.2 CONDICIONES DE BORDE.

Las condiciones de borde en el fondo ($\sigma = 1$) y en la superficie ($\sigma = 0$) del océano son como sigue:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \dot{\sigma} = 0 \quad \text{en } \sigma = 0,1 \quad (21)$$

$$[\tau_{sx}, \tau_{sy}] = -N_z \left[\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right] \quad \text{en } \sigma = 0 \quad (22)$$

$$[\tau_{fx}, \tau_{fy}] = C |U| [u, v] \quad \text{en } \sigma = 1 \quad (23)$$

$$U = [U^2 + V^2]^{1/2} \quad (24)$$

$$\Phi(x, \sigma = 1) = 0 \quad \text{en } \sigma = 1 \quad (25)$$

donde C es el coeficiente de arrastre de fondo e igual a 0,0025 (O'Brien y Hulburt, 1972).

En la costa se imponen condiciones de no deslizamiento.

$$u = v = 0 \quad \text{en } x = \text{costa} \quad (26)$$

Mar adentro ($x = 0$) se impone una condición de borde abierta, la cuál se materializa por medio de una zona de amortiguamiento, con un ancho de 5 nodos, donde el coeficiente turbulento horizontal (K_H), aumenta en un factor de 10. En el borde occidental del dominio ($X=0$), se impone la condición de gradiente horizontal nulo en el campo de velocidades:

$$\frac{\partial (u, v)}{\partial x} = 0 \quad \text{en } x = 0 \quad (27)$$

2.3 ESFUERZO EJERCIDO POR EL VIENTO.

Amorocho y Devries (1980)

Los esfuerzos ejercidos por el viento sobre el océano (τ_{sx} , τ_{sy}), son determinados a partir de los vientos observados a 10 m sobre el nivel del mar (U_{10} , V_{10}), por medio de las relaciones de

$$\tau_{sx} = \rho_a C_{d10} (Q_{10}) U_{10}^2 \quad (28)$$

$$\tau_{sy} = \rho_a C_{d10} (Q_{10}) V_{10}^2 \quad (29)$$

donde:

$$C_{d10} (Q_{10}) = 0.015 \left[1 + \exp - \left[\frac{Q_{10} - 12,5}{1,56} \right] \right]^1 + 0,0014 \quad (30)$$

$$Q_{10} = [U_{10}^2 + V_{10}^2]^{1/2} \quad (31)$$

donde ρ_a es la densidad del aire sobre el océano. La relación anterior es válida para velocidades inferiores a 40 m/s, condición que nunca es alcanzada en eventos normales de vientos favorables a la surgencia en las costas chilenas.

2.4 CONDICIONES INICIALES.

Inicialmente se considera un océano en

reposo ($u, v, \delta = 0$), mientras que la estructura térmica vertical se caracteriza por contar con una termoclina ubicada a una profundidad de 25 m aproximadamente, donde la temperatura desciende desde 288 °K a 283 °K, figura 2, mientras que la superficie libre del océano se considera horizontal.

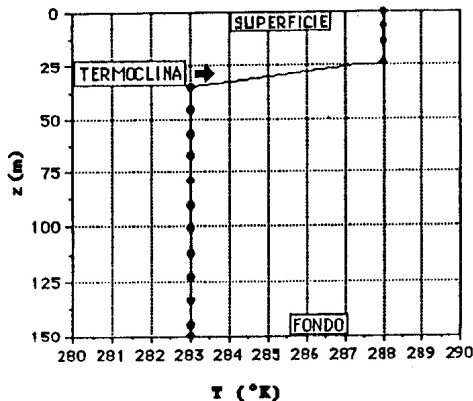


Figura 2.- Perfil inicial de temperaturas verticales, inicialmente la termoclina se encuentra a 25 m de profundidad.

La estructura vertical del modelo esta formada por 15 niveles, espaciados como se muestra en la Tabla I, mientras que en la horizontal este cuenta con 41 nodos igualmente espaciado cada 2,5 km,

cubriendo un dominio horizontal de 100 km de ancho y 150 m de profundidad, otros parámetros utilizados en la integración del modelo son presentados en la Tabla I.

Tabla I. Características estructurales y parámetros del modelo

Niveles - o (15)	1,000,	0,925,	0,850,	0,775,	0,700
	0,625,	0,555,	0,475,	0,400,	0,325
	0,250,	0,175,	0,100,	0,040,	0,000
Resolución vertical	6 metros cerca de la superficie				
Número de nodos	41 (horizontales)				
Resolución Horizontal	2,5 km				
Paso temporal	6,0 s				
Profundidad media del océano	150,0 m				
∇T	5,0 °K				
TSM	288 °k				
KH	100 m ² / s				
KT	10 m ² / s				
ϕ	20,30,40 °S				
U_g	0 m/s				
V_g	0 m/s				

3. SIMULACIONES A DIFERENTES LATITUDES.

En el primer conjunto de simulaciones se investigó, sobre un período de cuatro días de integración del modelo, la evolución temporal de las circulaciones costeras como una función de la latitud. Para ello el modelo fue forzado con el ciclo diario en el forzamiento atmosférico determinado a partir de los vientos observados en la Isla Choros (29,5°S), ver mapa de ubicación (figura 3), en el período comprendido entre los días 6 y 11 de Noviembre de 1988, figura 4a. Estos se caracterizaron por presentar un fuerte ciclo diario, tanto en la

componente este- oeste, principalmente producto de la brisa de mar, como en la componente norte-sur (favorable a la surgencia), durante los días de mayor viento (10 y 11 de Noviembre) el ciclo diario asociado a los vientos favorables a la surgencia se ve intensificado, mientras la componente este-oeste desaparece durante este período. Simultáneamente se midieron las variaciones en la estructura térmica vertical del océano, cada 10 metros de profundidad, por medio de una cadena de termistores, igualmente espaciados, anclada en la isóbata de 100 m de profundidad, cerca de Cruz Grande. Los valores obtenidos en los niveles de 0, 10 y 20 m de

