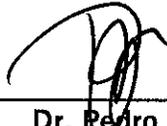


TESIS DEFENDIDA POR

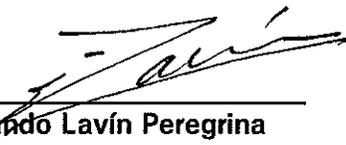
Emilio José Beier

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Pedro Ripa Alsina

Director del Comité



Dr. Miguel Fernando Lavín Peregrina

Miembro del Comité



Dr. Oscar Uriel Velasco Fuentes

Miembro del Comité



Dr. Silvio Guido Lorenzo Marinone Moschetto

Miembro del Comité



Dr. Silvio Guido L. Marinone Moschetto

*Jefe del Departamento de
Oceanografía Física*



Dr. Federico Graef Ziehl

Director de Estudios de Posgrado

25 de junio de 1999

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA.

DIVISIÓN DE OCEANOLOGÍA.
DEPARTAMENTO DE OCEANOGRAFÍA FÍSICA.

ESTUDIO DE LA MAREA Y LA CIRCULACIÓN
ESTACIONAL EN EL GOLFO DE CALIFORNIA
MEDIANTE UN MODELO DE DOS CAPAS
HETEROGÉNEAS

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener
el grado de DOCTOR EN CIENCIAS presenta:

Emilio Beier.

Ensenada, Baja California, México. Junio de 1999.

RESUMEN de la tesis de Emilio José Beier, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en OCEANOGRAFÍA FÍSICA. Ensenada, Baja California, México. Junio de 1999.

Estudio de la marea y la circulación estacional en el Golfo de California mediante un modelo de dos capas heterogéneas

Resumen aprobado por:



Dr. Pedro Ripa
Director de tesis.

Las observaciones del nivel del mar en la frecuencia anual en el Golfo de California son reproducidas con un modelo bidimensional, lineal, de dos capas de las cuales la superficial es heterogénea. Los principales agentes forzantes por medio de los cuales se explica la variabilidad anual son el esfuerzo del viento y la acción del Océano Pacífico, que excita una onda interna en la boca del golfo. El calentamiento superficial tiene un efecto menor en la circulación anual. La respuesta del golfo es similar a la observada, es decir, una capa superficial muy energética, con circulación anticiclónica en verano y ciclónica en invierno comparada con una circulación débil y opuesta en la capa profunda. El flujo horizontal del calor modelado, transversalmente integrado, es similar al calculado con datos oceanográficos históricos. Los resultados de la modelación muestran que la variabilidad transversal al golfo es tan importante como la longitudinal.

El patrón de circulación en la región norte del Golfo de California, que resulta de mediciones de boyas de deriva y observaciones hidrográficas es explicado utilizando los resultados de la simulación. La circulación superficial modelada en la región norte del Golfo de California consiste de un giro ciclónico de junio a octubre y de un giro anticiclónico de diciembre a abril. Las máximas velocidades superficiales ocurren en agosto y febrero con valores de 65 cm s^{-1} y velocidades débiles y opuestas en la capa de fondo. Las velocidades en la señal anual en la región norte del Golfo de California son una combinación de movimientos barotrópicos y baroclínicos de similar intensidad acoplados por los cambios de la topografía.

Con la versión no lineal del modelo se ha estudiado la dinámica estacionaria en el golfo asociada al balance total del calor. La circulación obtenida consiste de un flujo de agua caliente superficial hacia el Océano Pacífico y de un flujo de agua fría profunda de entrada al golfo. En el interior del golfo el agua profunda se incorpora a la capa superficial por procesos de mezcla, parametrizados con una velocidad de abordamiento. El agua de fondo que llega a la superficie enfría la capa superficial. En la superficie y a medida que abandona el golfo el agua se calienta desde la atmósfera, resultando en la boca un flujo neto de agua caliente hacia el Océano Pacífico. El flujo estacionario caliente de salida y frío de entrada explican los 18 TW de calor que anualmente el golfo exporta al Océano Pacífico. El abordamiento es producido en dos escalas temporales: los forzantes de la escala anual y la marea semidiurna. El abordamiento debido a los forzantes en la escala anual se produce principalmente en la cabeza del golfo, en la región de las grandes islas y en la costa continental, y el debido a la marea semidiurna, en la región de las grandes islas. La temperatura superficial modelada se compara favorablemente con las observaciones de la temperatura superficial transversalmente integrada. Los resultados del modelo explican también la asimetría temporal observada en el giro estacional de la región norte del Golfo de California, mostrando un período de circulación anticiclónica mayor que el de circulación ciclónica y con períodos de transición del orden de tres semanas.

ABSTRACT of the thesis of Emilio José Beier, presented as partial requirement to obtain the degree of DOCTOR OF SCIENCE in PHYSICAL OCEANOGRAPHY. Ensenada, Baja California, Mexico. June, 1999.

Study of the tidal and seasonal circulation in the Gulf of California using an heterogeneous two-layer model

The observations of sea level in the annual scale in the Gulf of California are reproduced both in amplitude and phase with a horizontal two-dimensional linear two-layer heterogeneous model. The main forcing agents through which variability is explained are wind stress which generates an internal forced wave, and the action of the Pacific Ocean which excites an internal wave in the mouth of the gulf. Surface heating plays a secondary role. The response of the gulf is similar to that observed, i.e., an energetic upper layer compared to the bottom layer, with cyclonic circulation in summer and anticyclonic circulation in winter. The forcing in the mouth of the gulf produces a horizontal heat flux equal to that calculated with historical hydrographic data. The results of the simulation show that the annual variability across the gulf is as important as the longitudinal variability.

The circulation pattern in the Northern Gulf of California based on drifting buoys and hydrographic observations can be explained using the results of the simulation and a set of simple versions of the linear model. The modeled surface circulation consists of a cyclonic gyre from June to October and an anticyclonic gyre from December to April. The maximum surface velocities occur in August and February respectively, with values of 65 cm s^{-1} , and very low opposite velocities in the bottom layer. The velocities in the annual signal are a combination of barotropic and baroclinic movements, with similar intensities, coupled by topography effects.

An non-linear two-layer heterogeneous model was used to study the stationary dynamic associated to the observed net heat balance in the gulf obtained from hydrographic historical data set. The circulation consists of an outgoing surface flux of warm water and an incoming deep flux of cold water. In the interior of the gulf the deep water is incorporated to the surface layer by mixing processes that in this work have been parametrized as an entrainment velocity. The bottom water that reaches the surface cools the surface layer. In the surface and while it leaves the gulf, the water warms up by the surface heat flux, thus resulting a net outgoing transport which together with the cold deep incoming flux explain the 18 TW of heat that the gulf exports in the annual average to the Pacific Ocean. The entrainment is produced in two time scales: the annual forcing agents and the semidiurnal tide. The entrainment resulting from the forcing agents in the annual scale occurs mainly in the head of the gulf, in the big islands region, and the continental coast. That produced by the semidiurnal tide occurs mainly in the narrows produced by the archipelago. The surface cooling produced at the two scales compares favorably to the observed transverse mean of surface temperature, which decreases towards the region of the big islands. The amplitude of the annual surface temperature increases towards the head with a relative maximum in the same area, and the phase is constant along the gulf. The results of the model also explain the observed asymmetry in the seasonal gyre of the Northern Gulf of California, showing a period of anticyclonic circulation longer than that of cyclonic circulation and with short transition period of the order of three weeks.

DEDICATORIA

A mi familia, Mayte, Marina y Lucía.

A los amigos de Ensenada por los cálidos momentos compartidos

AGRADECIMIENTOS

A mi director de tesis, Dr. Pedro Ripa por su ayuda y por las ideas compartidas.

A los miembros del comité de tesis, Drs. Miguel Lavín Peregrina, Guido Marinone Moschetto, Juan Manuel López Mariscal, Oscar Uriel Velasco Fuentes y Mark Merri-field.

A mis maestros del CICESE y en especial los Drs. Julio Sheinbaum y José Luis Ochoa.

A el personal técnico y secretarias del Departamento de Oceanografía Física, y muy especialmente a Ma. Teresa Aguero Bastidas, Lina G. Zúñiga Perez y Julieta Castro Sandoval.

A la profesora Adriana Mabel Usabiaga, Univ. Aut. Baja California (UABC) por las correcciones al texto tanto en español como en inglés.

Al Dr. Miguel Lavín, Emilio Palacios-Hernández y Ana Ramírez-Manguilar, por permitirme compartir los resultados de sus investigaciones previo a su publicación.

A mis compañeros del grupo Física Oceánica Teórica del DOF.

A los estudiantes del CICESE, por los momentos de alegría compartidos.

A CICESE, por otorgarme una beca de manutención, de colegiatura y por el apoyo para difundir los resultados de este trabajo durante el desarrollo de esta tesis.

Este trabajo se realizó con recursos de los proyectos de CONACYT 1282-T9204, 2667OT y 1890PT, y el proyecto de CICESE "Física Oceánica Teórica".

Índice General

I Descripción general de la tesis.	1
II Efectos de la estratificación en la marea semidiurna.	4
II.1 Introducción.	4
II.2 Un modelo sencillo en un canal.	5
II.3 El modelo de marea interna.	20
II.3.1 Ajustando el modelo a las observaciones.	22
II.3.2 Comparación.	23
II.4 Resultados del modelo 3D.	29
II.4.1 El campo de velocidades de M_2 y S_2	31
II.5 Conclusiones	36
II.6 Apéndice A: Estructura transversal de los modos en un canal.	41
II.7 Apéndice B: Modelo simple en un canal de dos capas.	42
III Circulación estacional.	45
III.1 Introducción	45
III.2 Investigación en esta sección.	48
III.3 El modelo oceánico	48
III.3.1 Ecuaciones de movimiento.	48
III.3.2 Condiciones de borde abiertas	51
III.3.3 Flujo horizontal del calor.	54
III.3.4 Método numérico	55
III.3.5 Parámetros elegidos	55
III.4 Soluciones.	56
III.4.1 Circulación inducida por el viento.	56
III.4.2 El forzado del Océano Pacífico	65
III.4.3 Circulación total.	70
III.4.4 Comparación con las observaciones.	76
III.5 Conclusiones	82
IV El giro estacional en la región norte del Golfo de California.	85
IV.1 Introducción	85
IV.2 La región norte del Golfo de California.	88
IV.2.1 Resultados del modelo.	88
IV.2.2 Circulación barotrópica y baroclínica.	96

IV.3 Conclusiones.	102
V Balance promedio del calor.	104
V.1 Introducción.	105
V.2 Ecuaciones del modelo no lineal.	105
V.2.1 Abordamiento de agua profunda.	108
V.2.2 Conservación del calor.	110
V.3 Mezcla vertical por abordamiento de la dinámica en la escala anual. . .	111
V.3.1 La circulación en el NGC.	119
V.4 Mezcla vertical producida por la marea semidiurna.	125
V.5 Conclusiones.	130
Literatura Citada	132

Índice de Figuras

1	Batimetría del Golfo de California y posición de las estaciones mareográficas.	6
2	Bosquejo del modelo sencillo en un canal semicerrado de dimensiones similares a las del Golfo de California (golfo equivalente), OK y OP simbolizan ondas de Kelvin y Poincaré respectivamente, los supraíndices indican el sentido de propagación y los subíndices indican el área de la cabeza y de la boca. Arriba: vista lateral. Abajo: vista en planta. . . .	7
3	Longitudes de onda para cada modo en el canal semicerrado equivalente al Golfo de California. Los triángulos indican longitudes de onda reales, $\lambda_R = 2\pi/k_R$ en la región profunda y los círculos aquellas en la región somera. Los rombos y cuadrados son las longitudes de onda imaginarias, $\lambda_I = 1/k_I$ en la región somera y profunda respectivamente. La longitud de onda para el 1 ^{er} modo en ambas gráficas corresponde a Kelvin y todos los demás a Poincaré. (a) Modo interno, nótese que para el modo interno existen además de Kelvin, modos de Poincaré reales. (b) Modo externo, nótese que para la componente externa sólo existen modos reales correspondientes a Kelvin.	9
4	Respuesta barotrópica al forzado de una onda de Kelvin externa de frecuencia correspondiente a M_2 en el golfo equivalente. En la cabeza se ha utilizado un valor de $\varepsilon = 0$ (reflexión total). La figura superior corresponde a los contornos de amplitudes del nivel del mar y la inferior a los contornos de fases. Nótese que esta respuesta es sólo la contribución barotrópica a la elevación total del nivel del mar.	10
5	Amplitudes y fases del nivel del mar total de la componente M_2 a lo largo de las costas del golfo equivalente. Líneas continuas corresponden a valores del lado de Baja California y quebradas del lado del Continente.	11
6	Respuesta de la interfaz al forzado barotrópico de una onda de Kelvin de frecuencia correspondiente a M_2 . a) amplitudes de los desplazamientos de la interfaz [m]. b) fases [días]	13
7	Respuesta de los desplazamientos de la interfaz a lo largo de la costa y como una función de la distancia a la cabeza del canal. La curva continua corresponde a valores del lado de Baja California y la curva quebrada a valores del lado del Continente. a) Amplitudes. b) Fases	14

8	Amplitudes de los desplazamientos de la interfaz modo a modo, sobre las costas del canal y como una función de la distancia a la cabeza del canal. (a) Para el modo de Kelvin. (b) Para el 1 ^{ro} y 2 ^{do} de Poincaré. (c) Para 3 ^{ro} y 4 ^{to} de Poincaré. (d) Para los evanescentes de Poincaré.	16
9	Amplitudes de los desplazamientos de la interfaz modo a modo, sobre las costas del canal y como una función de la distancia a la cabeza del canal utilizando como forzamiento en la boca una onda interna de Kelvin de frecuencia correspondiente a M_2 . (a) Para el modo de Kelvin. (b) Para el 1 ^{ro} y 2 ^{do} de Poincaré. (c) Para 3 ^{ro} y 4 ^{to} de Poincaré. (d) Para los evanescentes de Poincaré.	17
10	Densidad de energía cinética y potencial en el golfo equivalente transversalmente integradas y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (a) Cinética, potencial y total del modo externo. (b) Cinética, potencial y total del modo interno.	18
11	Respuesta barotrópica del canal equivalente al Golfo de California al forzamiento con la componente M_2 en la boca y para el caso de una reflexión imperfecta con $\varepsilon = 0.1$. a) Amplitudes del nivel del mar. b) fases del nivel del mar.	19
12	Respuesta del canal equivalente disipativo al forzado de M_2 en la boca y para la componente total del nivel del mar.	20
13	Amplitudes (a) y fases (b) del nivel del mar total para la frecuencia M_2 a lo largo de la costa del canal equivalente disipativo.	21
14	Error global obtenido con el modelo barotrópico. (a) Error global en la amplitud en función del forzamiento en la boca óptimo (curva continua). Símbolos indican errores obtenidos en simulaciones previas con el mismo método de ajuste a las observaciones y el error obtenido con el presente modelo tridimensional. Las líneas transversales al eje x , quebradas y de puntos, indican errores en simulaciones previas que han utilizado un forzamiento en la boca interpolado de las observaciones. (b) Error global de la fase en función de la diferencia de fase con el forzamiento óptimo. Las curvas quebrada y de puntos corresponden al error global calculado con la raíz media cuadrática.	26
15	Amplitudes y fases de la marea semidiurna M_2 modelada y observada alrededor de las costas del Golfo de California y en función de la distancia a la cabeza del golfo.	27

16	Amplitudes y fases del nivel del mar de M_2 observada y simulada con el modelo 3D a lo largo de la costa del Golfo de California y en función de la distancia a la cabeza.	28
17	Amplitudes y fases del desplazamiento de la interfaz a lo largo de la costa del Golfo de California para la componente M_2 y en función de la distancia a la cabeza del golfo.	30
18	Comparación de las amplitudes y fases del nivel del mar de la componente M_2 calculadas con el modelo 2D (primeras dos figuras) y con el modelo 3D (últimas dos figuras).	32
19	Amplitudes y fases de la componente semidiurna M_2 para los desplazamientos de la interfaz en la región norte del Golfo de California.	33
20	Elipses de M_2 en la región norte del Golfo de California producidas por la componente barotrópica del modelo 3D. Las elipses en línea gruesa corresponden a rotación antihoraria o ciclónica; las elipses en línea delgada corresponden a rotación horaria o anticiclónica.	34
21	Elipses de M_2 en la capa superficial del modelo tridimensional en la región norte del Golfo de California. La convención de signos es la misma que la de la Fig.(20).	35
22	Contornos de excentricidades, semieje mayor y dirección del semieje mayor para la componente M_2 en la región norte del Golfo de California.	37
23	Contornos de excentricidades, semieje mayor y dirección del semieje mayor para la componente S_2 en la región norte del Golfo de California.	38
24	Observaciones de elipses de marea en la capa superficial de la región norte del Golfo de California obtenidos por <i>Ramírez-Manguilar A. y E. Palacios-Hernández</i> , 1999 (comunicación personal) para la componente M_2 . La convención de signos es la misma que la utilizada en este trabajo.	39
25	Observaciones de elipses de marea en la capa superficial de la región norte del Golfo de California obtenidos por <i>Ramírez-Manguilar A. y E. Palacios-Hernández</i> , 1999 (comunicación personal) para la componente S_2 . La convención de signos es la misma que la utilizada en este trabajo.	40
26	Modelo de dos capas con topografía.	49
27	Experimento con el esfuerzo del viento: corrientes superficiales y elevación nivel del mar (líneas sólidas) en centímetros para (a) invierno (febrero) y (b) verano (agosto).	57