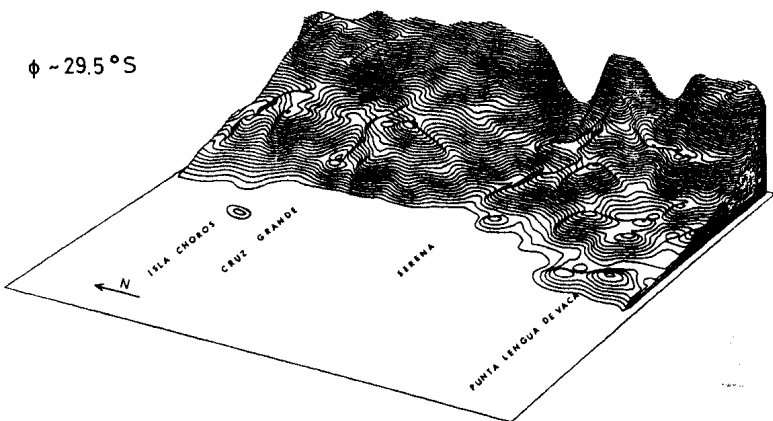
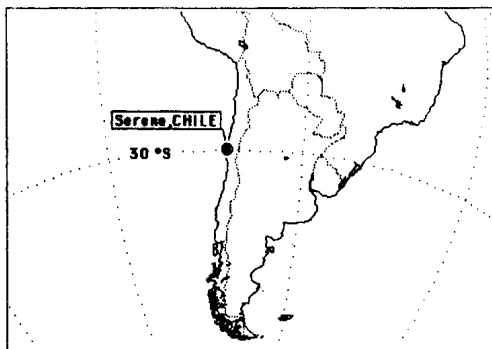


Figura 3.- Mapa de la región de estudio.

profundidad se muestran en la figura 4b, donde se puede observar como durante el período de mediciones el campo térmico costero se encontró fuertemente controlado por los vientos superficiales, infiriéndole una marcada variabilidad diaria en el nivel de 10 m de profundidad, por efecto de los movimientos verticales y la estratificación térmica existente cerca de este nivel. La variabilidad diaria en el nivel de 10 m se ve disminuida a partir del día 11 de Noviembre de 1988, como resultado de la surgencia costera y la mezcla vertical asociada al aumento de los vientos superficiales a lo largo de la costa (figura 4a), la cual produce un descenso de la temperatura en los primeros niveles 0 y 10 m, de profundidad, destruyendo la estratificación térmica cerca de la superficie (Vergara 1990a).

Las latitudes que fueron consideradas en este estudio son: 20°S, 30°S y 40°S.

La figura 5, muestra la evolución de las temperaturas a 25 metros de profundidad, nivel más cercano a la termoclina y por lo tanto donde las variaciones en la temperatura se pueden interpretar como debidas a los ascensos y descensos de ésta, determinadas por el modelo en el nodo ubicado a 2,5 Km de la costa, para las distintas latitudes. Se puede observar como la temperatura, en este nodo, presenta un marcado ciclo diario producto de la función forzante. Después del primer día, el ciclo diario es significativamente más importante a la latitud de 30°S, cuando se lo compara con el obtenido a latitudes de 20° y 40°S, por efecto de la resonancia del período inercial con el ciclo diario en el forzamiento atmosférico. El mayor enfriamiento medio alcanzado después de los cuatro días de integración del

modelo, se obtiene a los 20°S, dado que el flujo de Ekman medio diario es mayor en latitudes bajas para el mismo forzamiento atmosférico, el que se relaciona en forma inversamente proporcional con el parámetro de Coriolis (f), como se desprende de la relación 32 para el flujo de Ekman, Smith (1967).

$$M_x = \frac{\tau_y}{f} \quad (32)$$

La figura 6, muestra las velocidades superficiales, normales a la costa (u m/s), determinadas por el modelo a 12,5 km de ésta, algo similar a lo que ocurre con el campo de temperaturas; a partir del segundo día de simulación, se observa una clara tendencia de la corriente normal a la costa a resonar con el ciclo diario en el forzamiento atmosférico, a la latitud de 30°S, aumentando su valor máximo desde casi -3,5 cm/s al finalizar el segundo día a -5 cm/s al término del cuarto día, lo opuesto parece ocurrir en las latitudes de 20° y 40°S donde se observa más bien una tendencia a la atenuación del ciclo diario en el tiempo.

La figura 7, muestra los ciclos diarios de las corrientes normales a la costa, obtenidos a partir de los resultados mostrados en la figura 6, se puede observar como la amplitud obtenida a los 30°S resulta significativamente mayor que en las otras latitudes experimentadas. De la figura 7 se observa como a los 40°S el máximo flujo de Ekman (- u) ocurre casi simultáneamente con el máximo en el forzamiento atmosférico (24:00), mientras que se tiene un retraso de dos horas en la respuesta del océano a los 30°S y de alrededor de seis horas a 20°S.

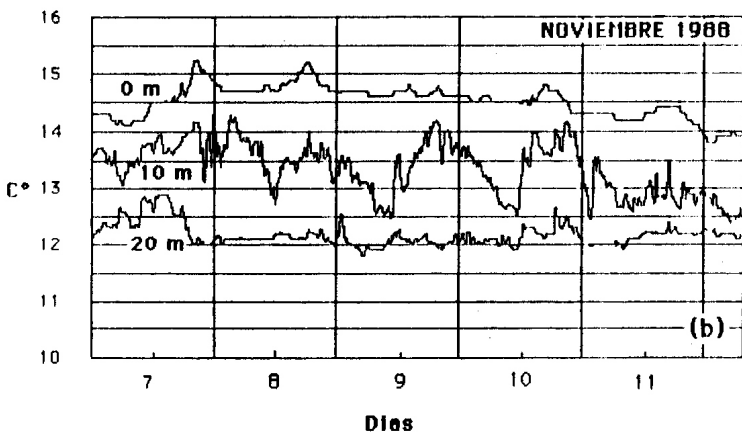
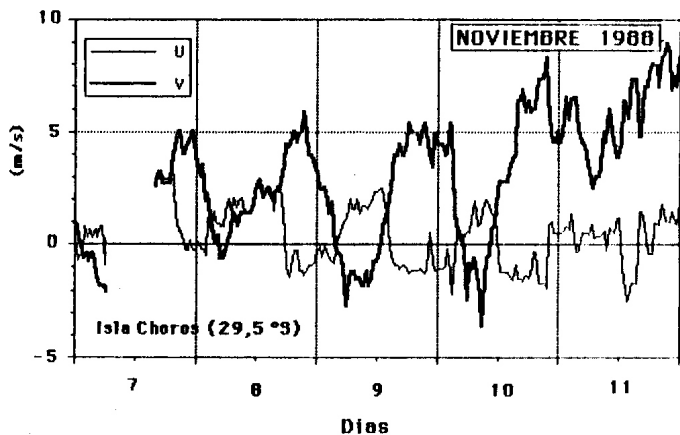


Figura 4.- (a) vientos a lo largo de la costa (m/s) vs tiempo (días), valores negativos indican viento Norte, (b) Temperaturas del mar (°C) a 0,10 y 20m de profundidad vs el tiempo (días), a 29,5°S.

TEMPERATURA A 25m DE PROFUNDIDAD

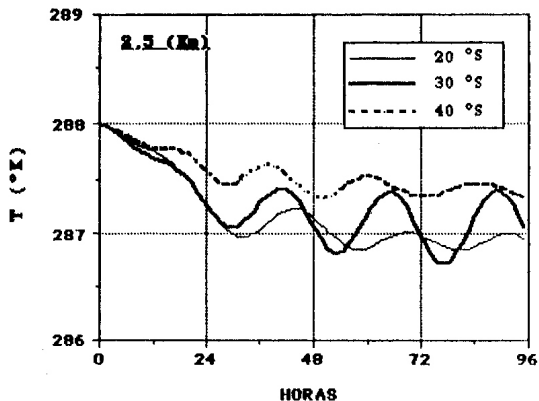


Figura 5.- Historia temporal de las temperaturas (K) en el nodo ubicado a 25 m de profundidad y 2,5 km de la costa.

U superficial (cm/s)

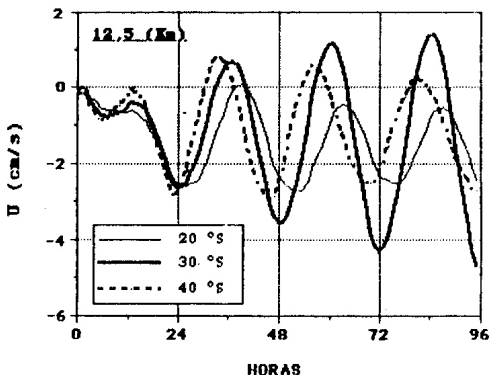


Figura 6.- Historia temporal de la corriente superficial normal a la costa (u cm/s) a 12,5 km de la costa.

CICLO DIARIO DE U SUPERFICIAL

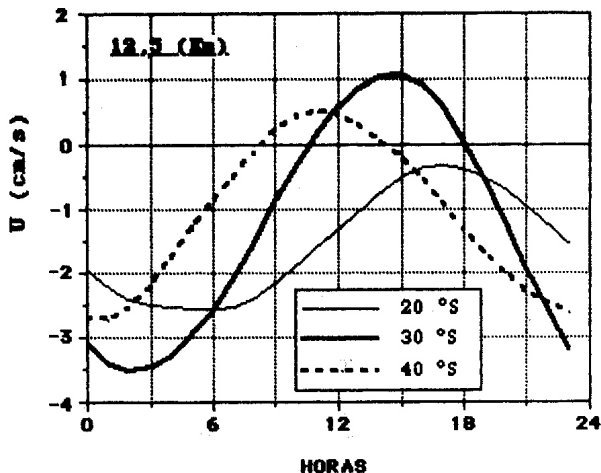


Figura 7.- Ciclos diarios de corrientes superficiales normales a la costa (u m/s) a 12,5 km de la costa, obtenidos a partir de los resultados mostrados en la figura 6.

Los ciclos diarios en la temperatura a 25 m de profundidad se muestran en la figura 8, donde se puede observar como la mayor amplitud se obtiene a los 30°S, comparados con los valores menores obtenidos a las latitudes de 20°S y 40°S. El menor enfriamiento alcanzado a los 20°S es consecuencia de la relación 32, a los 30°S el máximo enfriamiento es alcanzado alrededor de siete horas después de ocurrido los máximos de vientos favorables a la surgencia, lo que resulta consistente con el valor de ocho horas obtenido de las observaciones de viento y temperaturas del mar a 10 m de

profundidad, mostradas en las figuras 4a y 4b.

Las velocidades superficiales a lo largo de la costa, determinadas por el modelo, se muestran en la figura 9, estas presentan en general las mismas características observadas anteriormente en los campos de temperatura y velocidad normal a la costa, confirmando los resultados obtenidos anteriormente respecto a la tendencia a resonar que presenta el océano costero superficial con el ciclo diario en el forzamiento atmosférico, a la latitud de 30°S.

CICLO DIARIO TEMPERATURAS 25m DE PROFUNDIDAD

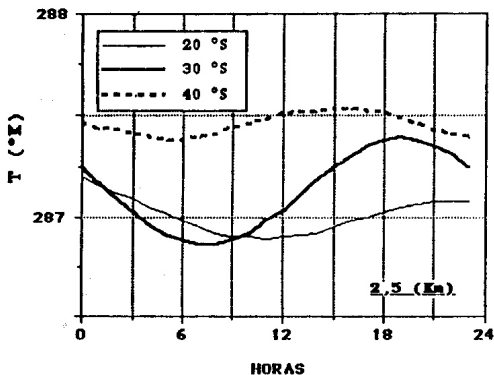


Figura 8.- Ciclos diarios de temperaturas (K) en el nodo ubicado a 25 metros de profundidad y 12,5 kilómetros de la costa, obtenidos a partir de los resultados mostrados en la figura 5.

V superficial (cm/s)

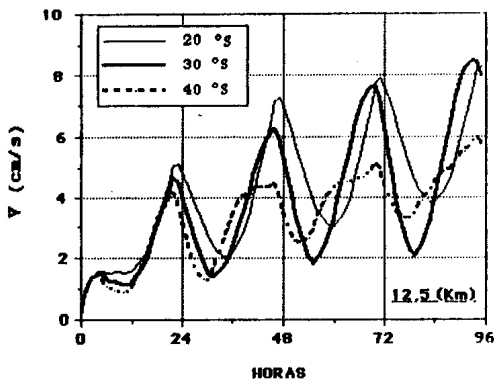


Figura 9.- Historia temporal de las corrientes superficiales a lo largo de la costa (v cm/s), en el nodo ubicado a 12,5 kilómetros de la costa, para las distintas latitudes.

4. RESPUESTA DEL OCEANO A LA LATITUD DE 30'S FRENTE A VARIACIONES EN LA COMPOSICION ESPECTRAL DEL FORZAMIENTO ATMOSFERICO.