28	Experimento con el esfuerzo del viento: Sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía. Campos instantáneos para el verano (Agosto) como una función de la coordenada transversal al golfo: (a) nivel del mar y componente longitudinal de la velocidad superficial y (b) desplazamiento de la interface y componente longitudinal de la velocidad de la capa del fondo.	61
29	Experimento con el esfuerzo del viento: Sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía. Campos instantáneos para el verano (Agosto) como una función de la coordenada transversal al golfo: (a) profundidad de la capa superficial y de fondo y (b) componente transversal de la velocidad.	62
30	Experimento con el esfuerzo del viento: amplitudes costeras y fases de la elevación del nivel del mar como una función de la distancia a la cabeza del Golfo de California.	64
31	Idem <i>Fig.</i> (30) para el desplazamiento de la interface.	64
32	Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo. (a) Contornos de amplitud (línea sólida) en centímetros y contornos de fases (línea gruesa) en días para la elevación del nivel del mar. (b) Contornos de amplitud (línea sólida) en metros y contornos de fases (línea gruesa) en días para el desplazamiento de la interfaz.	67
33	Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: Amplitudes costeras y fases de la elevación del nivel del mar como una función de la distancia a la cabeza del golfo.	69
34	Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: Elevación del nivel del mar promediado transversalmente.	71
35	Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: velocidad de la capa superficial trasversalmente integrada y como una función de la distancia a la cabeza del golfo de California.	72
36	Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: flujo horizontal del calor trasversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo de California.	72
37	Solución al forzado total en la escala anual: velocidades superficiales en cms^{-1} y elevación del nivel del mar en centímetros cada 45 días.	74

38	Respuesta al forzado total en la escala anual: sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía mostrando los campos instantáneos para el verano y como una función de la coordenada transversal al golfo. Superior, elevación del nivel del mar y componente longitudinal de la velocidad (positiva hacia afuera del golfo). Inferior, desplazamiento de la interface y componente longitudinal de la velocidad.	75
39	Solución al forzado total en la escala anual: velocidades superficiales en cms^{-1} y elevación del nivel del mar en centímetros cada 45 días.	77
40	Respuesta al forzado total en la escala anual. a), sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía mostrando los campos instantáneos para el verano de la velocidad transversal superficial y de fondo y como una función de la coordenada transversal al golfo, velocidad superficial y de fondo. b), flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Los símbolos indican valores obtenidos por <i>CLR94</i> . Las líneas sólidas y de puntos corresponden a las amplitudes y fases obtenidas con el modelo.	78
41	Valores medios mensuales, (climatología) del nivel del mar en dos estaciones situadas aproximadamente en el medio del golfo. (a) Valores observados y el ajuste armónico. (b) Valores instantáneos obtenidos con el modelo.	79
42	Respuesta al forzado total. Comparación entre la elevación del nivel del mar obtenida con el modelo y las observaciones (símbolos) como una función de la distancia a la cabeza del golfo.	81
43	Promedio temporal de la energía por unidad de longitud de la superficie [izquierda] e interna [derecha] correspondiente a los campos de la frecuencia anual. Las curvas de guiones-puntos y puntos indican los resultados individuales del forzamiento producido sólo por el Océano Pacífico, el esfuerzo del viento y el flujo de calor por la superficie. El efecto combinado de los tres agentes forzantes (línea sólida) es mas grande que la suma de las energías individuales porque el Océano Pacífico y el esfuerzo del viento actúan prácticamente en fase. Las gráficas inferiores muestran las energías en una corrida con sólo un forzamiento relativo a la energía en la corrida completa.	87

44	Predicción del modelo tridimensional forzado en la frecuencia anual: campos superficiales durante julio y agosto. En enero y febrero la elevación superficial y las velocidades son las opuestas a las mostradas en esta figura (existe una sola frecuencia en el modelo). El Golfo Norte de California se extiende 400 km desde la cabeza, incluyendo La Isla Ángel de la Guarda. La comunicación con el resto del Golfo de California es a través de la angostura entre la Isla Tiburón y la Isla San Esteban, y entre esta última y la costa de Baja California.	89
45	Igual que en la <i>Fig.</i> (44) pero para septiembre y octubre. Durante marzo y abril, la elevación del nivel del mar y las velocidades son las opuestas a las mostradas en esta figura.	91
46	Igual que la <i>Fig.</i> (44) pero para noviembre y diciembre. Durante mayo y junio, la elevación del nivel del mar y las velocidades son opuestas a las mostradas en esta figure.	92
47	Trazadores Argos: promedios diarios de la velocidad superficial medida con cinco trazadores lagrangeanos seguidos por satélite. Datos desde el 13 de septiembre al 9 de octubre de 1995. (Lavín et al., [1997]).	94
48	Igual que la <i>Fig.</i> (47) pero para el período del 19 de febrero al 18 de abril de 1996, (Lavín et al. [1997]).	95
49	(a) Valor medio temporal de las energías por unidad de longitud transversalmente integrada y como una función de la distancia a la cabeza del Golfo de California. (b) Diferencias entre las energías cuando el parámetro de fricción ha sido reducido 10 veces.	97
50	Comparación de las elevaciones de la interface y el nivel del mar, y de la contribución barotrópica y baroclínica de las corrientes superficiales en abril. Nótese el cambio de la escala de la velocidad respecto de las de las <i>Figs.</i> (44), (45), (46).	99
51	Como en la <i>Fig.</i> (50) pero para mayo.	100
52	Estructura baroclínica y barotrópica en una sección transversal y a través de la Cuenca Delfín.	101

53	Balance total del calor en el Golfo de California mostrado en Ripa (1997) y en Lavín, Beier y Badan (1997). \mathcal{H} es el contenido de calor en todo el golfo, Q_s es el calentamiento superficial y \mathcal{F}_b es el flujo en la boca del golfo. En la frecuencia anual el golfo se calienta por la superficie con una amplitud de 20 TW con un máximo el 9 de junio, y por la boca con una amplitud de 40 TW y un máximo el 18 de mayo. En conjunto los dos forzamientos producen un calentamiento de 59 TW , con un máximo el 26 de mayo. En el promedio anual el golfo incorpora 18 TW netos por la superficie y los exporta al Océano Pacífico.	106
54	(a) valor medio temporal de las velocidades superficiales y del desplazamiento de la interfaz en el Golfo de California. (b) amplitudes (línea gruesa) y fases (línea delgada) del desplazamiento vertical de la interfaz a la frecuencia anual.	113
55	(a) valores medios temporales de la temperatura superficial en el Golfo de California. (b) amplitudes (línea gruesa) y fases (línea delgada) de la temperatura superficial en la frecuencia anual.	115
56	Comparación entre la elevación del nivel del mar en la frecuencia anual obtenida con el modelo no lineal y con abordaje y las observaciones (símbolos) como una función de la distancia a la cabeza del golfo de California. (a) amplitudes [m]. (b) fases [días].	116
57	Temperatura superficial transversalmente integrada obtenida con versiones diferentes del modelo como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (a) temperatura media. (b) amplitud anual. (c) fase.	118
58	(a), flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (b), idem para la velocidad superficial. (c), idem para la velocidad de la capa de fondo.	120
59	Velocidades superficiales instantáneas y temperatura superficial del <i>NGC</i> .121	
60	Idem <i>Fig.</i> (59).	122
61	Idem <i>Fig.</i> (59)	123
62	Idem <i>Fig.</i> (59)	124
63	Temperatura superficial transversalmente integrada como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (a) temperatura media anual, la línea llena corresponde al modelo no-lineal forzado en la escala anual y la marea semidiurna, la línea quebrada corresponde al mismo modelo no-lineal sin incluir la marea y los símbolos son valores observados. (b) amplitudes de la componente anual. (c) fases de la componente anual.	126

64	Efecto de incorporar la marea semidiurna M_2 y S_2 a los forzantes en la escala anual. (a) Temperatura y velocidad superficial media. (b) amplitudes y fases de la temperatura superficial.	128
65	Balance Total del Calor en el Golfo de California. (a) flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (b), idem para la velocidad superficial. (c), idem para la velocidad de la capa de fondo.	129

I Descripción general de la tesis.

En esta tesis se ha estudiado la marea semidiurna y la circulación estacional en el Golfo de California, de ahora en adelante *GC*, utilizando diferentes versiones de un modelo en ecuaciones primitivas, bidimensional en la horizontal, de dos capas, de las cuales la superficial puede ser heterogénea. La frecuencia semidiurna de marea corresponde a las componentes M_2 y S_2 . La escala estacional, en esta tesis, es la que resulta de descomponer una variable, ya sea observada o modelada, en sinusoides con las frecuencias anual y semianual más una parte constante.

En la Sección II de esta tesis se ha utilizado un esquema sencillo de asimilación de datos de mareas en el *GC* y un modelo no lineal de dos capas homogéneas para obtener el forzamiento en la boca del golfo que produce el mejor ajuste entre las observaciones y la modelación. El error global obtenido en la amplitud y fase no sólo mejora el correspondiente a la versión barotrópica de este modelo sino que también mejora el logrado en otras simulaciones. Por medio de un modelo sencillo en un canal semicerrado equivalente al *GC* se ha probado que la marea interna forzada por la propagación de la componente barotrópica en un medio con heterogeneidades topográficas y fuertemente estratificado, consiste de modos de Kelvin y modos de Poincaré propagantes. Los modos propagantes tienen longitudes de onda de entre 80 y 200 km. La contribución de la marea interna a la elevación del nivel del mar toma especial importancia en la región sur del golfo cuando la componente externa pasa por un mínimo cercano al punto anfidrómico. En particular, produce en esa región importantes variaciones espaciales en la fase del nivel del mar. Los errores globales grandes en el pronóstico de la marea semidiurna en la región sur del golfo pueden mejorarse utilizando un modelo tridimensional que tenga en cuenta la contribución de la marea interna en la superficie.

La marea interna genera un importante corte en el campo de velocidades. Los valores de excentricidad de las elipses de marea calculadas con el modelo tridimensional muestran valores más cercanos a los observados en la región norte del Golfo de California (de ahora en adelante *NGC*), no sólo en magnitud sino también en la variabilidad horizontal del sentido de rotación. Las máximas amplitudes de la oscilación de la interfaz para la modulación quincenal producida por M_2 y S_2 son del orden de 40 m. Estos desplazamientos de la interfaz durante la marea viva son muy importantes en procesos de mezcla vertical y contribuyen al balance estacionario del calor en el *GC*.

En la Sección III se ha utilizado un modelo lineal de dos capas, la superficial heterogénea para estudiar la escala anual. Las observaciones del nivel del mar en la frecuencia anual en el *GC* son reproducidas tanto en la amplitud como en la fase. Los principales

agentes forzantes por medio de los cuales se explica la variabilidad anual son el esfuerzo del viento, que genera una onda interna forzada, y la acción del Océano Pacífico, que excita una onda interna en la boca del golfo. El calentamiento superficial tiene un efecto menor en la circulación anual. La respuesta del golfo es cualitativamente similar a la observada, es decir, una capa superficial muy energética (con circulación anticiclónica en verano y ciclónica en invierno) comparada con una circulación débil y opuesta en la capa profunda. El flujo horizontal del calor transversalmente integrado obtenido con el modelo muestra un comportamiento muy similar al observado y calculado con el banco de datos oceanográficos históricos, tanto en la amplitud como en la fase. Los resultados de la modelación muestran que la variabilidad transversal al golfo es tan importante como la longitudinal. Esta variabilidad transversal es la que resulta de un radio de deformación pequeño comparado con el ancho promedio del golfo.

En la Sección IV se ha explicado el patrón de circulación en el *NGC*, que resulta de mediciones de boyas de deriva y observaciones hidrográficas, utilizando los resultados de un conjunto de versiones simplificadas del modelo lineal y los propios resultados del Sección III. La circulación superficial modelada consiste de un giro ciclónico de junio a octubre y de un giro anticiclónico de diciembre a abril. Ambos giros están localizados en el centro del *NGC*, que incluye la isla Ángel de la Guarda. Las máximas intensidades de los giros ocurren en agosto y febrero, con valores de velocidades superficiales 65 cm s^{-1} (en buena concordancia con las observaciones) y velocidades débiles y opuestas en la capa de fondo. Finalmente, en junio/julio y diciembre/enero el giro que se está desarrollando está todavía conectado con el resto del *GC* a través de la angostura entre las islas Tiburón y San Esteban y la costa de Baja California. En el *NGC*, las velocidades en la señal anual son una combinación de movimientos barotrópicos y baroclínicos de similar intensidad acoplados por cambios topográficos. Así, solo una parte de la dinámica está asociada a grandes oscilaciones de la interfaz, las cuales muestran valores de 40 m.

La Sección V se ha utilizado la versión no lineal del modelo de capas heterogéneas para estudiar la dinámica estacionaria en el *GC* asociada al balance total del calor obtenido de observaciones hidrográficas históricas. La circulación obtenida consiste de un flujo de agua caliente superficial hacia el Océano Pacífico y de un flujo de agua fría profunda de entrada al golfo. En el interior del *GC* el agua profunda se incorpora a la capa superficial por procesos de mezcla, parametrizados, en este trabajo, con una velocidad de abordamiento. El agua de fondo que llega a la superficie enfría la capa superficial. En la superficie y a medida que abandona el golfo el agua se calienta desde la atmósfera, resultando en la boca un flujo neto de agua caliente hacia el Océano Pacífico.

El flujo estacionario caliente de salida y frío de entrada explican la cantidad de calor que anualmente el golfo exporta al Océano Pacífico igual a 18 TW. El aboramiento es producido en dos escalas temporales: los forzantes de la escala anual y la marea semidiurna. El aboramiento debido a los forzantes en la escala anual se produce principalmente en la cabeza del golfo, en la región de las grandes islas y sobre la costa continental, y el debido a la marea semidiurna, en la región de las grandes islas. El enfriamiento superficial producido por las dos escalas se compara favorablemente con las observaciones del campo de temperatura superficial transversalmente integrado. La temperatura superficial media del golfo disminuye hacia la cabeza pasando por un mínimo en la región de las grandes islas. La amplitud de la componente anual de la temperatura superficial aumenta hacia la cabeza con un máximo relativo en la misma región, y la fase es constante a lo largo del golfo. Los resultados del modelo explican también la asimetría observada en el giro estacional del *NGC*, mostrando un período de circulación anticiclónica mayor que el de circulación ciclónica y con períodos de transición muy cortos del orden de tres semanas. Los resultados del modelo no-lineal muestran que las elevaciones del nivel del mar en la escala anual a lo largo de la costa comparan favorablemente en todo el *GC*.

II Efectos de la estratificación en la marea semidiurna.

Resumen

Se ha estudiado la marea semidiurna M_2 y S_2 en el GC utilizando un esquema sencillo de asimilación de datos a un modelo de dos capas homogéneas. Se ha obtenido el forzamiento en la boca del golfo que produce el mejor ajuste entre las observaciones y la modelación. El error global obtenido en la amplitud y fase no sólo mejora el logrado con la versión barotrópica de este modelo sino que también mejora el correspondiente a otras simulaciones. Por medio de un modelo sencillo en un canal semicerrado equivalente al GC se demuestra que la marea interna forzada por la propagación de la componente barotrópica en un medio con heterogeneidades topográficas y fuertemente estratificado, consiste de modos de Kelvin y modos de Poincaré propagantes. Los modos que se propagan tienen longitudes de onda de entre 80 y 200 km. La contribución de la marea interna a la elevación del nivel del mar toma especial importancia en la región sur del golfo cuando la componente externa pasa por un mínimo cercano al punto anfidrómico. En particular produce en esa región importantes variaciones espaciales en la fase del nivel del mar. Los errores globales considerables que se obtienen en el pronóstico de la marea semidiurna en la región sur del golfo con modelos barotrópicos pueden mejorarse utilizando un modelo tridimensional que tenga en cuenta la marea interna.

La marea interna genera un corte en el campo de velocidades importante. Al incluir estratificación, los valores de excentricidad de las elipses de marea son más cercanos a los valores observados que aquellos calculados con un modelo barotrópico, no sólo en magnitud sino también en la variabilidad horizontal del sentido de rotación. Las máximas amplitudes de la oscilación de la interfaz para la modulación quincenal entre M_2 y S_2 son del orden de 40 m. Estos desplazamientos de la interfaz durante la marea viva pueden ser muy importantes en procesos de mezcla vertical y contribuir al balance total del calor en el GC.

II.1 Introducción.

En esta Sección se investigan los efectos de la estratificación en la predicción de las componentes semidiurnas principales de la marea en el GC. La marea en el golfo ha sido estudiada en detalle utilizando modelos numéricos barotrópicos cada vez más complejos

y en los cuales se han ajustado diferentes coeficientes como el de fricción, difusión y probado diferentes mallas cada vez con más resolución, [Ripa et al. (1993), Zavala-Garay (1993), Argote (1995), Zavala-Garay (1996), Marinone (1997), Carbajal et al. (1999)]. Los errores en la predicción global de la marea son en general bajos y consistentes entre todos los modelos numéricos utilizados.

El *GC* es un mar semicerrado fuertemente estratificado y desde el punto de vista topográfico, muy rugoso *Fig.(1)*. Los efectos que la combinación de la estratificación y la topografía variada puedan ejercer sobre la propagación de ondas externas no ha sido aún estudiado. Durante el desarrollo de esta tesis nos encontraremos con diferentes problemas de transferencia de energía entre el modo externo e interno debido a estas heterogeneidades topográficas. *A priori* sabemos que el intercambio de energía entre modos es asimétrico. Es muy difícil transferir energía del modo baroclínico al barotrópico pero resulta muy fácil transferir energía del modo externo al interno por cambios topográficos, (Cushman-Roisin et al.,1983). Este es el caso de la marea, que por ser una escala temporal muy energética, podría contribuir muy eficientemente a la generación de ondas internas en el golfo.

En esta sección se utiliza un modelo sencillo para describir la generación de mareas internas producida por la propagación de la marea barotrópica en un medio con topografía variable. Posteriormente se estudia el problema utilizando un modelo numérico que permite incluir una topografía más realista.

II.2 Un modelo sencillo en un canal.

Con el objeto de estudiar la marea interna en el *GC*, se ha aplicado un modelo simple en un canal semicerrado que se describe en los *Apéndices A* y *B*. El canal, *Fig.(2)*, tiene dimensiones similares a las del *GC* ($L = 1000$ km longitud, $W = 150$ km ancho) y en lo sucesivo lo denominaremos "el golfo equivalente". La topografía tiene una discontinuidad en $x = 450$ km, cambiando la profundidad total de $H_c = 230$ m del lado de la cabeza a $H_b = 730$ m del lado de la boca. Ambas profundidades son representativas de la profundidad media del *NGC* y de la región sur y central del *GC* respectivamente. $H_1 = 70$ m es la profundidad de la capa superficial y H_2 es el espesor de la capa del fondo. La elección de un espesor pequeño de la capa superficial será justificado en la *Sección III*. El modelo es forzado en la boca con un onda de Kelvin barotrópica incidente, de frecuencia correspondiente a la componente semidiurna de la marea M_2 .