4.1 OBSERVACIONES DE VIENTO EN LA ZONA DE CRUZ GRANDE.

A partir del 20 de Junio de 1990 se mantiene, con financiamiento del Proyecto Fondecyt 90-0946 y el Comité de Ciencias del mar de la Universidad de Chile, una estación meteorológica automática en la zona de Cruz Grande (ver mapa de ubicación, figura 3), cuyo objetivo fundamental es medir la intensidad y variabilidad que presentan los vientos superficiales en la zona. La figura 10 muestra el registro de magnitud del viento, con observaciones cada dos horas, obtenidas entre el día 22 de junio y el día 19 de septiembre de 1990 (90 días).

Como se puede observar de la figura 10 los eventos de viento intensos (favorables a la surgencia), durante el período de observaciones presentan una duración que va desde uno a doce días, con una duración media cercana a los tres días. Los días de viento intenso muestran un marcado ciclo diario, con vientos débiles cerca de media noche, hasta vientos que pueden superar los 10 m/s, después de la puesta del sol, estos resultados son consistentes con las mediciones realizadas en la isla Choros, figura 4a.

La composición espectral del forzamiento atmosférico se puede observar en la figura 11, este espectro se

ha obtenido a partir del promedio de los espectros individuales sobre períodos consecutivos de 30 días, cubriendo el período de 90 días mostrados en la figura 10, en ella los aporte más importantes a la varianza de los vientos superficiales, lo entregan las bandas espectrales correspondientes al ciclo diario (24 hr), semi-diario (12 hr) y un cuasi-período sinóptico entre cuatro a seis días, asociado a las variabilidades de carácter sinóptico y la ocurrencia de depresiones costeras que se desplazan a lo largo de las costas chilenas. Debe considerarse que la composición espectral del viento superficial, puede presentar variaciones significativas a lo largo del año no consideradas en este estudio, dado lo reducido del largo de registro.

4.2 SIMULACIONES NUMERICAS

Como una forma de determinar la respuesta del océano, a la latitud de 30'S, frente a la variación en la composición espectral del forzamiento atmosférico, se realizaron distintas simulaciones, con forzamientos atmosféricos sinusoidales (modos puros de Fourier) de la forma siguiente:

$$\tau_y(t) = 0,05 \sin \left(\frac{2\pi}{T} t \right) \text{ N/m}^2 \quad (33a)$$

$$\tau_y(t) = 0,00 \text{ N/m}^2 \quad (33b)$$

Sólo se consideran en este estudio las variaciones en el viento a lo largo de la costa (favorable a la surgencia).

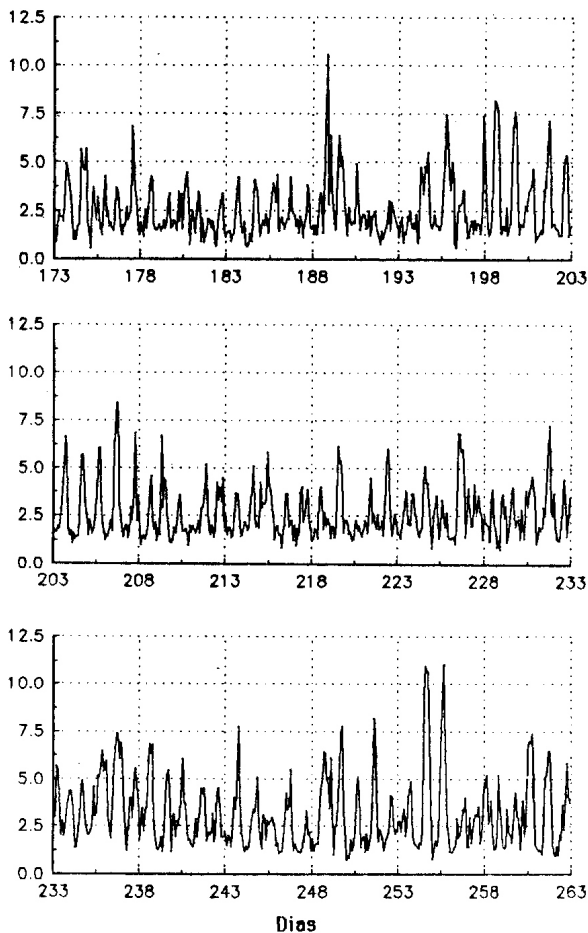


Figura 10.- Magnitud del viento (m/s) observado en Cruz Grande (29, 5°S), cada 2 horas, medidos entre los días 22 de junio y 19 de septiembre.

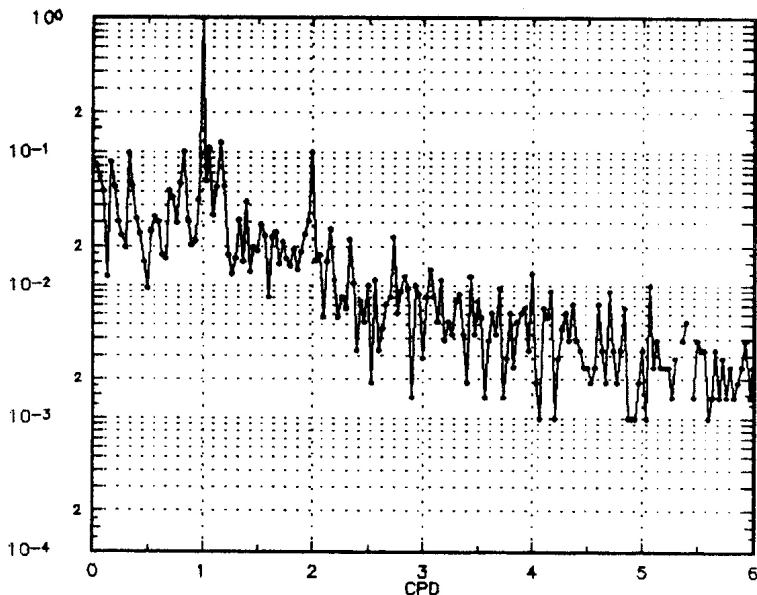


Figura 11.- Espectro medio de tres períodos consecutivos de 30 días, de los vientos medidos en Cruz Grande, mostrados en la figura anterior, normalizado de tal forma que la magnitud asociada al ciclo diario sea igual a uno.

Los períodos (T) utilizados en este estudio son de 96, 24 y 12 horas, elegidos como los más representativos del forzamiento atmosférico en la zona a partir del análisis espectral de los vientos superficiales, figura 11 y períodos complementarios de 48, 16 y 6 hr.

Las figuras 12a y 12b muestran las series de tiempo de las corrientes superficiales a 12,5 kilómetros de la costa y temperaturas a 25 m de profundidad y 2,5 km de la costa respectivamente, obtenidos a partir de forzar el modelo con el forzamiento atmosférico determinado a partir de las ecuaciones 33a y 33b, para los períodos de 96, 24 y 12

horas, se puede observar la clara tendencia del océano a resonar, cuando este es forzado con un período cercano a 24 hr (período inercial). Las figuras 13a y 13b muestran los ciclos normalizados en amplitud, forzados por la atmósfera en los campos de temperatura y corrientes normales a la costa respectivamente, obtenidos a partir de un análisis de Fourier de las series de la figura 12a y 12b, las primeras 12 horas de simulación no se consideraron para este análisis, considerándose éste como un tiempo prudente para que los resultados no sean afectados por errores provenientes de la inicialización del modelo oceánico.

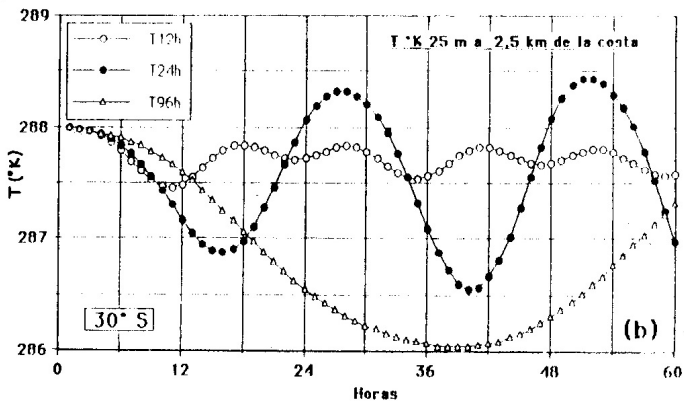
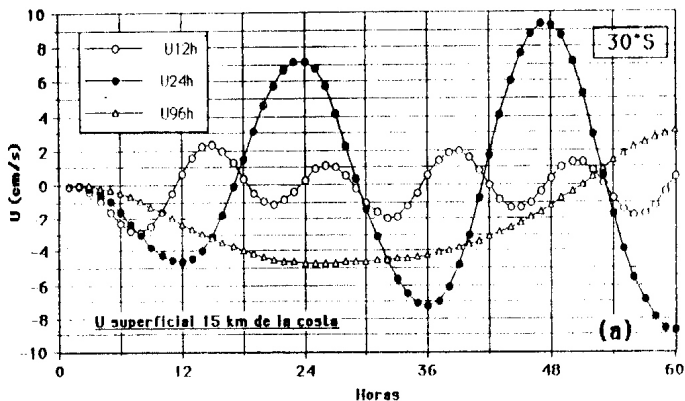


Figura 12.- a) Historia temporal de las corrientes normales a la costa (u cm/s) en el nodo ubicado a 15 kilómetros de la costa, a la latitud de 30° S, asociado a los forzamientos atmosférico con frecuencias de 12, 24 y 96 horas. b) Lo mismo que a) pero para la temperatura (K), en el nodo ubicado a 25 metros de profundidad y 2,5 km de la costa.

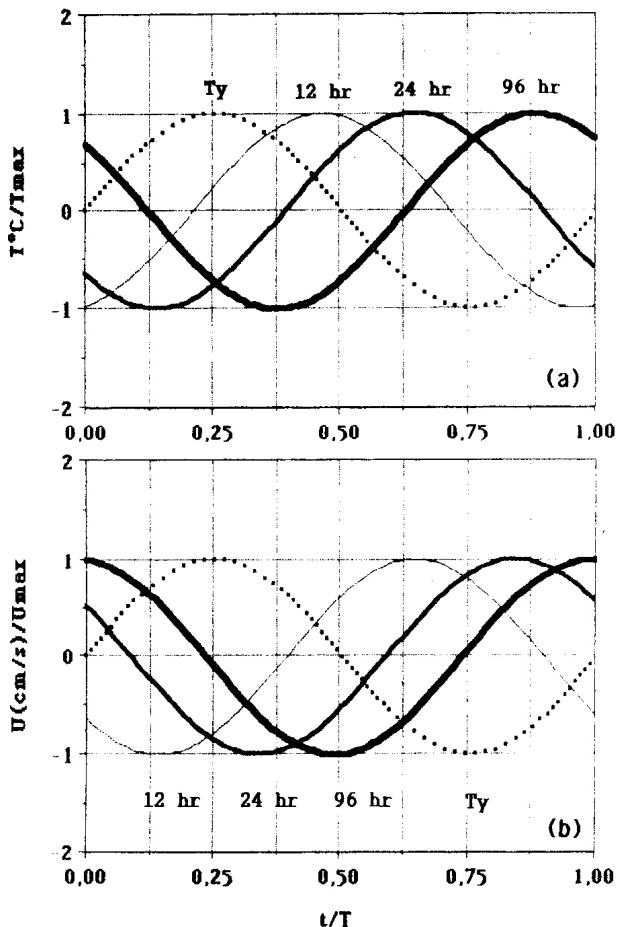


Figura 13.- Ciclos de temperaturas (a) y corrientes normales a la costa (b), normalizados en el tiempo por el periodo de la función forzante y amplitud, se muestra adicionalmente la función forzante del viento superficial a lo largo de la costa. Los que fueron obtenidos a partir del análisis de Fourier de las figuras 12a y 12b.

En la figura 13a, se puede observar, una diferencia en el desfase cercana a los 180° entre la respuesta térmica del océano por efecto del forzamiento atmosférico asociado a los períodos de 12 y 96 horas, lo que también puede apreciarse en las corrientes superficiales normales a la costa, figura 13b.

En las figuras 12a y 12b observamos que como producto de la inicialización del modelo se excitan períodos inerciales, los cuales, como es de esperar, son más intensos para las frecuencias más altas.