Las longitudes de onda para el modo barotrópico y baroclínico, ver *Apéndice A*,

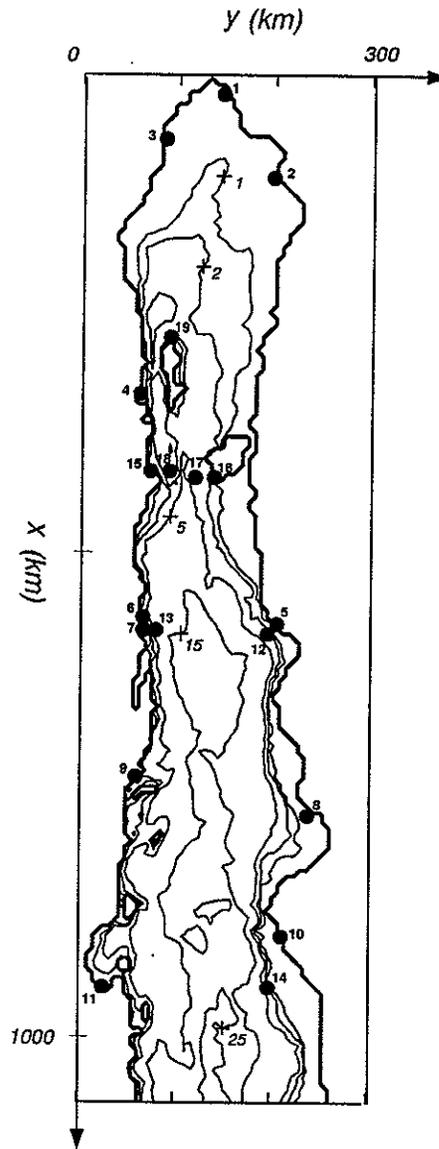


Figura 1: Batimetría del Golfo de California y posición de las estaciones mareográficas.

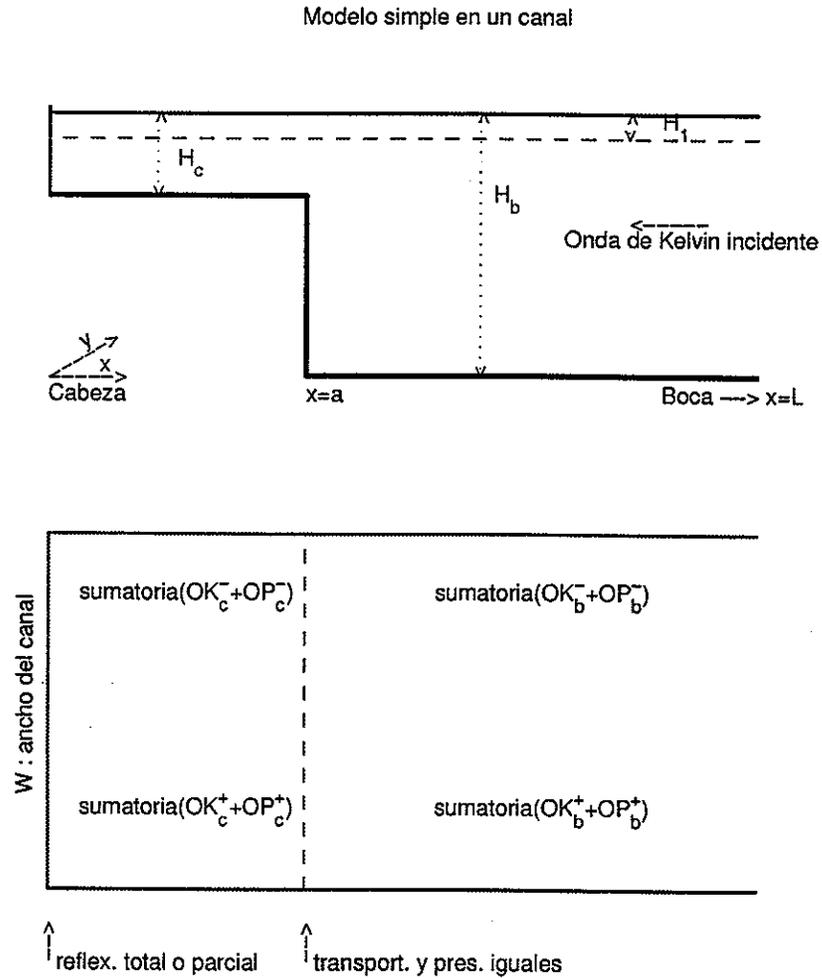


Figura 2: Bosquejo del modelo sencillo en un canal semicerrado de dimensiones similares a las del Golfo de California (golfo equivalente), OK y OP simbolizan ondas de Kelvin y Poincaré respectivamente, los supraíndices indican el sentido de propagación y los subíndices indican el área de la cabeza y de la boca. Arriba: vista lateral. Abajo: vista en planta.

se muestran en la *Fig.(3)*. En ausencia de fricción las longitudes de onda son reales o imaginarias. Cada modo en la *Fig.(3)* corresponde a dos ondas viajando en sentidos opuestos. Los reales son modos que se propagan y los imaginarios son evanescentes. Para el modo barotrópico existe una sola longitud de onda real y corresponde al primer modo, que es una onda de Kelvin. Todos los demás son imaginarios y no se propagan. Este conjunto de modos barotrópicos corresponde a la solución de *Taylor (1921)* aplicado al *GC* y que consiste en la solución a la reflexión en la cabeza del golfo de una onda de Kelvin incidente. El problema involucra a dos ondas de Kelvin viajando en direcciones opuestas y a un conjunto de modos de Poincaré evanescentes utilizados en la reflexión de la onda; los modos resultan evanescentes pues el *GC* para el modo externo es suficientemente angosto. Todos los modos evanescentes decaen dentro de una distancia de 300 km, *Fig.(3b)*.

Para el modo baroclínico existen cinco modos reales o propagantes. El primero corresponde a dos ondas de Kelvin internas viajando en direcciones opuestas y atrapadas en costas opuestas. Su longitud de onda es de 80 km. Los cuatro restantes corresponden a modos de Poincaré que se propagan en ambas direcciones longitudinales al canal y con longitudes de onda que van desde los 90 km hasta los 500 km. Los modos internos evanescentes decaen en una distancia de los 200 km.

La solución al forzado de una onda de Kelvin barotrópica semidiurna se puede ver en las *Fig.(4)* a la *Fig.(11)*. En este caso se ha elegido un valor de $\varepsilon = 0$, correspondiente al caso de reflexión total en la cabeza. La *Fig.(4)* es la respuesta del modo externo.

En el modelo de dos capas existen dos contribuciones al nivel del mar, la externa y la interna. En el caso de la marea la contribución externa es en promedio mucho mayor que la interna. Si η es el nivel del mar total, entonces se puede descomponer en $\eta = \eta_B - (g_i H_2 / g H_T) \zeta$ donde η_B es la contribución barotrópica y ζ es el desplazamiento de interfaz correspondiente a la contribución interna. La *Fig.(4a)* muestra los contornos de amplitudes de la contribución barotrópica a la elevación del nivel del mar. Las amplitudes crecen hacia la boca pasando por un punto anfdrómico. Si el canal tuviese topografía constante, el punto anfdrómico se situaría a 925 km de la cabeza y que corresponde a un cuarto de la longitud de onda del modo barotrópico, pero la zona somera de la parte norte reduce este valor a los 800 km. La *Fig.(4b)* corresponde a las isolíneas de igual fase, mostrando que el punto anfdrómico se ubica transversalmente en el centro del canal como corresponde al caso sin fricción.

La *Fig.(5a)* muestra las amplitudes de la respuesta total del nivel del mar a lo largo de las costas del canal. Como se han sumado las dos contribuciones al nivel del mar, externa e interna, las amplitudes reflejan pequeñas oscilaciones producto de

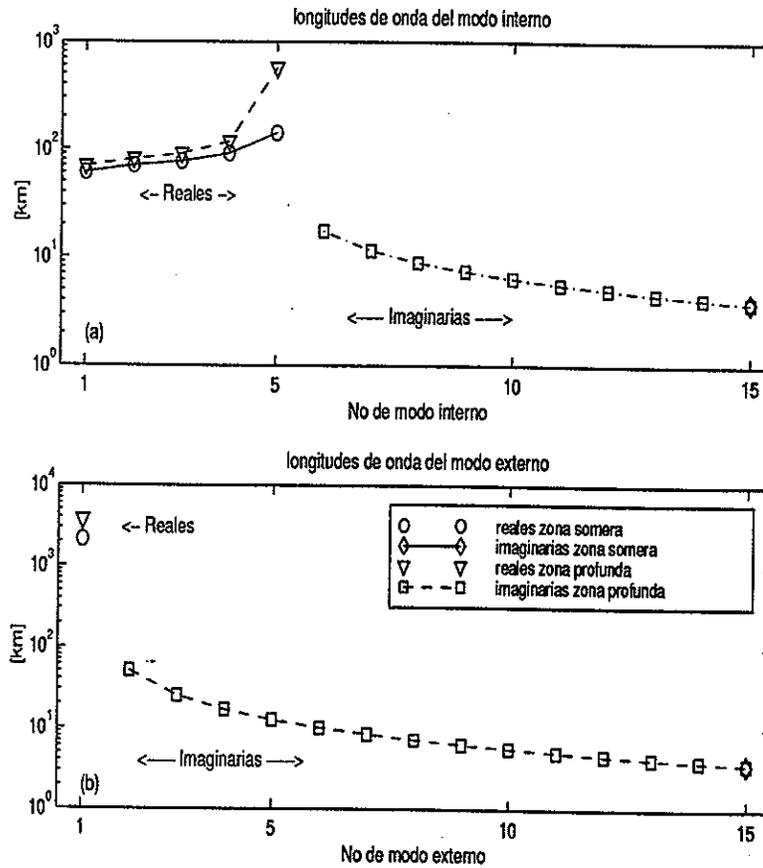


Figura 3: Longitudes de onda para cada modo en el canal semicerrado equivalente al Golfo de California. Los triángulos indican longitudes de onda reales, $\lambda_R = 2\pi/k_R$ en la región profunda y los círculos aquellas en la región somera. Los rombos y cuadrados son las longitudes de onda imaginarias, $\lambda_I = 1/k_I$ en la región somera y profunda respectivamente. La longitud de onda para el 1^{er} modo en ambas gráficas corresponde a Kelvin y todos los demás a Poincaré. (a) Modo interno, nótese que para el modo interno existen además de Kelvin, modos de Poincaré reales. (b) Modo externo, nótese que para la componente externa sólo existen modos reales correspondientes a Kelvin.

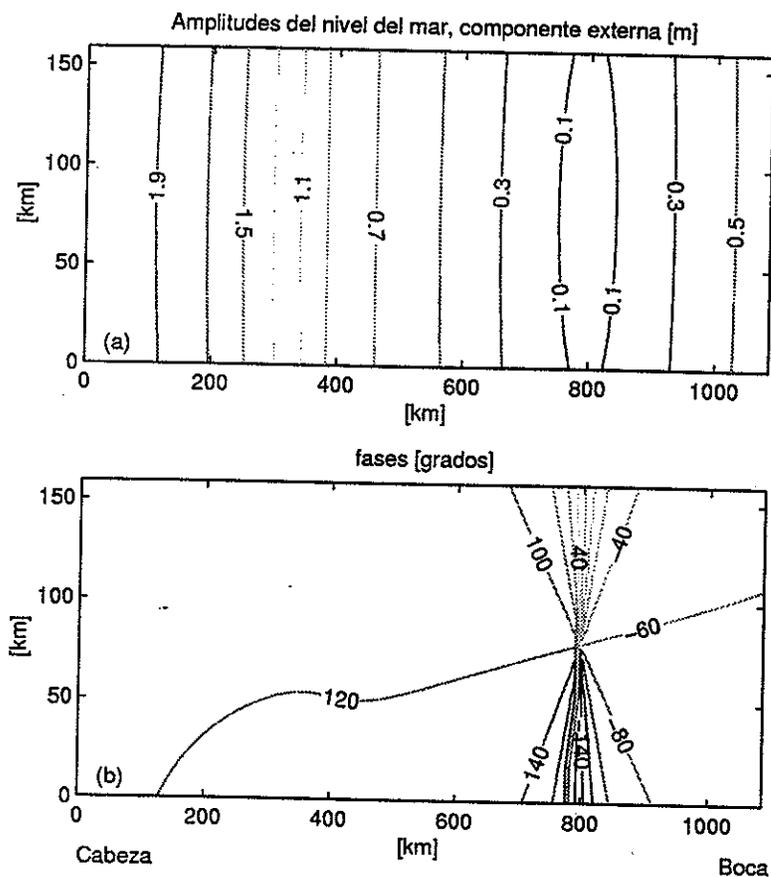


Figura 4: Respuesta barotrópica al forzado de una onda de Kelvin externa de frecuencia correspondiente a M_2 en el golfo equivalente. En la cabeza se ha utilizado un valor de $\epsilon = 0$ (reflexión total). La figura superior corresponde a los contornos de amplitudes del nivel del mar y la inferior a los contornos de fases. Nótese que esta respuesta es sólo la contribución barotrópica a la elevación total del nivel del mar.

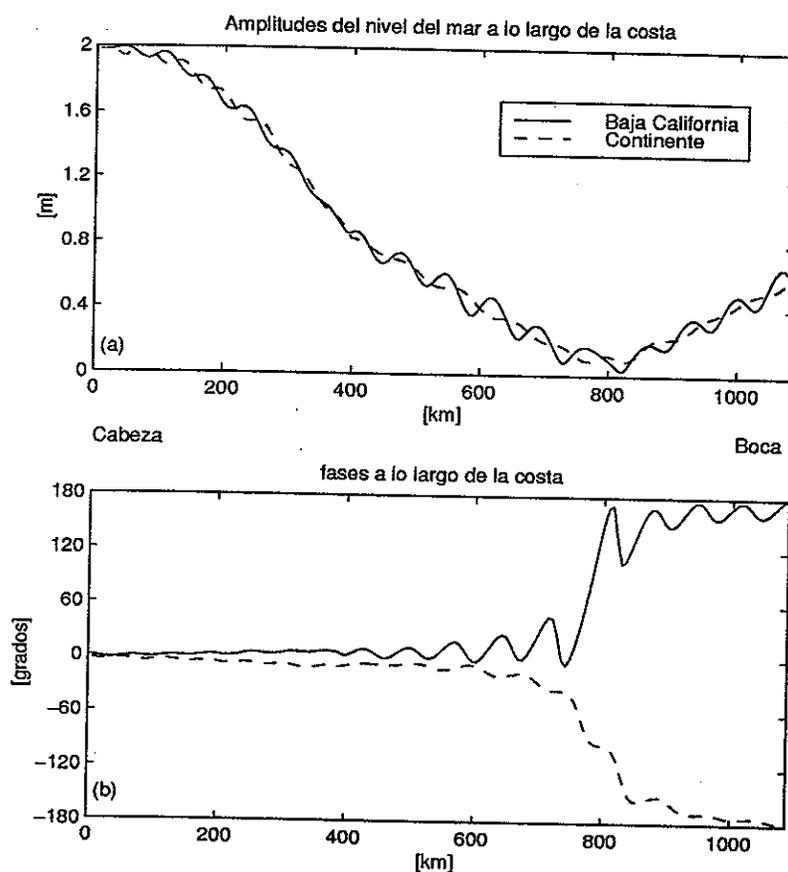


Figura 5: Amplitudes y fases del nivel del mar total de la componente M_2 a lo largo de las costas del golfo equivalente. Líneas continuas corresponden a valores del lado de Baja California y quebradas del lado del Continente.

la contribución del modo baroclínico o sea la expresión de la interfaz en la superficie del canal. Como estas contribuciones corresponden al modo interno, sus escalas de longitud son entre los 80 y los 200 km. Cerca del punto anfodrómico el aporte del modo interno al nivel del mar es mayor que la contribución del modo externo.

La Fig.(5b) corresponde a las fases a lo largo de la costa del golfo equivalente. La onda de Kelvin incidente tarda aproximadamente un período (12.42 hrs) en recorrer toda la costa del golfo. Las variaciones longitudinales cortas de las fases corresponden a cambios de la fase de la contribución baroclínica.

La Fig.(6) muestra la respuesta de la interfaz al forzado de una onda de Kelvin barotrópica incidente en la boca, de frecuencia M_2 . El desplazamiento de la interfaz está caracterizado por ondas internas forzadas por la propagación de la M_2 externa en el salto topográfico. Como veremos en el *Sección III*, las variaciones de la topografía

producen transferencia de energía entre modos. Para un forzamiento baroclínico la transferencia de energía al modo barotrópico puede ser muy pequeña, dependiendo de la frecuencia en estudio y del propio gradiente horizontal de la topografía. En general es muy difícil transferir energía del modo baroclínico al barotrópico. Pero no lo es para el caso inverso, es decir del modo externo al interno. Es fácil transferir energía del modo barotrópico al baroclínico si existe una heterogeneidad topográfica en un medio fuertemente estratificado.

La *Fig.(6a)* corresponde a los desplazamientos de la interfaz, la solución es una superposición de modos de Kelvin y Poincaré. El radio interno de deformación es de 20 y 25 km del lado de la cabeza y del lado de la boca respectivamente. Las ondas internas de Kelvin viajando sobre las costas del canal decaen hacia el centro con estos valores, quedando atrapadas a ambas márgenes del canal, como se pueden distinguir sobre la pared del lado de Baja California. En el centro del canal sólo existen ondas de Poincaré superpuestas que no decaen con el radio de deformación y en consecuencia están en todo el recinto. La diferencia entre la región de la cabeza y la de la boca es que en la zona de la cabeza, para cada modo de Poincaré, hay dos ondas que se propagan en sentido opuesto mientras que en la región de la boca sólo existen modos de Poincaré propagándose hacia afuera del canal. Por otro lado las longitudes de onda de uno y otro lado son distintas, haciendo que el batido de ondas en cada sección tenga otra variabilidad espacial. Excepto para las ondas de Kelvin, que se pueden distinguir fácilmente, las demás resultan difíciles de visualizar y se analizarán modo a modo más adelante. La *Fig.(6b)* muestra las fases de la interfaz. Debido a los valores pequeños de la velocidad de fase del modo interno las ondas generadas tardan días en recorrer el golfo.