Las respuesta del océano costero a variaciones en la composición espectral del viento superficial se puede observar en las figuras 14a y 14b, para el campo de corrientes normales a la costa y temperaturas internas (25 m de profundidad) respectivamente, en ellas se muestra la razón entre la amplitud de la señal forzada, obtenida a partir de un análisis de Fourier de las series mostradas en las figuras 12a y 12b y la función forzante (Ec.33) normalizadas, de tal manera, que el factor de amplificación asociado al período de 24 horas sea igual a uno. Hay que considerar que lo anterior constituye solo una estimación de la función respuesta en frecuencia del océano al forzamiento atmosférico para las primeras 96 hr de integración del modelo. De las figuras 14a 14b podemos observar que el océano costero muestra una clara tendencia de amplificar los períodos cercanos al período inercial, siendo especialmente notorio en las corrientes superficiales, figura 14b, mientras que en el campo de temperaturas es menos evidente,

probablemente debido a lo reducido del período de integración, dada la dependencia lineal de la amplitud de la señal con el tiempo. Adicionalmente se observa como las frecuencias altas son significativamente amortiguadas frente a las frecuencias bajas, llevando a que el océano costero sea menos abundante en frecuencias altas, este efecto es más notorio en el campo de temperaturas que en el de las corrientes superficiales.

De lo anterior se desprende, que las mayores interacciones entre el océano y la atmósfera costera para latitudes cercanas a los 30° , se deben encontrar en escalas diarias e interdiarias, de otra forma, son las variaciones diarias y sinópticas en el forzamiento atmosférico, las principales responsables de los cambios de estructura térmica vertical del océano costero.

De las figuras 14a y 14b se desprende que el efecto del ciclo diario en el forzamiento atmosférico superficial sobre la dinámica costera, es más importante al sur de los 30°S que al norte, es decir, cabe esperar que estaciones ubicadas al norte de los 30°S presenten ciclos diarios menos intensos, que aquellas ubicadas al sur, frente a forzamientos atmosféricos diarios comparables.

La falta de frecuencias altas en las temperaturas medidas a 10 m de profundidad en el mar cercano a Cruz Grande, figura 4b, cuando se las compara con los vientos medidos en la Isla Choros, figura 4a, parece avalar los resultados obtenidos anteriormente a partir de las simulaciones numéricas.

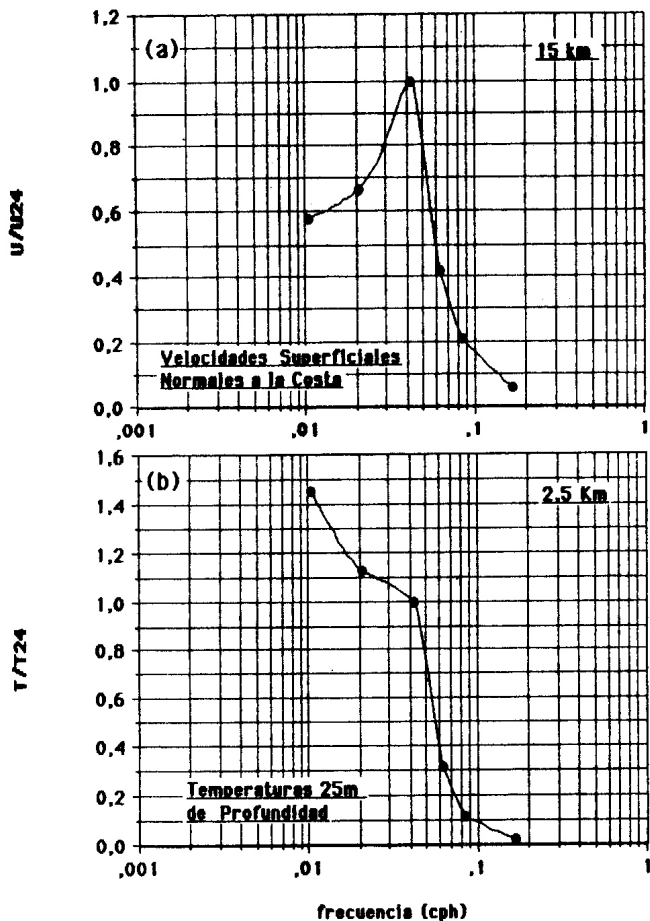


Figura 14.- Estimación de la función respuesta en frecuencia del océano costero, normalizada de tal manera que la amplitud asociada al ciclo diario sea igual a uno, para las corrientes superficiales normales a la costa (a) y temperaturas (b) determinadas a partir del análisis de Fourier de las series temporales mostradas en las figuras 12 y 13.

Las figuras 15a y 15b muestran el desfase en la respuesta del océano con respecto al forzamiento atmosférico, determinado a partir del análisis de Fourier de los resultados mostrados en las figuras 12a y 12b. Para las temperaturas determinadas a 25 m de profundidad y corrientes normales a la costa respectivamente, podemos observar como en el caso de frecuencias bajas, el campo de temperaturas se encuentra en oposición de fase con el forzamiento atmosférico, mientras que para frecuencias altas más bien sucede lo opuesto. En cuanto a las corrientes normales a la costa, se observa una diferencia de 180° aproximadamente entre las fases de la respuesta oceánica para frecuencias altas y bajas en el forzamiento atmosférico, donde para frecuencias cercanas al período inercial se detecta una tendencia a encontrarse levemente retrasado el campo de corrientes normales a la costa (-u) con el forzamiento atmosférico superficial, siendo estos resultados consistentes con los obtenidos a partir de la figura 6.

5 TEORIA LINEAL DE LA SURGENCIA COSTERA.

Como una manera de entender los resultados obtenidos a partir de modelos numéricos, se realizará un análisis lineal de las circulaciones costeras.