Las *Figs.(7a)* y *(7b)* corresponden a las amplitudes y fases de la interfaz a lo largo de la costa respectivamente. Como se puede apreciar hay una fuerte asimetría entre las amplitudes a cada lado del canal, fundamentalmente en la región sur del recinto. Del lado del continente y en la región de la boca, sólo existen ondas de Poincaré viajando hacia la boca. Esto es así porque la onda barotrópica no genera ondas internas hasta alcanzar la discontinuidad, es decir, no puede haber ondas de Kelvin internas de este lado del canal ya que la que viaja hacia afuera y atrapada a la costa opuesta ha decaído lo suficiente para tener un valor nulo de ese lado.

En la región norte del canal, existen todas las ondas viajando en uno y otro sentido. La *Fig.(7b)* corresponde a las fases de la interfaz a lo largo de la costa. La característica más importante de esta gráfica es que del lado del continente y en la región sur, donde no hay ondas de Kelvin internas, las fases indican una propagación hacia la boca en

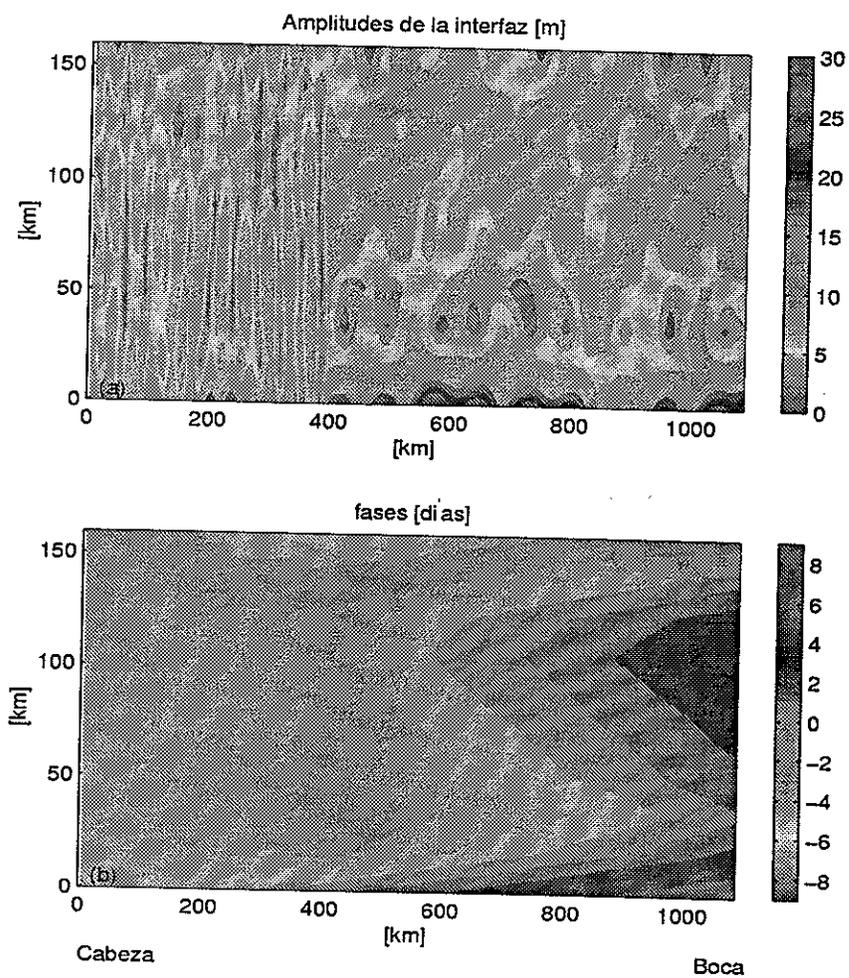


Figura 6: Respuesta de la interfaz al forzado barotrópico de una onda de Kelvin de frecuencia correspondiente a M_2 . a) amplitudes de los desplazamientos de la interfaz [m]. b) fases [días]

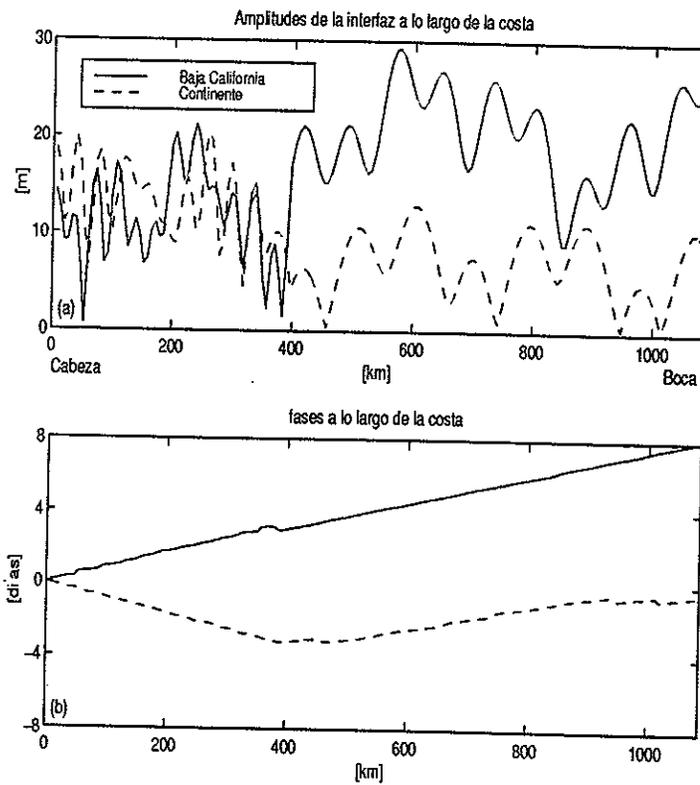


Figura 7: Respuesta de los desplazamientos de la interfaz a lo largo de la costa y como una función de la distancia a la cabeza del canal. La curva continua corresponde a valores del lado de Baja California y la curva quebrada a valores del lado del Continente. a) Amplitudes. b) Fases

concordancia con los modos de Poincaré que están abandonando el golfo. Del lado de Baja California y en la región sur todas las ondas viajan hacia en la misma dirección mostrando una pendiente de la curva de fases igual a la velocidad de fase del modo interno.

La *Fig.(8)* muestra las amplitudes de los desplazamientos de la interfaz modo a modo y a lo largo de las costas del canal. La *Fig.(8a)* corresponde a los modos de Kelvin. En esta figura resulta claro que sólo existen ondas de Kelvin a ambos lados del canal en la región norte. En la región sur sólo existe una onda de Kelvin interna del lado de Baja California. La *Fig.(8b)* corresponde a la superposición del primero y segundo modo de Poincaré y la *Fig.(8c)* corresponde a la superposición del tercero y cuarto modo de Poincaré. Las tres figuras corresponden a modos propagantes y en la *Fig.(8d)* se muestran todos los evanescentes de Poincaré. La importancia de la transferencia de energía externa a modos de Poincaré internos sigue el orden de las figuras. El modo de Kelvin, en términos de amplitudes sobre la costa, es el más importante, aunque no en términos de energía ya que decae hacia el interior rápidamente.

En la *Fig.(8a)* también se puede notar que en la región norte del canal la onda de Kelvin del lado del continente generada en la discontinuidad no tiene la misma amplitud que la del lado de Baja California. Es decir que la reflexión de la onda de Kelvin interna en la cabeza no es el simple problema de una onda interna que viaja alrededor de la cabeza y se aleja por la pared opuesta, como es el caso de un canal angosto donde sólo se permiten modos evanescentes de Poincaré. La presencia de modos libres inercio-gravitacionales hace al problema más complejo. Para ilustrar esto se ha encontrado la solución a un canal de topografía constante de 230 m igual a la profundidad media del *NGC*. En este caso hemos forzado una onda incidente interna en la boca de período M_2 . Este caso corresponde al caso anterior en la región de la cabeza, ya que la discontinuidad genera una onda interna de Kelvin que se propaga aguas arriba hasta reflejarse en la cabeza. Los resultados se pueden ver en la *Fig.(9)*. Los modos libres de Poincaré intervienen en la reflexión y entonces parte de la energía del modo de Kelvin interno incidente en la cabeza se refleja como modos propagantes de Poincaré, resultando en que la onda de Kelvin reflejada no tenga la misma amplitud que la incidente.

En la *Fig.(10)* se muestran las densidades de energías transversalmente integradas para el modo barotrópico y baroclínico como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Las energías potenciales en el escalón son funciones continuas porque la presión lo es, pero no la cinética ya que sólo el transporte se ha definido continuo en todo el recinto. Lo más importante de la *Fig.(10)* es que la cantidad de energía interna,

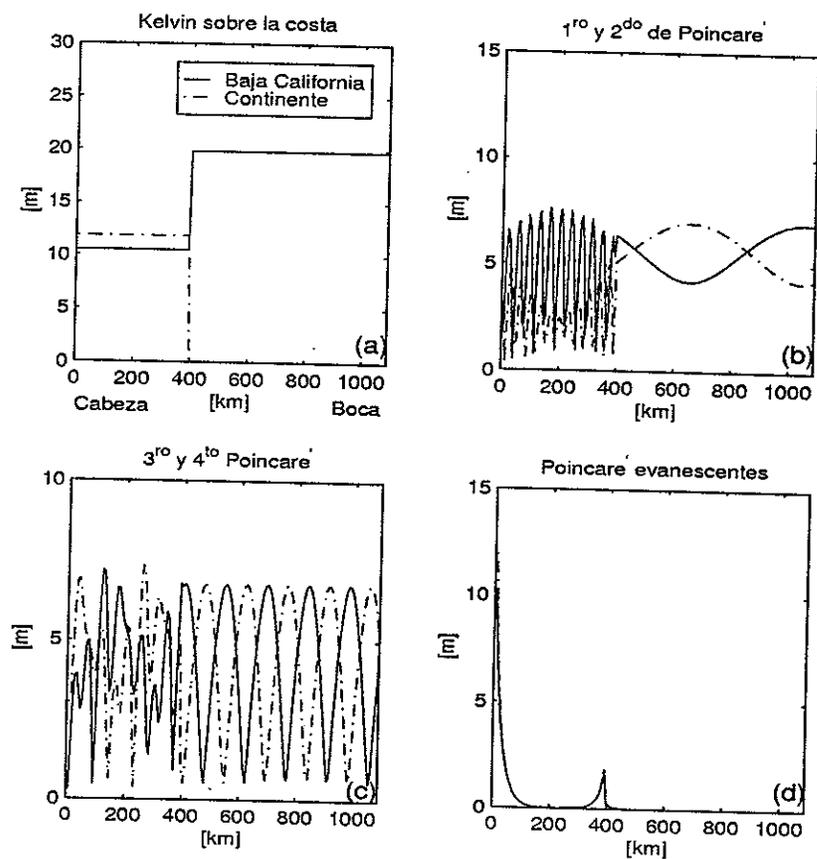


Figura 8: Amplitudes de los desplazamientos de la interfaz modo a modo, sobre las costas del canal y como una función de la distancia a la cabeza del canal. (a) Para el modo de Kelvin. (b) Para el 1^{ro} y 2^{do} de Poincaré. (c) Para 3^{ro} y 4^{to} de Poincaré. (d) Para los evanescentes de Poincaré.

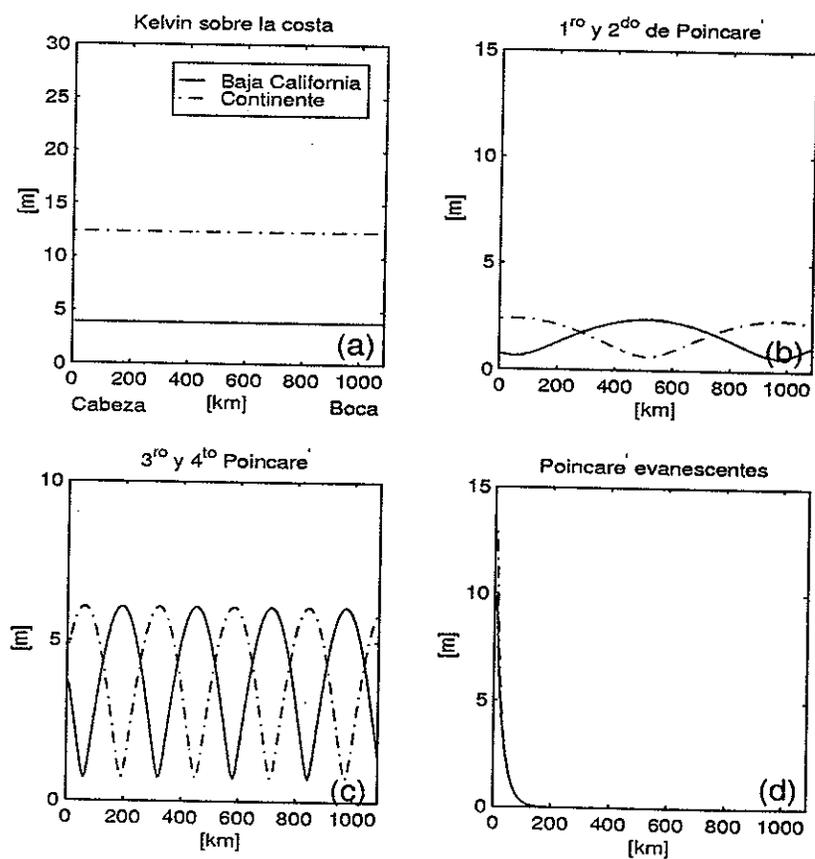


Figura 9: Amplitudes de los desplazamientos de la interfaz modo a modo, sobre las costas del canal y como una función de la distancia a la cabeza del canal utilizando como forzamiento en la boca una onda interna de Kelvin de frecuencia correspondiente a M_2 . (a) Para el modo de Kelvin. (b) Para el 1^{ro} y 2^{do} de Poincaré. (c) Para 3^{ro} y 4^{to} de Poincaré. (d) Para los evanescentes de Poincaré.

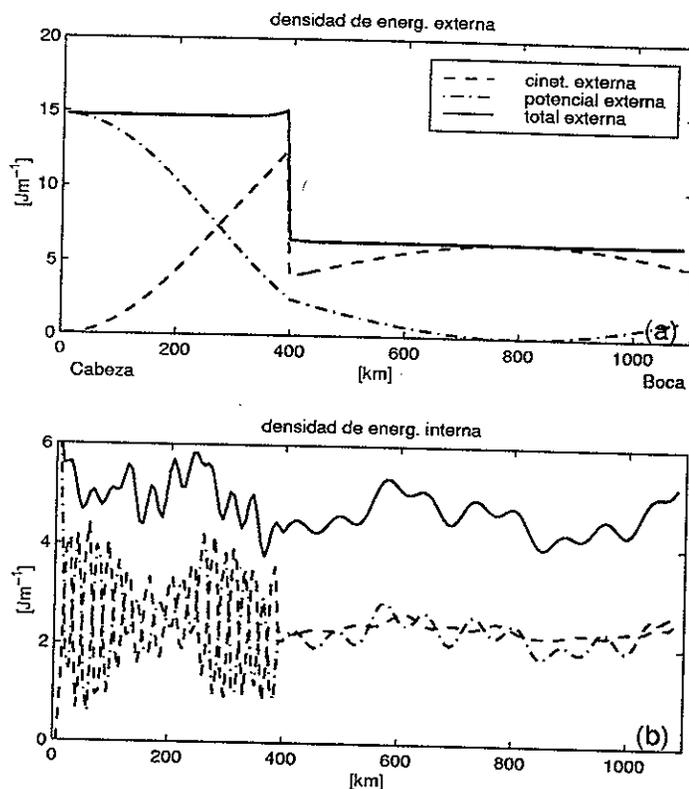


Figura 10: Densidad de energía cinética y potencial en el golfo equivalente transversalmente integradas y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (a) Cinética, potencial y total del modo externo. (b) Cinética, potencial y total del modo interno.

totalmente extraída del modo externo aunque menor, es una cantidad significativa y del mismo orden que la energía barotrópica total. Es decir, así como la marea barotrópica es una fuente de energía importantísima en las pequeñas escalas temporales del *GC*, la marea interna también resulta serlo.

Con el fin de mejorar el modelo en el canal equivalente y acercarnos más al problema de la marea interna semidiurna en el golfo, se incorporaron al modelo los efectos disipativos, que es simulado en el canal dando valores al parámetro de reflexión. Un valor de $\varepsilon = 0.1$ significa que un 10 % de las ondas incidentes en la cabeza del golfo son transmitidas hacia afuera del recinto o son absorbidas por la pared de la cabeza. Se puede suponer que en la región somera los efectos disipativos son muy importantes, y una manera de tenerlos en cuenta es suponer que en esa región parte de las ondas incidentes son absorbidas en la pared. Agregar fricción real, aún en el caso lineal, significaría acoplamiento entre modos de oscilación y el modelo sencillo perdería va-

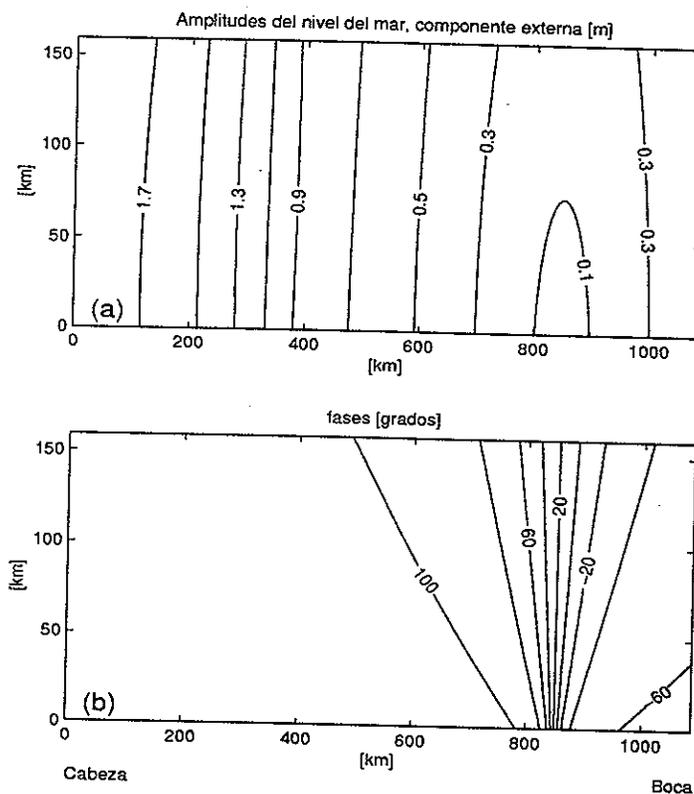


Figura 11: Respuesta barotrópica del canal equivalente al Golfo de California al forzamiento con la componente M_2 en la boca y para el caso de una reflexión imperfecta con $\varepsilon = 0.1$. a) Amplitudes del nivel del mar. b) fases del nivel del mar.

lidez. En los casos simulados con una sola capa (no mostrados), ya sea barotrópico o baroclínico sí es posible agregar fricción, como en *Ripa y Zavala-Garay* (1999). Las soluciones obtenidas para el caso de una capa con fricción (no mostradas) no difieren cualitativamente de las soluciones mostradas en este trabajo.

La *Fig.*(11) es la respuesta barotrópica en el canal semicerrado de dimensiones equivalentes al *GC* para el caso de una reflexión imperfecta ($\varepsilon = 0.1$). Con este valor se simula la disipación de M_2 calculadas en trabajos previos como en *Zavala-Garay* (1993). Con la inclusión de efectos disipativos el punto anfodrómico se desplaza hacia la costa de Baja California y se ubica fuera del canal. Los valores más bajos de los contornos de amplitud en la *Fig.*(11a) se deben a los efectos disipativos.

La *Fig.*(12) corresponde a la respuesta total del nivel del mar en el canal equivalente. Los efectos de la componente baroclínica en la superficie tienen importancia en la región sur del canal, en especial del lado de Baja California. Debido al desplazamiento del

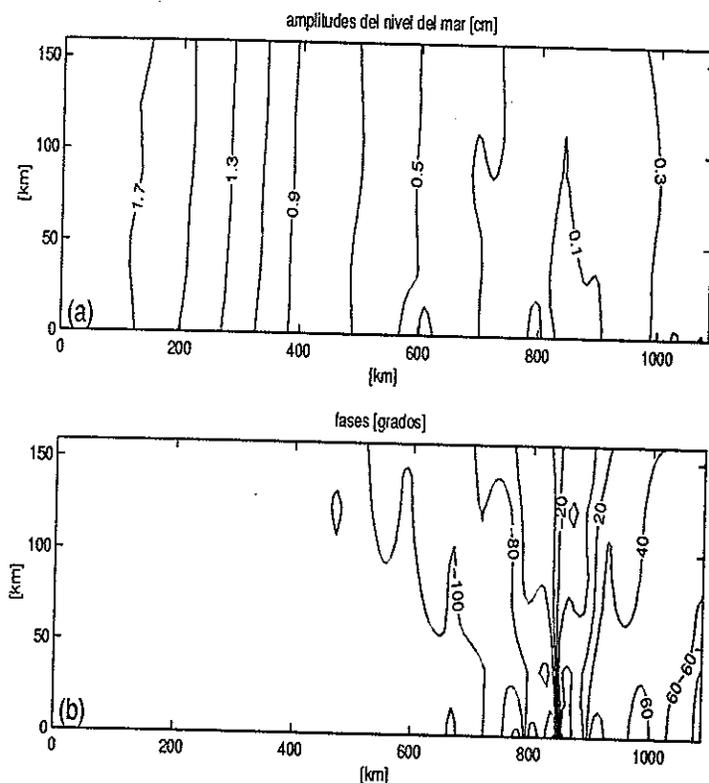


Figura 12: Respuesta del canal equivalente disipativo al forzado de M_2 en la boca y para la componente total del nivel del mar.

punto de anfidromía los efectos de la componente interna en la superficie se hacen notar ahora más del lado de Baja California. En general a la solución externa se le superpone una variación longitudinal corta, característica del modo interno.

La *Fig.(13)* muestra las amplitudes y fases del nivel del mar total a lo largo de las costas del canal equivalente disipativo. La componente interna influye más del lado de Baja California, produciendo oscilaciones grandes en escalas muy pequeñas comparadas con la del modo externo.

Nótese que las fases del lado de Baja California son muy diferentes al canal sin disipación de la *Fig.(5)*. Esto se debe a que la solución sobre ambas costas, está pesada por la onda de Kelvin incidente, que es de amplitud mayor.

II.3 El modelo de marea interna.

El modelo numérico utilizado es uno de dos capas homogéneas, no lineal, en ecuaciones primitivas. Una versión lineal de este modelo se puede encontrar en *Beier (1997)* o en

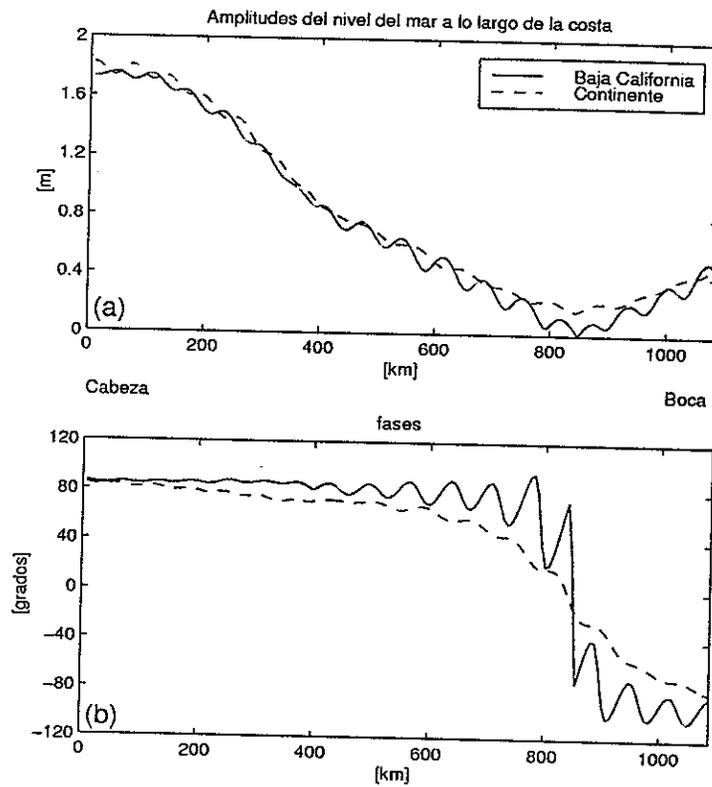


Figura 13: Amplitudes (a) y fases (b) del nivel del mar total para la frecuencia M_2 a lo largo de la costa del canal equivalente disipativo.

la *Sección III* de esta tesis, Cada capa tiene una densidad constante en el espacio y el tiempo. La ecuación de continuidad es

$$\frac{\partial h_i}{\partial t} + \nabla \cdot (h_i \mathbf{u}_i) = 0 \quad (1)$$

donde el subíndice i representa a cada capa ($i = 1, 2$), (h_1, h_2) son los espesores instantáneos de la capa superficial y de fondo respectivamente, con (H_1, H_2) como su espesor inicial. Un esquema del modelo puede verse en la *Fig.(26)* de la *Sección III* de esta tesis.

Las ecuaciones de momento para cada capa son

$$\frac{D\mathbf{u}_1}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_1 + \nabla p_1 = \mu \nabla^2 \mathbf{u}_1$$

$$\frac{D\mathbf{u}_2}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_2 + \nabla p_2 = \mu \nabla^2 \mathbf{u}_2 + C_d \frac{\sqrt{u_2^2 + v_2^2}}{h_2} \mathbf{u}_2 \quad (2)$$

donde $\mathbf{u}_i = (u_i, v_i)$ es la velocidad del fluido, $f(x, y) = f_0 + \beta_1 x + \beta_2 y$ es el parámetro de Coriolis. La dirección positiva del eje x es a lo largo 155° en sentido horario desde el norte geográfico, C_d es el coeficiente de fricción de fondo. ∇p_i es el gradiente de la fuerza de presión,

$$\nabla p_1 = \nabla \theta_1 (h_1 + h_2 + h_0) \quad (3)$$

$$\nabla p_2 = \nabla (\theta_1 h_1 + \theta_2 (h_2 + h_0))$$

El valor de $C_d = 4.4 \times 10^{-3}$ corresponde al valor que mejor ajusta con las observaciones de mareas y de acuerdo con los resultados obtenidos por *Marinone* (1997). Si ρ_1 y ρ_2 son las densidades en cada capa, la flotabilidad se define como $\theta_i = g \frac{\rho_i}{\rho_0}$, g es la gravedad y ρ_0 es una densidad constante usada en la aproximación de Boussinesq. Los valores de otros parámetros utilizados pueden encontrarse en la *Tabla II* de la *Sección III* de esta tesis.

II.3.1 Ajustando el modelo a las observaciones.

Como las mareas semidiurnas (M_2 y S_2) en el *GC* resultan de la co-oscilación con el Océano Pacífico, el modelado de las componentes semidiurnas consiste en conocer el forzamiento en la boca del golfo. Una manera de obtener el forzado en la boca

es por la interpolación de registros de marea cercanos a la boca, (*Argote et al.*, 1995 y *Marinone*, 1997). La solución así obtenida depende del método de interpolación utilizado, con el problema que todo el peso de la simulación depende de la exactitud de las observaciones cercanas a la boca. En este forzamiento, totalmente prescrito, las estaciones interiores del golfo son usadas sólo para corroborar los resultados de la modelación como en *Grijalva* (1992), *Quirós et al.* (1992), *Argote et al.* (1995) y *Marinone* (1997). Otra posibilidad para obtener el forzado en la boca (utilizada en el presente trabajo) consiste en considerar el problema inverso, en el cual el forzado será el que nos dé la mejor concordancia con las observaciones en todo el interior del golfo. El problema inverso toma en cuenta toda la información contenida en el conjunto de observaciones.

En el presente trabajo los constituyentes semidiurnos principales de la marea, M_2 y S_2 , han sido usados para forzar el modelo tridimensional. Con el objeto de comparar con simulaciones previas, también se ha utilizado una versión barotrópica o 2D del mismo modelo. Ambas versiones del modelo, 3D y 2D han sido ajustadas a las observaciones como sigue. Dado un conjunto de observaciones de mareas en las frecuencias M_2 y S_2 las que denominamos $O_i (i = 1, 2, ..N_d)$ y los resultados de la modelación M_i obtenidos a partir de un forzado arbitrario F_b , se ha calculado un residuo como la suma cuadrática de la diferencia entre las observaciones y la modelación. Luego se ha variado el forzamiento en la boca F_b en un factor α . Entonces el problema del ajuste se resuelve cuando

$$R = \sum_{i=1}^{N_d} |O(x_i, y_i) - \alpha M(x_i, y_i)|^2$$

es mínimo, valor que es obtenido para

$$\alpha = \frac{\sum_i O_j^* M_j}{\sum_i |M_j|^2}$$

siendo el forzado óptimo $F_{op.} = \alpha F_b$. Como el modelo es no-lineal se requiere repetir el proceso con corridas adicionales hasta obtener el valor óptimo de $R(\alpha)$. Tres corridas del modelo resultaron suficientes para alcanzar el mejor forzamiento.

II.3.2 Comparación.

Los registros de marea pertenecen a un conjunto de estaciones mareográficas en el interior del golfo e indicados en la *Fig.(1)*. El nombre de las estaciones y longitud de registros se puede encontrar en *Morales et al.*, 1986 o en la *Tabla I*.

Tabla I: ubicación de las estaciones mareográficas

	Estación	Localización	Dur. (años)
1	Golfo de Sta Clara	31° 40' N, 114° 30' W	0.5
2	Puerto Peñasco	31° 18' N, 113° 33' W	1
3	San Felipe	31° 01' N, 114° 49' W	1
4	Bahía de los Ángeles	28° 57' N, 113° 33' W	8
5	Guaymas	27° 56' N, 110° 54' W	26
6	Santa Rosalía	27° 15' N, 112° 12' W	1
7	I. San Marcos	27° 10' N, 112° 05' W	.5
8	Yavaros	26° 42' N, 109° 31' W	1
9	Loreto	26° 01' N, 111° 22' W	5.7
10	Topolobampo	25° 36' N, 109° 03' W	17
11	La Paz	24° 10' N, 110° 21' W	21
12	SCRIPPS 1	27° 53' N, 110° 58' W	1
13	SCRIPPS 2	27° 13' N, 112° 02' W	1
14	SCRIPPS 3	25° 02' N, 108° 54' W	1
15	SCRIPPS 4	28° 26' N, 112° 55' W	1
16	SCRIPPS 5	28° 47' N, 112° 18' W	1
17	SCRIPPS 6	28° 40' N, 112° 32' W	.5
18	SCRIPPS 7	28° 35' N, 112° 47' W	.5
19	SCRIPPS 8	29° 35' N, 113° 35' W	.5

Con el objeto de realizar una comparación de los resultados obtenidos con este modelo y las simulaciones previas, se ha calculado el error de las amplitudes como la raíz media cuadrática de las diferencias de amplitudes entre las observaciones y la simulación,

$$\varepsilon_A = \left[\frac{1}{19} \sum \frac{1}{2} (|O_i| - |M_i|)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

La suma se realiza sobre 19 estaciones y el factor $\frac{1}{2}$ se debe a la media temporal. El error en la fase se define como la raíz media cuadrática pesada con la amplitud observación O_i ,

$$\varepsilon_P = \left[\frac{\sum (|O_i|^2 (\varphi_o - \varphi_M)^2)}{\sum (|O_i|^2)} \right]^{1/2} \quad (5)$$

donde φ_o y φ_M son las fases de las observaciones y de la modelación respectivamente.

La Fig.(14a) muestra el error global del modelo batrotrópico calculado con las ecuaciones (4) y (5), en función del forzamiento en la boca normalizado con el óptimo F_b/F_o . Como se puede observar, pequeños apartamientos del forzado óptimo producen

grandes errores globales de la amplitud. En la *Fig.(14a)* también se ha indicado el error global obtenido por otras simulaciones, como en *Ripa et al. (1993)*, con un modelo unidimensional, *Zavala (1995)* con un modelo bidimensional y lineal, *Argote et al. (1995)* y *Marinone (1997)*, ambos con un modelo no lineal barotrópico. *Carbajal (1997)* (no mostrados), también obtiene errores similares. Los errores de otros trabajos indicados con símbolos han sido simulaciones en las que se ha ajustado el forzamiento en la boca con el mismo método indicado en este trabajo, y los indicados con rectas quebrada y de puntos han interpolado el forzamiento de observaciones cercanas a la boca. Se podría esperar que su error global mejorase si usaran el método indicado en este trabajo. El número de estaciones utilizados por cada autor no es el mismo. El máximo número de estaciones disponibles y que cubren un período de registro de más de un mes es 19 y son las utilizadas en este trabajo. La simulación de *Argote et al. (1995)* utiliza 13 estaciones, y la de *Marinone (1997)* 15 estaciones. Disminuir el número de estaciones, especialmente las del sector sur del golfo, mejora el error global. También se ha indicado en la *Fig.(14a)* el error global obtenido con el modelo 3D y su forzamiento óptimo. Se necesita un forzamiento en la boca mayor que el del modelo 2D para obtener el mejor ajuste.

La *Fig.(14b)* muestra el error global en la fase en función de la diferencia con la fase óptima o la del mejor ajuste. La línea llena es la calculada con la ecuación (5) y la línea quebrada y de puntos el error en la fase sin pesar con las amplitudes o el que se calcula utilizando la raíz media cuadrática. El error calculado con la raíz media cuadrática es mayor ya que este método le da el mismo peso a todas las observaciones y las ubicadas en el sector sur del golfo muestran más variabilidad espacial que la que se puede simular con un modelo 2D. Igual que con el error en las amplitudes se ha indicado el error en la fase obtenida por otros autores. Obsérvese que una pequeña variación en la fase del forzamiento duplica o triplica en error global obtenido en la simulación. De acuerdo con los resultados mostrados en la *Fig.(14)* el modelo tridimensional no mejora significativamente los errores obtenidos con los modelos 2D pero se mantiene entre los errores menores de todas las simulaciones.

La *Fig.(15)* muestra las observaciones del nivel del mar y la simulación con el modelo 2D sobre cada costa del *GC* en función de la distancia a la cabeza del golfo. La *Fig.(15a)* corresponde a las amplitudes de M_2 . El ajuste de la modelación a las observaciones es bueno, excepto para algunas estaciones ubicadas en la región sur del golfo.