Considerando un sistema de coordenadas cartesiano (x,z), donde la línea costera se ubica en x=0, el océano se ubica en x<0 y el fondo de este en z=0, asumiendo que el movimiento es independiente de la dirección norte sur, en condiciones de números de Rossby

pequeños, las ecuaciones 2 a la 7 pueden ser linealizadas:

$$-\frac{\partial u}{\partial t} - f v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + F_{VX} + F_{HX} \quad (34)$$

$$-\frac{\partial v}{\partial t} + f u = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\begin{array}{c} \tau_y \\ \rho_x \end{array} \right] + F_{HY} \quad (35)$$

La ecuación hidrostática (Ec. 4) en un sistema de coordenadas cartesiano se puede expresar como sigue:

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (36)$$

Considerando escalas de tiempo del orden de días, las variaciones en la estructura térmica del océano costero, son principalmente causadas por advecciones verticales (surgencia), en éste caso, despreciando los procesos turbulentos (suficientemente alejado del borde costero) y las advecciones horizontales de temperaturas, el principio de conservación de la energía (Ec. 5) se puede expresar como sigue:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + W \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (37)$$

Mientras que el principio de conservación de la masa (Ec. 7) adquiere la siguiente forma:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (38)$$

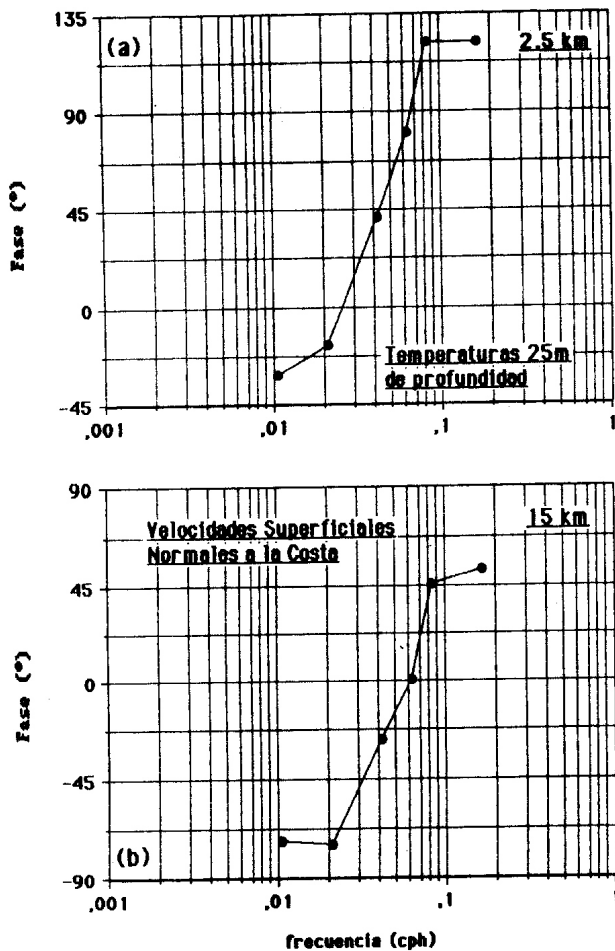


Figura 15 a, b.- Similar a la figura 14, pero para las fases.

Considerando la ecuación de estado del agua de mar linealizada (Ec. 6):

$$\rho = \rho_0 - \alpha(T - T_0) \quad (39)$$

En esta sección solo se considerará el transporte de momentum vertical entre la atmósfera y el océano en la dirección a lo largo de la costa y se despreciarán los intercambios turbulentos en las otras direcciones ($F_{HX} = F_{HY} = F_{HV} = 0$). En este caso, las ecuaciones 34 a la 39 pueden simplificarse en favor de la velocidad normal a la costa (u).

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial u}{\partial z} - f \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\tau_y}{\rho_0} \right) = N^2 \frac{\partial w}{\partial z} \quad (40)$$

$$N^2 = g \frac{\alpha}{\rho_0} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (41)$$

donde N , es la frecuencia de Brunt-Väisälä que se considera constante en este análisis. Definiendo una función corriente Ψ como:

$$u = \partial \Psi / \partial z, \quad w = -\partial \Psi / \partial x \quad (42)$$

reemplazando esta en la ecuación 40, se obtiene la siguiente ecuación para la función corriente Ψ :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = f \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\tau_y}{\rho_0} \right) \quad (43)$$

Explorando soluciones de la forma $\Psi = \Psi^0 e^{-i\omega t}$ y $\tau_y / \rho_0 = \tau^0 e^{-i\omega t}$, análisis modo a modo, la relación que debe satisfacer la amplitud de Fourier (Ψ^0) es:

$$(f^2 - \omega^2) \frac{\partial^2 \Psi^0}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \Psi^0}{\partial x^2} = f \frac{\partial^2 \tau^0}{\partial z^2} \quad (44)$$

La ecuación anterior es análoga a la encontrada por Rotunno (1983), en el estudio lineal de la brisa de mar, para el caso en que la frecuencia de Brunt-Väisälä (N) sea mucho mayor que la frecuencia forzante (ω), y donde la función forzante en el problema de la brisa de mar es el calentamiento radiativo diurno.

Por analogía con el problema de la brisa de mar, algunas conclusiones se pueden extraer a partir del análisis de la ecuación 44:

a) si $|f| > \omega$ ($|\phi| < 30^\circ$) la ecuación anterior es elíptica y la respuesta al forzamiento está restringida a un dominio acotada, si $|f| < \omega$ ($|\phi| > 30^\circ$) la ecuación 44 es hiperbólica y la respuesta al forzamiento, es por medio de ondas inerciales internas, para el caso particular en que $|f| = \omega$ ($|\phi| = 30^\circ$), el efecto del roce debe incorporarse al análisis anterior.

b) La respuesta oceánica al forzamiento atmosférico presenta un cambio de fase de 180° al trasponer los 30° de latitud. Para latitudes altas la respuesta oceánica tiende a encontrarse en fase con el forzamiento atmosférico, dicho de otra forma, los máximos de viento a lo largo de la costa tienden a coincidir con el máximo en la deriva de Ekman ($-u$), en cambio ocurre lo contrario en las latitudes ecuatoriales, lo que resulta concordante con los resultados numéricos mostrados en la figura 7b.

c) A los 30° S de latitud, la respuesta del océano, es resonante con el ciclo diario en el forzamiento atmosférico. El factor de amplificación resulta proporcional a $f/(f_2 - \omega_2)$, como se desprende de la ecuación 44. Este factor converge a cero con $(-f/\omega_2)$, para frecuencias altas (períodos cortos) y a un valor constante proporcional a $(1/f)$ para frecuencias bajas (períodos largos), estando de acuerdo con los resultados mostrados en las figuras 14a y 14b.

5.2 SURGENCIA A LOS 30° S.

A los 30° S, la frecuencia inercial es igual a la frecuencia predominante en el forzamiento atmosférico y deberían esperarse intensos ciclos diarios en la circulaciones y la estructura térmica vertical del océano costero, como se observa en la figura 4a y 4b.