La *Fig.(15b)* muestra las fases de M_2 . Excepto en la región norte del golfo la diferencia entre las observaciones y la modelación es muy grande, llegando a valores de

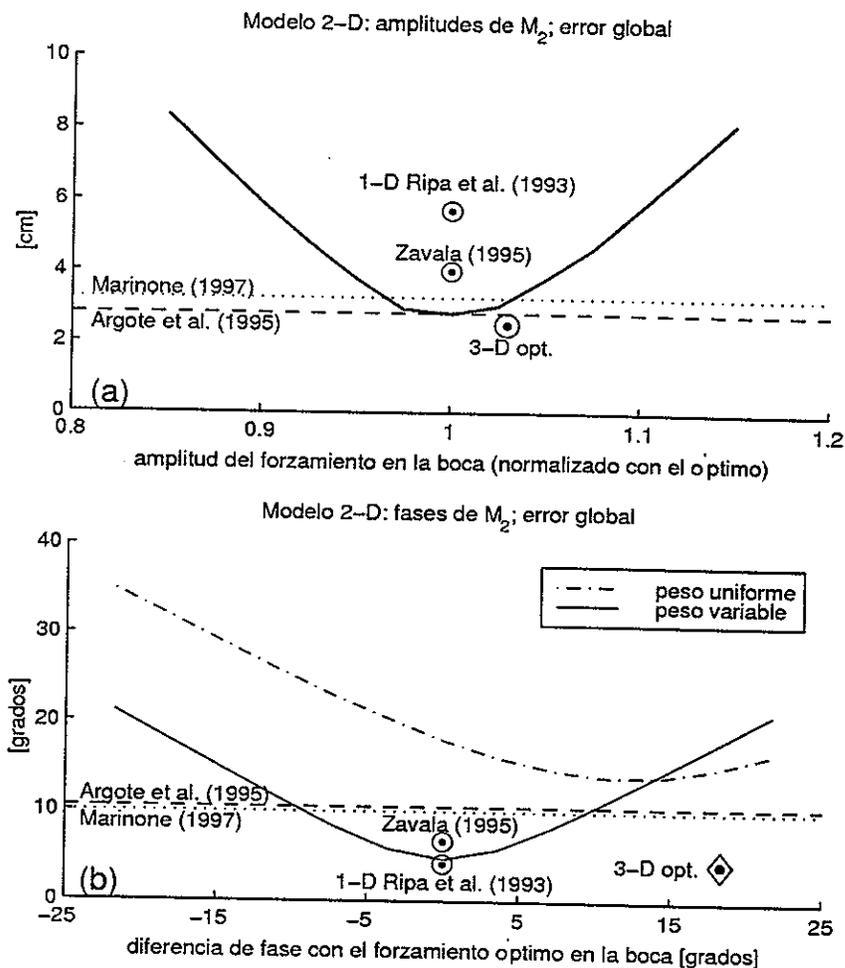


Figura 14: Error global obtenido con el modelo barotrópico. (a) Error global en la amplitud en función del forzamiento en la boca óptimo (curva continua). Símbolos indican errores obtenidos en simulaciones previas con el mismo método de ajuste a las observaciones y el error obtenido con el presente modelo tridimensional. Las líneas transversales al eje x , quebradas y de puntos, indican errores en simulaciones previas que han utilizado un forzamiento en la boca interpolado de las observaciones. (b) Error global de la fase en función de la diferencia de fase con el forzamiento óptimo. Las curvas quebrada y de puntos corresponden al error global calculado con la raíz media cuadrática.

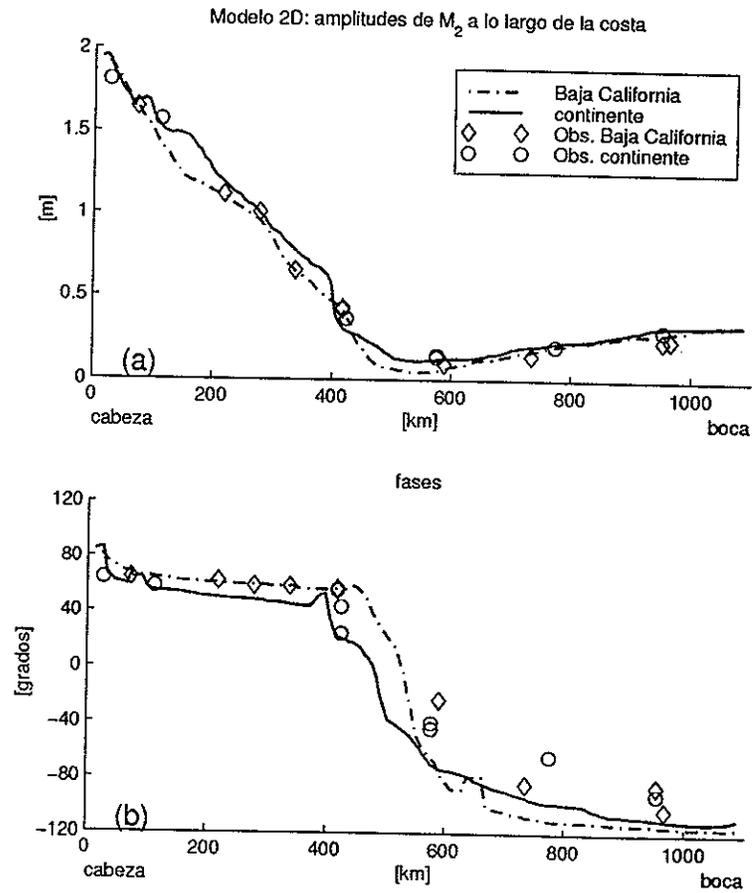


Figura 15: Amplitudes y fases de la marea semidiurna M_2 modelada y observada alrededor de las costas del Golfo de California y en función de la distancia a la cabeza del golfo.

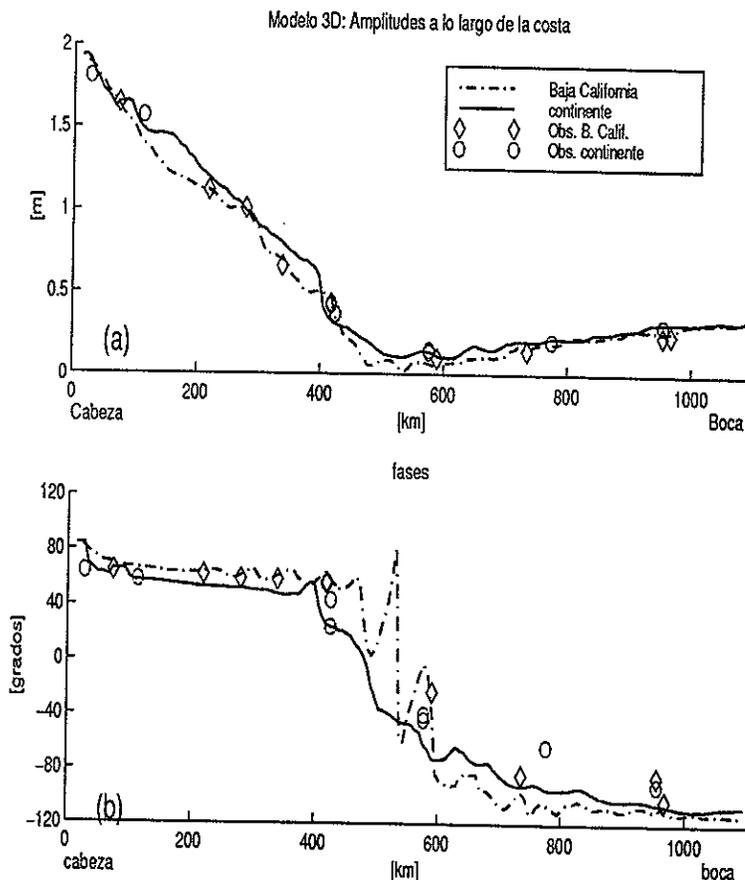


Figura 16: Amplitudes y fases del nivel del mar de M_2 observada y simulada con el modelo 3D a lo largo de la costa del Golfo de California y en función de la distancia a la cabeza.

hasta 40 grados, casi un 25 % de la variación total de la fase. La *Fig.*(16) corresponde a la simulación con el modelo tridimensional. En la *Fig.*(16a) se puede ver que la correspondencia entre amplitudes observadas y modeladas del nivel del mar es muy similar a la obtenida con el modelo 2D. La *Fig.*(16b) muestra que el ajuste en la fase es notablemente mejor. Por ser esta mejora en el sector sur, no se traduce en una mejora notable en el error global de la fase, ya que este error está pesado por las observaciones de la amplitud y éstas son pequeñas en ese sector del golfo.

En la *Fig.*(16b), superpuesta a las curvas de fases modeladas hay oscilaciones grandes de la fase, particularmente cerca del punto anfdrómico cuyo origen será explicado en la siguiente figura.

II.4 Resultados del modelo 3D.

En la *Fig.*(17a) se muestran las amplitudes y fases de los desplazamientos de la interfaz a lo largo de la costa del *GC* para la frecuencia M_2 y en función de la distancia a la cabeza del golfo. Los resultados de la simulación muestran amplitudes muy grandes en el *NGC*, incluyendo la región de las grandes islas. Los picos más grandes de la amplitud se encuentran del lado del continente. En la zona de los umbrales se registran picos del orden de 25 m sólo para la componente de M_2 .

En la *Fig.*(17b) las fases muestran en la región norte del golfo una propagación de lo que correspondería a una onda de Kelvin viajando alrededor de las costas internas del *NGC*. Por costa interna se entiende aquella en la que la interfaz intersecta el fondo. En la región central del golfo la curvas de las fases muestran una propagación contraria a la de una onda de Kelvin. Para el modo interno las fases varían casi 5 días alrededor de las costas del golfo. El comportamiento de la interfaz se puede explicar utilizando los resultados obtenidos con el canal semicerrado o modelo equivalente al *GC*. La *Fig.*(17) se puede asociar a la correspondiente al golfo equivalente disipativo. El golfo real es más rugoso que la topografía simulada en el canal; sin embargo la región norte cambia en promedio su profundidad media desde los 730 a 230 m, y es por ésto que la solución a ambos problemas es notablemente similar.

Lo mismo que en el canal sencillo, la respuesta baroclínica del *GC* al forzado de las componentes principales semidiurnas de marea está caracterizada por una superposición de modos de Poincaré propagantes y de Kelvin; al menos existen 4 modos de Poincaré que se propagan. La gran asimetría entre amplitudes de una costa y otra en el canal sencillo, ya explicada, no se presenta en el golfo con topografía real porque la transferencia de energía del modo externo al interno comienza en el golfo real en la propia boca, a la entrada de la onda de marea incidente. En regiones costeras donde la componente de Kelvin interna no es significativa, las curvas de fase indican un sentido de propagación característico de modos de Poincaré que están saliendo del golfo. Si el paso de la onda externa de la marea en un medio estratificado, con fuertes cambios en la topografía, generara sólo modos internos de Kelvin y Poincaré evanescentes, entonces la respuesta del modo interno al forzado barotrópico, lejos de las costas, sería local y sólo se verían deformaciones de la interfaz. Pero la presencia de modos propagantes de Poincaré hace que para un punto fijo la componente de marea interna se deba a un forzado remoto producto de alguna heterogeneidad topográfica en otro punto del golfo. En consecuencia, el difícil correlacionar en forma general la fase de la marea interna con la de la externa.

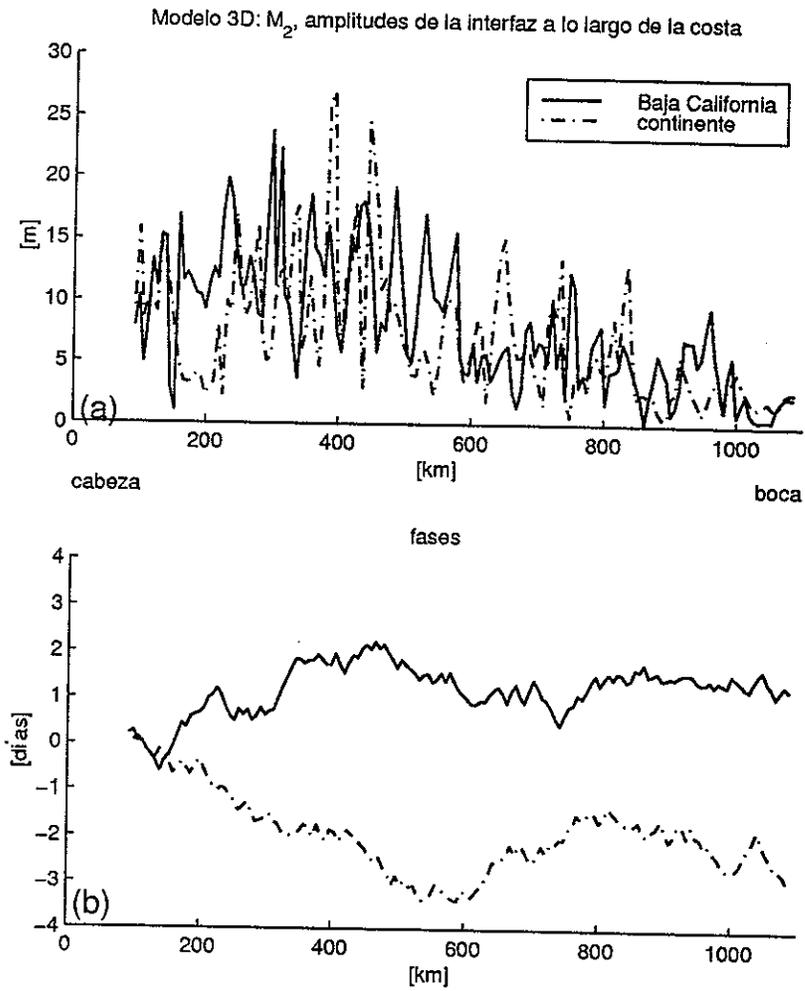


Figura 17: Amplitudes y fases del desplazamiento de la interfaz a lo largo de la costa del Golfo de California para la componente M_2 y en función de la distancia a la cabeza del golfo.

La *Fig.(18)* muestra los resultados de la modelación de M_2 en el *GC*. Las dos primeras figuras superiores corresponden a las amplitudes y fases del nivel del mar obtenidas con el modelo 2D. Las dos figuras inferiores corresponden a las amplitudes y fases obtenidas con el modelo 3D.

El incorporar estratificación no altera significativamente las amplitudes del nivel del mar obtenidas con el 2D, particularmente en el *NGC*. En la región sur y cerca del punto anfdrómico las isolíneas de amplitudes adquieren cierta variabilidad horizontal de pequeña escala. Este resultado se debe a que cuando la componente externa pasa por un mínimo, la componente interna del nivel del mar, del orden de centímetros, logra hacer sentir su peso en la suma de ambas componentes, lo cual se ve más claramente en las isolíneas de igual fase. Las fases obtenidas con el modelo 3D adquieren un variabilidad horizontal característica de la marea interna cerca del punto anfdrómico, del lado de Baja California.

La *Fig.(19)* corresponde a las amplitudes y fases de la interfaz para M_2 en el *NGC*. Como ya hemos visto, las amplitudes y fases de la interfaz muestran una variabilidad horizontal muy grande, que hace difícil visualizarla. Es por esto que se la ha graficado sólo en esta región, donde muestra los valores más grandes.

Las amplitudes importantes de la interfaz no se restringen solamente a las costas, sino también se dan en la región central o interior del golfo; esto se debe a la propagación de modos de Poincaré.

II.4.1 El campo de velocidades de M_2 y S_2

Como ya hemos visto, incorporar efectos baroclínicos al simular la marea semidiurna no cambia significativamente los resultados obtenidos de la elevación del nivel del mar con el modelo barotrópico. Por esta razón se complica el proceso de utilizar observaciones del nivel del mar para confirmar o validar los resultados obtenidos. Una variable que puede ayudar a corroborar los resultados es el campo de velocidades del modo baroclínico. La marea interna está caracterizada por un corte de velocidades, y esto tiene que reflejarse en las elipses de marea.

La *Fig.(20)* muestra las elipses de marea de la componente barotrópica del modelo 3D. Estos valores de excentricidades son muy pequeños y las elipses se ven como si fueran semiejes mayores. En la *Fig.(20)* las elipses en línea gruesa corresponden a sentidos de rotación antihorario o ciclónico. Las elipses en línea delgada corresponden a sentidos de rotación horarios o anticiclónico. *Argote et al. (1995)* muestra resultados muy similares a éstos utilizando un modelo barotrópico.

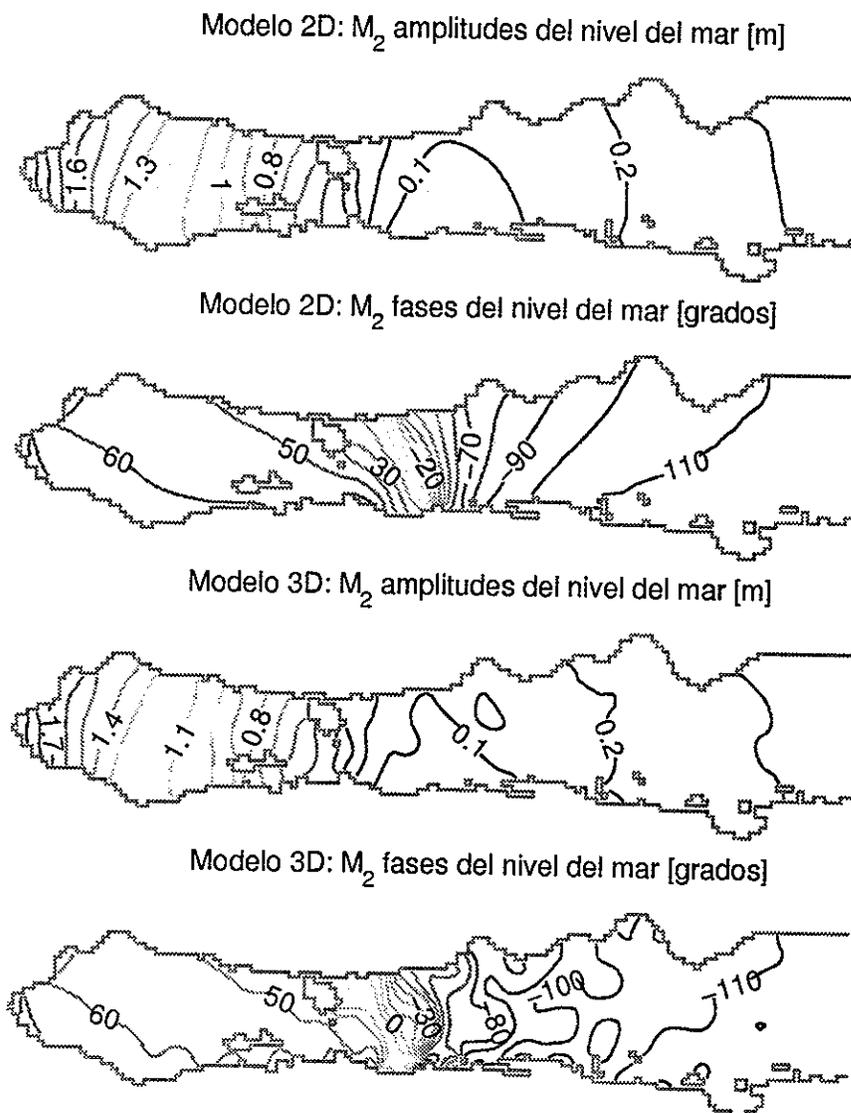


Figura 18: Comparación de las amplitudes y fases del nivel del mar de la componente M_2 calculadas con el modelo 2D (primeras dos figuras) y con el modelo 3D (últimas dos figuras).

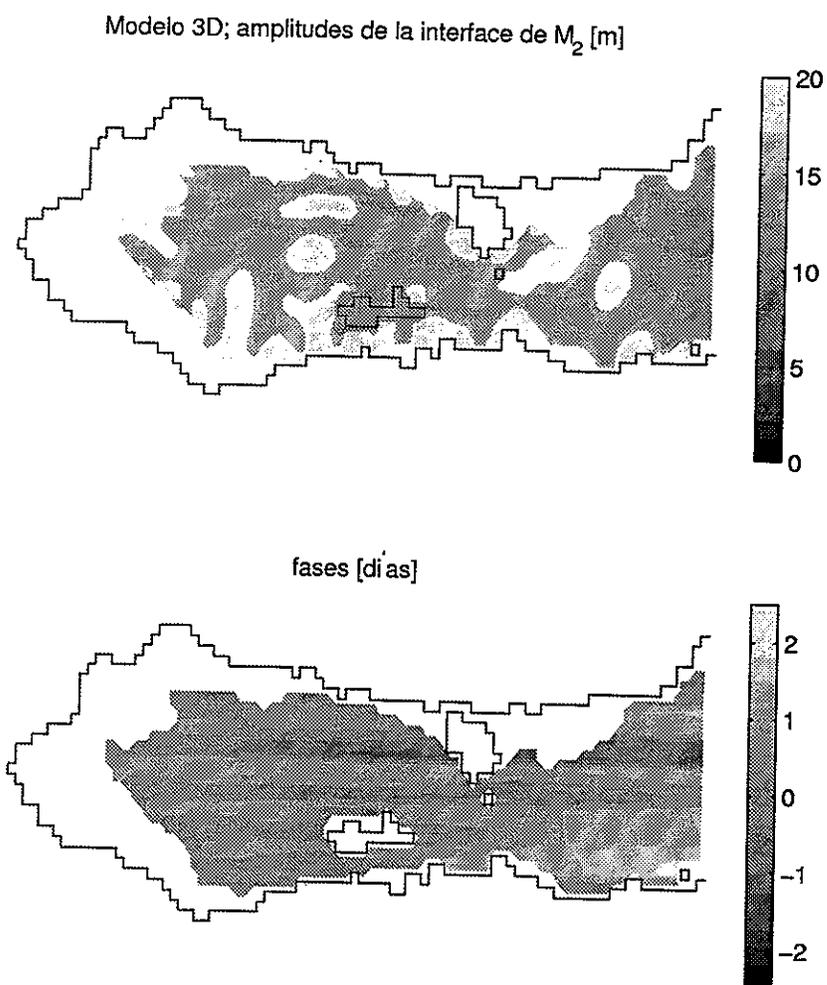


Figura 19: Amplitudes y fases de la componente semidiurna M_2 para los desplazamientos de la interfaz en la región norte del Golfo de California.

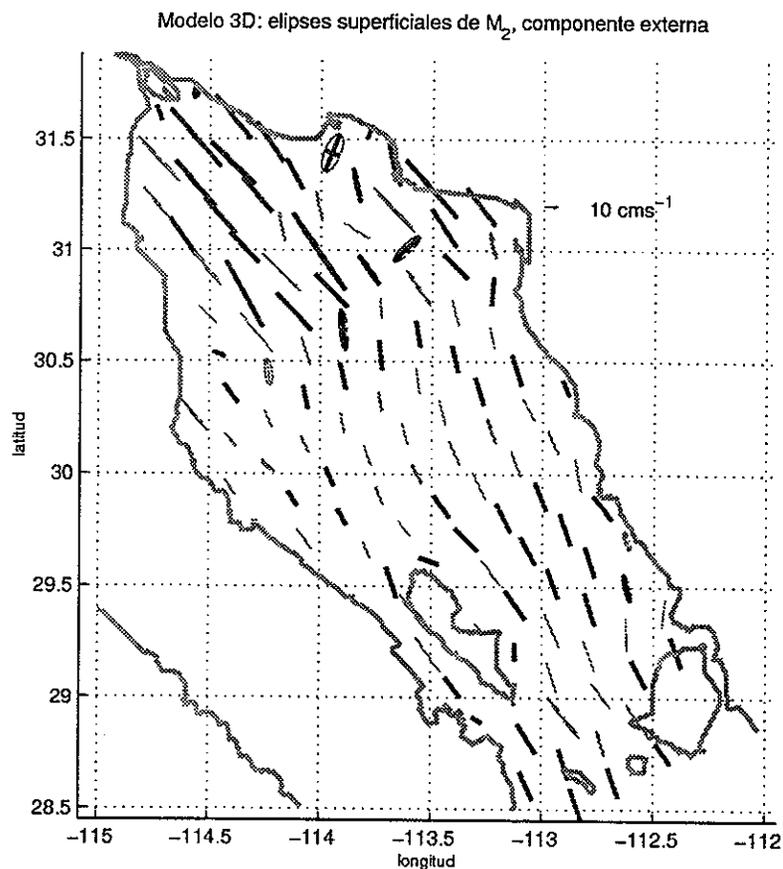


Figura 20: Elipses de M_2 en la región norte del Golfo de California producidas por la componente barotrópica del modelo 3D. Las elipses en línea gruesa corresponden a rotación antihoraria o ciclónica; las elipses en línea delgada corresponden a rotación horaria o anticiclónica.

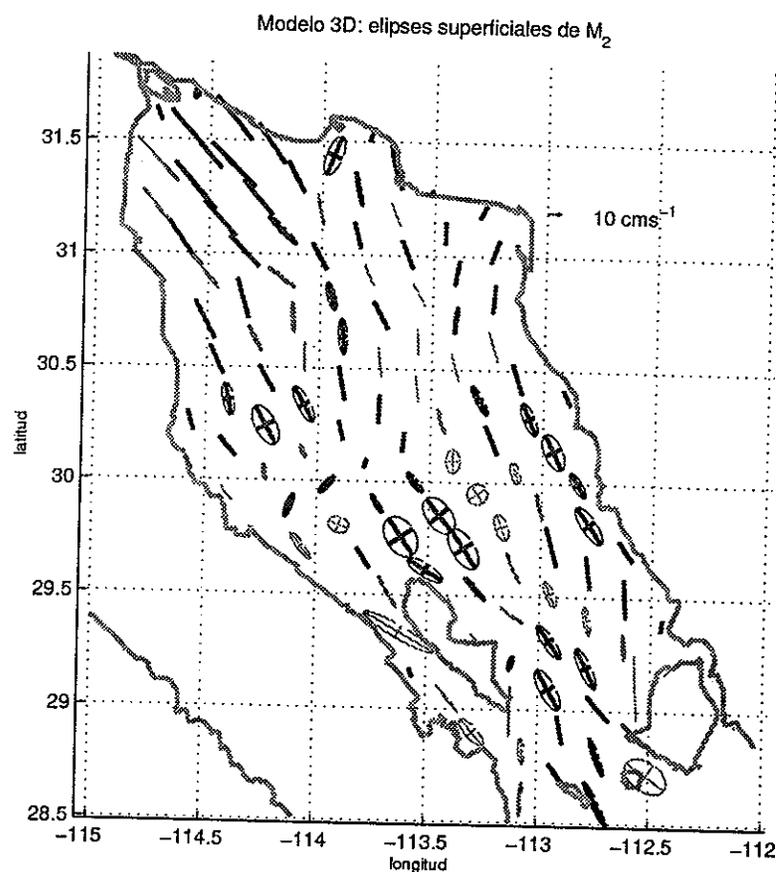


Figura 21: Elipses de M_2 en la capa superficial del modelo tridimensional en la región norte del Golfo de California. La convención de signos es la misma que la de la Fig.(20).

La Fig.(21) muestra las elipses de marea superficiales obtenidas con el modelo 3D. La convención de signos es la misma que en la Fig.(20). Las excentricidades muestran valores altos. En la región somera, donde el modelo permite una sola capa, las elipses son las mismas que las de la Fig.(20), pero en la zona profunda, particularmente del lado de Baja California, no sólo las elipses son muy excéntricas sino también cambian el sentido de rotación en una escala horizontal propia del modo interno.

Aunque los datos de corrientes de marea no son abundantes, los existentes muestran valores de excentricidades más en concordancia con la Fig.(21) que con la Fig.(20). La Fig.(22) muestra los contornos de excentricidades, el semieje mayor y la dirección del semieje mayor para la componente M_2 . Obsérvese que las excentricidades toman valores de entre (-0.4 y 0.4). En las observaciones de A. Ramírez-Manguilar A. y E. Palacios-

Hernández (1999, *comunicación personal*) se encontraron valores de 0.35. La Fig.(24) muestra observaciones de elipses de la componente M_2 para la capa superficial del golfo obtenidos por Ramírez-Manguilar A. y E. Palacios-Hernández (1999). Como se puede observar, en la zona profunda del golfo las excentricidades son comparables con las obtenidas en este modelo, y no lo son si se las compara con las obtenidas con un modelo barotrópico. Aunque los datos son escasos para realizar una comparación cuantitativa, se puede ver que los sentidos de rotación cambian en una escala longitudinal muy pequeña, como lo hacen las elipses obtenidas con este modelo.

La Fig.(25) muestra observaciones de elipses de la componente S_2 para la capa superficial del golfo obtenidos por Ramírez-Manguilar A. y E. Palacios-Hernández, 1999 (*comunicación personal*). Nuevamente vemos que las excentricidades son del orden de las obtenidas con el modelo y cambian de signo en una distancia pequeña.

El cambio del sentido de rotación alrededor de la cuenca Delfín en la parte profunda del *NGC* se debe a la escala longitudinal en la que varía la marea interna. La magnitud del semieje mayor está dominado por la componente externa con máximos valores en el Alto *GC*, pero la dirección está influenciada por la componente baroclínica, llegando a ubicarse, en la cuenca Delfín, transversal al golfo en dirección hacia la costa continental.

La Fig.(25) muestra los contornos de excentricidades, semieje mayor y dirección del semieje mayor para la componente S_2 . El patrón que siguen las isolíneas respectivas es similar al de M_2 , aunque con máximos más pequeños en concordancia con que S_2 es menos energética que M_2 .

II.5 Conclusiones

Utilizando un esquema sencillo de asimilación de datos de mareas en el *GC* y con un modelo de dos capas homogéneas se ha obtenido el forzamiento en la boca del golfo que produce el mejor ajuste entre las observaciones y la modelación. El error global obtenido en la amplitud y fase no sólo mejora el obtenido con la versión barotrópica de este modelo sino que también mejora el obtenido en otras simulaciones previas. Se ha probado que pequeñas variaciones en el forzamiento en la boca producen errores globales importantes en la predicción de la mareas. Por esta razón los métodos tradicionales, de interpolar el forzamiento en la boca a partir de datos de estaciones cercanas, son impreciso.

Por medio de un modelo sencillo en un canal semicerrado equivalente al *GC* se ha probado que la marea interna forzada por la propagación de la componente barotrópica en un medio con inhomogeneidades topográficas y fuertemente estratificado, consiste de

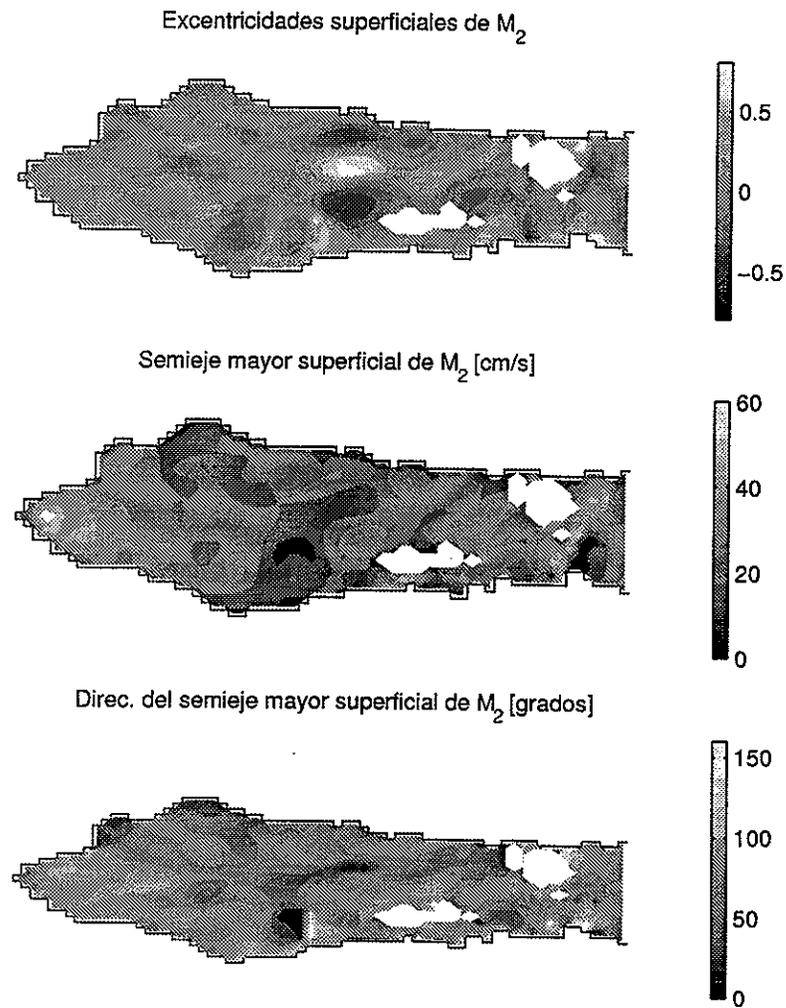


Figura 22: Contornos de excentricidades, semieje mayor y dirección del semieje mayor para la componente M_2 en la región norte del Golfo de California.

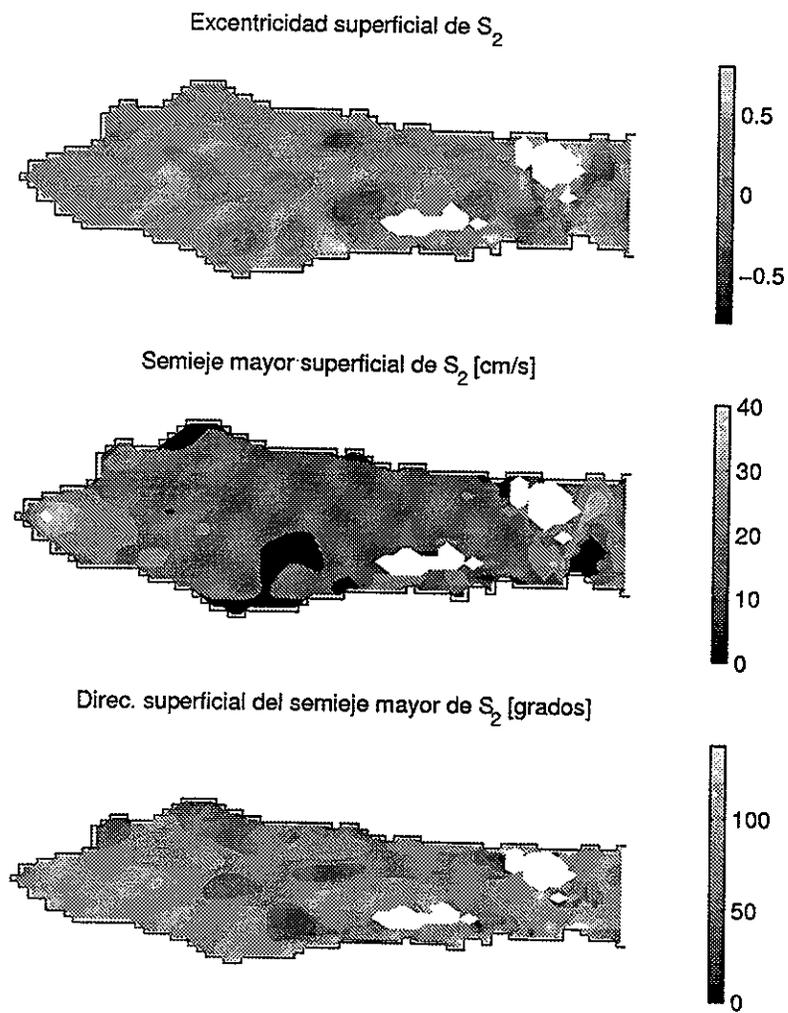


Figura 23: Contornos de excentricidades, semieje mayor y dirección del semieje mayor para la componente S_2 en la región norte del Golfo de California.

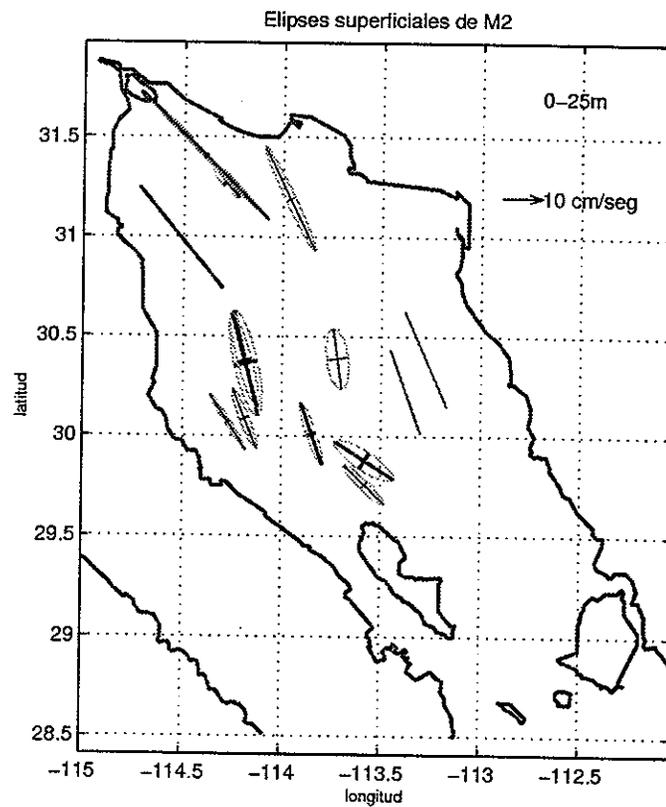


Figura 24: Observaciones de elipses de marea en la capa superficial de la región norte del Golfo de California obtenidos por *Ramírez-Manquilar A. y E. Palacios-Hernández*, 1999 (comunicación personal) para la componente M₂. La convención de signos es la misma que la utilizada en este trabajo.