Un simple análisis lineal puede explicar lo anterior: en ausencia de fricción, advecciones y gradientes horizontales de presión, las ecuaciones de movimiento 34 y 35, integradas en la vertical, se transforman en:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = 0 \quad (45a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = 0 \quad \frac{1}{\rho_0} \frac{\tau_y}{H} \quad (45b)$$

donde H es la profundidad media de la termoclina, u y v son las corrientes medias en la vertical dentro de la capa de mezcla superficial.

Si se asume que el esfuerzo del viento oscila con una frecuencia ω , $\tau_0 e^{-i\omega t}$ y simplificando las ecuaciones anteriores en favor de la corriente normal a la costa (u), se tiene que esta debe satisfacer la siguiente ecuación diferencial de segundo orden:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + f^2 u = \frac{f}{\rho_0} \frac{\tau_0}{H} e^{-i\omega t} \quad (46)$$

Para el caso de $w = |f|$ latitud de 30°, la parte real de la solución de la ecuación 46 resulta ser:

$$u(t) = \frac{\tau_0 t}{2 \rho_0 H} \quad \text{en ft} \quad (47)$$

Observándose una clara dependencia lineal con el tiempo de la amplitud en la corriente normal a la costa (flujo de Ekman), esto es consistente a lo encontrado con el modelo numérico, figura 12 b. Un valor típico para la tasa de crecimiento de la deriva de Ekman, asumiendo un valor típico para τ_0 de 0,05 N^2 / m^2 , $\rho_0 \sim 1000 \text{ kg/m}^3$ y $H \sim 50 \text{ m}$, $\tau_0 / (2\rho_0 H)$ resulta de orden de 5 (cm^2/s)/día, lo que esta de acuerdo con el valor de 3 (cm/s) día encontrado en las simulaciones numéricas mostradas en la figura 12 a.

6. DISCUSION Y CONCLUSIONES.

Se ha estudiado el rol de la latitud sobre la surgencia costera, en base a un modelo numérico que incorpora los modos externos, la mezcla turbulenta vertical y las variaciones en la estructura térmica vertical del océano, despreciando las variaciones a lo largo de la costa, por lo que el modelo es incapaz de desarrollar contra-corrientes subsuperficiales a lo largo de esta.

Pese a las simplificaciones en que se ha incurrido es posible enumerar algunos resultados en torno a la respuesta del océano costero frente al forzamiento atmosférico:

a) Diferencias en la respuesta del océano, dependiendo si nos encontramos hacia el ecuador ó hacia los polos de los 30°, donde las corrientes normales a la costa muestran una tasa de amplificación del

período inercial proporcional a $T_0 / (2\rho_0H)$, con valor cercano a 5 cm/s/día.

b) Resonancia entre el ciclo diario en el forzamiento atmosférico y los períodos inerciales a la latitud de 30°, reafirmado por estudios teóricos y numéricos.

c) Cambios en la fase de la respuesta oceánica al traspasar los 30°S.

d) diferencias en la respuesta oceánica del océano costero a la latitud de 30°S, dependiendo de la composición espectral del forzamiento atmosférico: favorecido los períodos superiores al período inercial (período diario y cuasi-período sinóptico), frente a los períodos inferiores al inercial (semi-período diario), siendo este efecto más notorio en el campo térmico que en las corrientes normales a la costa.

AGRADECIMIENTOS

Deseo agradecer al Dr. Humberto Fuenzalida por sus valiosos comentarios y apoyo constante, al Prof. Julio Moraga quien facilitó los datos de la red de termistores utilizados en este estudio y a Zaida Salinas por la revisión del texto.

LITERATURA CITADA.

- Amorocho, J. y J. J. Devries, 1980, A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces, *J. of Geophys. Research*, Vol. 85: 433-441.
- Allen, J. S., 1973, Upwelling and coastal jets in a continuously stratified ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 3: 245-257.
- Clancy, R. M., J. D. Thompson, H. E. Hurlburt y J. D. Lee, 1979, A model of Mesoscales air-sea interaction in a sea breeze- coastal upwelling regime, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 107: 1476- 1503.
- Gerber, H., S. Chang y T. Holt., 1989, Evolution of a marine boundary layer jet. *Journal of the atmospheric sciences*, Vol. 46: 1312-1326.
- Enfield, D. B., 1981, Thermally driven variability in the planetary boundary layer above Lima, Peru, *J. Geophys. Res.*, Vol 86: 2005-2016.

- Hamilton, P. y M. Rattray Jr., 1978, A numerical model of the depth-dependent, wind-driven upwelling circulation on continental shelf, *J Phys. Oceanogr.*, Vol. 8: 437-457.
- Holladay, C. G. y J. J. O'Brien, 1975, Mesoscale variability of sea surface temperatures, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 5: 761-772.
- Hurlburt, H. E., y J. D. Thompson, 1973, Coastal upwelling on a plane- σ *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 3: 16-32.
- Lester, P. F., 1985, Studies of the marine inversion over the San Francisco Bay area: A summary of the work of Albert Miller, 1961-1978, *Boll. Amer. Meteor. Soc.*, Vol. 66(11): 1396-1402.
- Munk, W. H., y E. R. Anderson, 1948, A note on the theory of the thermocline, *J. Mar. Res.*, Vol. 7: 276-295.
- O'Brien, J. J. y H. E. Hurlburt, 1972, A numerical model of coastal upwelling, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 2: 14-26.
- Pedlosky, J., 1979, *Geophysical fluid dynamics*, Ed. Springer-Verlang, New York, 625 pag.
- Rotunno, R., 1983, On the linear theory of the land and sea breeze, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 40: 1999-2009.
- Smith R. L., 1968, Upwelling, *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, Vol. 6: P. 11-47.
- Vergara, J. A., 1990a, La respuesta de un océano continuamente estratificado frente a un forzamiento observado, Trabajo presentado a las X Jornadas de Ciencias del Mar, Mayo 1990.
- Vergara, J. A., 1990b, Un modelo bi-dimensional continuamente estratificado para el estudio de la surgencia costera, Trabajo presentado para publicación a *Inv. Pesquera*, 29 pag.
- Wang, D. P., 1982, Development of a three-dimensional, limited- area (island) shelf circulation model, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol 12: 605-617.
- Zemba, J. y C. A. Friehe, 1987, The marine atmospheric boundary layer jet in the Coastal Ocean Dynamics Experiment, *J. Geophys. Res.*, Vol. 92: 1489-1496.
- Yan, H. y R. Anthes, 1987, The effect of latitude on the sea breeze, *Mon Wea. Rev.*, Vol. 115: 936-956.