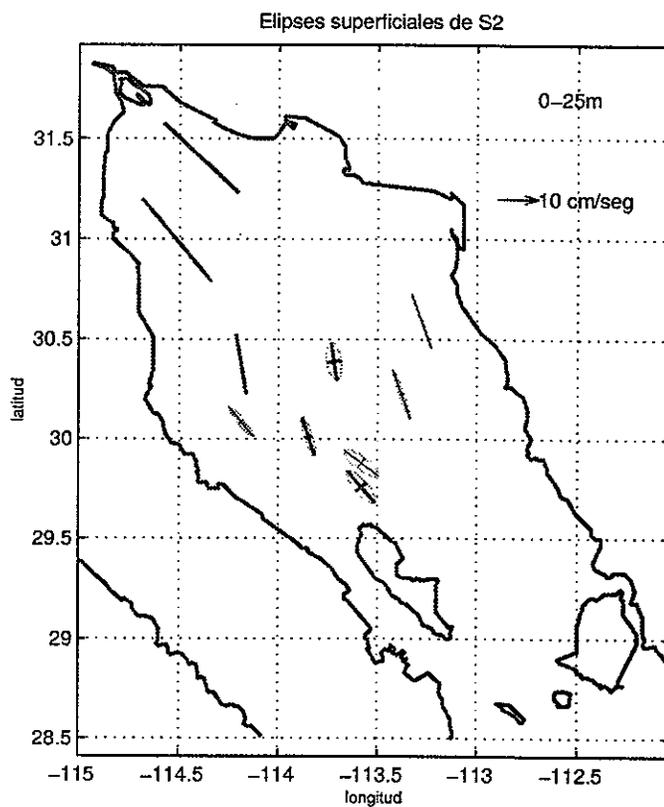


Figura 25: Observaciones de elipses de marea en la capa superficial de la región norte del Golfo de California obtenidos por *Ramírez-Manguilar A. y E. Palacios-Hernández*, 1999 (comunicación personal) para la componente S₂. La convenvención de signos es la misma que la utilizada en este trabajo.

modos de Kelvin y modos de Poincaré propagantes. Los modos que se propagan tienen longitudes de onda de entre 80 y 200 km. Esto hace que la marea interna muestre una importante variabilidad horizontal en todo en *GC*, ya que aunque en una determinada región la topografía sea suave, la propagación a lo largo del golfo de modos internos generados en lugares remotos de valores importantes de la amplitud interna de M_2 y S_2 .

La contribución de la marea interna a la elevación del nivel del mar toma especial importancia en la región sur del golfo cuando la componente externa pasa por un mínimo cercano al punto anfidrómico. En particular, produce en esa región importantes variaciones espaciales en la fase del nivel del mar. Los errores globales grandes en el pronóstico de la marea semidiurna en la región sur del golfo pueden mejorarse utilizando un modelo tridimensional que tenga en cuenta la marea interna.

La marea interna genera un importante corte en el campo de velocidades. Los valores de excentricidad calculados con el modelo de dos capas muestran valores más cercanos a los observados que los obtenidos con un modelo barotrópico, no sólo en magnitud sino también en la variabilidad horizontal del sentido de rotación.

Las máximas amplitudes de la oscilación de la interfaz para la modulación quincenal entre M_2 y S_2 son del orden de 40 m en la región cercana a los umbrales y canales. Estos desplazamientos de la interfaz durante la marea viva pueden ser muy importantes en procesos de mezcla vertical y contribuir al balance total del calor en el *GC*.

II.6 Apéndice A: Estructura transversal de los modos en un canal.

Consideremos un modelo de dos capas en un canal uniforme como el de la *Fig. (2)* donde H_T es su profundidad total y (H_1, H_2) los espesores del reposo de la capa superficial y del fondo respectivamente. Existen dos velocidades de fase, la externa o barotrópica $c_e = \sqrt{gH_T}$ con K_n como el número de onda externo, y la interna o baroclínica $c_i = \sqrt{g_i H_1 H_2 / H_T}$ con k_n como el número de onda interno, donde $g_i = g(\rho_2 - \rho_1) / \rho$ es la gravedad reducida. Para un valor fijo de ω , los modos normales consisten de ondas de Kelvin externas, las cuales tienen una relación de dispersión $k = \omega / c_e$, y su estructura

transversal dada por

$$\begin{aligned}\widehat{P}_o^\pm(y) &= \omega \exp\left(\pm \frac{f}{c_e} y\right) \\ \widehat{U}_o^\pm(y) &= \pm k \exp\left(\pm \frac{f}{c_e} y\right) \\ \widehat{V}_o^\pm(y) &= 0,\end{aligned}$$

y ondas de Poincaré, con la relación de dispersión dada por $Kc_e = \sqrt{\omega^2 - f^2 - c_e^2 l^2}$, donde $l = n\pi/W$, ($n = 1, 2, \dots$) y W es el ancho del canal y su estructura transversal dada por

$$\begin{aligned}\widehat{P}_n^\pm(y) &= (\omega^2 - f^2)(\pm fK \sin ly - \omega l \cos ly) \\ \widehat{U}_n^\pm(y) &= (\omega^2 - f^2)(f\omega c_e^{-2} \sin ly \mp kl \cos ly) \\ \widehat{V}_n^\pm(y) &= -i(f^2 K^2 - \omega^2 l^2) \sin ly\end{aligned}$$

El caso de una capa también se puede encontrar en *Zavala-Garay (1996)* y en *Ripa y Zavala-Garay (1999)*. Cambiando la velocidad de fase externa c_e por la interna c_i , y el número de onda externo K_n por el interno k_n , las ecuaciones anteriores son las mismas para el modo interno, siendo $(\widehat{p}_n^\pm, \widehat{u}_n^\pm, \widehat{v}_n^\pm)$ la estructura transversal de el modo baroclínico.

II.7 Apéndice B: Modelo simple en un canal de dos capas.

Consideremos un canal como el de la *Fig.(2)*. La coordenada x se extiende a lo largo del canal y hacia la boca; en $x = 0$ está la cabeza y en $x = b$ está la boca del canal. La coordenada y se extiende transversal al golfo. La topografía tiene una discontinuidad en $x = a$ cambiando la profundidad total de H_c del lado de la cabeza a H_b del lado de la boca. Entre $0 < x < a$ y $a < x < b$ la topografía es constante y cualquier solución puede ser descompuesta en dos modos de oscilación ortogonales entre sí, es decir, el modo barotrópico y el baroclínico, los cuales están relacionados con las velocidades y las presiones de cada capa (p_1, u_1, v_1) y (p_2, u_2, v_2) como

$$\begin{aligned}U &= \frac{H_1 u_1 + H_2 u_2}{H_T}, & V &= \frac{H_1 v_1 + H_2 v_2}{H_T}, & P &= \frac{H_1 p_1 + H_2 p_2}{H_T} \\ u &= u_1 - u_2, & v &= v_1 - v_2, & p &= p_1 - p_2\end{aligned}$$

Las soluciones a cada modo pueden ser expresadas, a una frecuencia ω , como

$$\begin{Bmatrix} P \\ U \\ V \end{Bmatrix} = \text{Re} \{ \Psi(x, y) \exp(-i\omega t) \}$$

$$\begin{Bmatrix} p \\ u \\ v \end{Bmatrix} = \text{Re} \{ \phi(x, y) \exp(-i\omega t) \}$$

donde (P, U, V) son la presión, la velocidad longitudinal y la velocidad transversal correspondiente al modo barotrópico(externo) y (p, u, v) son las correspondientes al modo baroclínico(interno).

Para el modo interno y externo la solución puede ser expresada como una combinación lineal de modos de oscilación cuya estructura transversal se explica en el *Apéndice A*.

Entre $0 < x < a$, y para el modo barotrópico, la suma de los modos de oscilación es

$$\Psi(x, y) = \sum_{n=0}^{N-1} \{ A_n \Phi'_n(y, K'_n) \exp(iK'_n x) + B_n \Phi'_n(y; -K'_n) \exp(-iK'_n(x - a)) \} \quad (6)$$

y entre $a < x < b$

$$\Psi(x, y) = A_I \Phi_o(y; -K_o) \exp(-iK_o(x - b)) + \sum_{n=0}^{N-1} C_n \Phi_n(y, K_n) \exp(iK_n(x - a)) \quad (7)$$

Para el modo baroclínico y entre $0 < x < a$ la solución es

$$\phi(x, y) = \sum_{n=0}^{N-1} \{ a_n \phi'_n(y, k'_n) \exp(ik'_n x) + b_n \phi'_n(y; -k'_n) \exp(-ik'_n(x - a)) \} \quad (8)$$

y para $a < x < b$

$$\phi(x, y) = a_I \psi_o(y; -k_o) \exp(-ik_o(x - b)) + \sum_{n=0}^{N-1} c_n \psi_n(y, k_n) \exp(ik_n(x - a)) \quad (9)$$

donde $y = (jW/N)$; $(j = 0, N - 1)$.

Las ecuaciones (6), (7), (8) y (9) se expresan en términos de la estructura transversal analítica $\Phi_n(y, K_n)$ para las variables del modo externo, donde K_n es el número de onda, y por medio de $\psi(y, k_n)$ para las variables del modo interno, donde k_n es el número

de onda. Ambas estructuras y números de onda se presentan en el *Apéndice A*. El primer término del lado derecho de la ecuación (6) y la ecuación (8) representan la suma de una onda de Kelvin, y $(N - 1)$ modos de Poincaré viajando en dirección a la boca de el canal. El segundo término del lado derecho de la ecuación (6) y la ecuación (8) representan la suma de una onda de Kelvin y $(N - 1)$ modos de Poincaré propagándose hacia la cabeza. El primer término del lado derecho de la ecuación (7) y la eq.(9) representan una onda de Kelvin incidente propagándose hacia la cabeza del canal. El segundo término del lado derecho de la ecuación (7) y la ecuación (9) corresponde a la suma de una onda de Kelvin y $(N - 1)$ modos de Poincaré viajando en dirección de las boca del canal.

Los coeficiente (A_n, B_n, C_n) para el modo barotrópico y (a_n, b_n, c_n) para el modo baroclínico pueden ser obtenidos usando las siguiente seis condiciones:

$$\begin{aligned}
 cu_1 &= \varepsilon p & \text{en } x = 0 & \text{ modo a modo} & (10) \\
 cu_2 &= \varepsilon p & \text{en } x = 0 & \text{ modo a modo} \\
 \eta(a - 0, y) &= \eta(a + 0, y) & \text{en } x = a \\
 \zeta(a - 0, y) &= \zeta(a + 0, y) & \text{en } x = a \\
 H_1 u_1(a - 0, y) &= H_1 u_1(a + 0, y) & \text{en } x = a \\
 H_1 u_2(a - 0, \bar{y}) &= H_1 u_2(a + 0, y) & \text{en } x = a
 \end{aligned}$$

La primera y segunda condición de las ecuaciones (10) corresponden a la reflexión de las ondas en la cabeza del canal. Los valores de ε están entre $0 \leq \varepsilon \leq 1$; $\varepsilon = 0$ es una reflexión perfecta y $\varepsilon = 1$ corresponde a un caso en el que toda la onda es transmitida hacia las x negativas, en ese caso $cu_1 = p$ funcionaría como una condición de radiación más que como una de reflexión. Valores intermedios de ε corresponden a una reflexión imperfecta lo cual simularía en este modelo una disipación de energía como la que produciría la fricción en la región somera de la cabeza. Si se introduce un término de fricción produciría acoplamiento entre modos y las soluciones obtenidas no serían válidas. La tercera y cuarta condición de la ecuación (10) son la continuidad del nivel del mar y la interfaz y expresan la continuidad de la presión en el salto topográfico. La quinta y sexta condición de la ecuación (10) corresponden a la continuidad de los transportes en cada capa.

III Circulación estacional.

Resumen

Las observaciones del nivel del mar en la frecuencia anual en el GC son reproducidas tanto en la amplitud como en la fase utilizando un modelo bidimensional en la horizontal, lineal y de dos capas. Los principales agentes forzantes por medio de los cuales la variabilidad es explicada son el esfuerzo del viento y la acción del Océano Pacífico el cual excita una onda interna en la boca del golfo. El calentamiento superficial tiene un efecto menor en la circulación anual. La respuesta del golfo es cualitativamente similar a la observada, es decir, una capa superficial muy energética (con circulación anticiclónica en verano y ciclónica en invierno) comparada con una circulación débil y opuesta en la capa profunda. El flujo horizontal del calor transversalmente integrado obtenido con el modelo muestra un comportamiento muy similar al observado y calculado con el banco de datos oceanográficos históricos, tanto en la amplitud como en la fase. Los resultados de la modelación muestran que la variabilidad transversal al golfo es tan importante como la longitudinal. La variabilidad transversal es la que resulta de un radio de deformación pequeño comparado con el ancho promedio del golfo.

III.1 Introducción

Esta sección está relacionado con dos trabajos previos sobre la circulación estacional en el GC que son Ripa (1990) y Ripa (1997), a los que nos referiremos como *R90* y *R97* respectivamente. *R90* trabajó con datos del nivel del mar y presión atmosférica tomados a lo largo de la costa del GC, incluyendo en su análisis las escala anual y semianual. *R90* estimó una velocidad superficial promedio para todo el golfo que en la fase coincide con la velocidad superficial promedio, aunque tiene una amplitud menor que la calculada por Ripa y Marinone (1989) en la cuenca de Guaymas usando datos hidrográficos históricos. La correlación de esta velocidad media con la variabilidad estacional de la presión subsuperficial fue indicativa de una estructura baroclínica. De esta manera, *R90* calculó que para tal estructura baroclínica la correspondiente velocidad de fase es $1.6 \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$ para la señal anual y $1.6 \pm 0.3 \text{ m s}^{-1}$ para la señal semianual. Usando un modelo unidimensional de dos capas sin topografía, *R90* mostró que los cambios en el nivel del mar podrían atribuirse principalmente a la acción del Océano Pacífico en la boca del golfo, mientras el esfuerzo del viento podría producir una pendiente del nivel del mar a lo largo del golfo.

Sin embargo, el punto más significativo de *R90* en el contexto del presente trabajo

es la hipótesis que el forzado en la boca del *GC* causa una onda estacionaria interna, amortiguada por el efecto de la fricción con el fondo. *R97* sugiere que tal onda interna forzada por el Océano Pacífico podría ser una onda de Kelvin. Ondas del tipo de Kelvin han sido usadas por *Merrifield et al* (1989) y *Merrifield* (1992) para explicar la variabilidad de mesoescala en el *GC*. El escenario de Kelvin, como lo llamó *R97*, está apoyado por las observaciones del nivel del mar en estaciones mareográficas costeras, *Fig.(1)*, aunque todavía requiere de una modelación numérica y de observaciones para su confirmación.

La hipótesis de un forzado baroclínico en la boca del *GC* en forma de una onda de Kelvin es retomada en este trabajo. Nuestro objetivo principal es determinar que parte de la variabilidad observada en la escala anual puede ser explicada usando un modelo bidimensional en la horizontal y de dos capas. En ausencia de disipación, el radio de deformación interno correspondiente a los valores de velocidad de fase mencionados anteriormente es aproximadamente 30 *km*, el cual es más pequeño que el ancho promedio de golfo, que es de 150 *km*, y podría ser indicativo de una importante variabilidad transversal al *GC*.

R97 trabajó con elevaciones del nivel del mar y datos hidrográficos históricos y mostró que las elevaciones del nivel del mar en el *GC* en la frecuencia anual están bien correlacionadas con el contenido de calor en la columna de agua y esto podría ocurrir en modelos de capas aún sin cambios de temperatura ya que el espesor de la capa es proporcional al contenido de calor. La velocidad geostrofica superficial calculada de la diferencia del nivel del mar entre ambas costas está bien correlacionada con el flujo horizontal del calor. Los coeficientes de proporcionalidad entre la elevación de la superficie y el contenido de calor, y entre la velocidad superficial y el flujo horizontal del calor son aquellos que corresponden al primer modo baroclínico. Usando un modelo unidimensional con topografía, *R97* reproduce variaciones observadas longitudinales al *GC* del: nivel del mar, el contenido de calor, la velocidad superficial a lo largo del golfo y el flujo horizontal del calor en la escala anual y concluye que el movimiento y la termodinámica en esta escala son controladas principalmente por el Océano Pacífico que fuerza una onda interna en la boca, mientras el esfuerzo del viento produce una pendiente del nivel del mar a lo largo del *GC*. *R97* también incluye el calentamiento superficial como un agente forzante y concluye que tiene un efecto menor en toda la dinámica obtenida, aunque sí tiene importancia en el contenido de calor.

Castro et al. (1994), de ahora en adelante *CLR94*, estimó el balance anual del calor en el *GC* usando el banco de datos hidrográficos históricos. Ellos calcularon el contenido de calor en los primeros 400 m y el flujo de calor superficial para un conjunto

de cajas alineadas a lo largo del golfo. Luego calcularon el flujo horizontal del calor entre cajas necesario para balancear la variación del contenido de calor y el flujo a través de la superficie. *CLR94* mostró que el balance de calor en la escala anual en el *GC* es dominado principalmente por el flujo horizontal del calor. *R97* describe este balance en forma global (todo el golfo) en la frecuencia anual como sigue. La amplitud del flujo de calor entrante por la boca es de 40 TW (1 TW = 10^{12} W), y su máximo ocurre el 18 de mayo; la amplitud del flujo de calor a través de la superficie es de 20 TW y su máximo el 10 de junio. En conjunto producen un calentamiento anual de 59 TW para todo el golfo, con un máximo el 26 de mayo. La importancia del flujo horizontal del calor ya había sido señalado por *Bray* (1988), *Ripa y Marinone* (1989), y una estimación como la de *CLR94* es muy significativa para el presente trabajo porque en la escala anual cualquier agente forzante en la boca del golfo debe de reproducir un flujo horizontal del calor compatible con el valor que resulta del análisis de los datos hidrográficos históricos.

En esta sección, nosotros suponemos que el forzado baroclínico en la boca del golfo ocurre en forma de una onda interna con la estructura transversal de una onda interna de Kelvin de período anual. Cuando la onda entra al golfo lo hará como una onda atrapada a la costa continental del *GC* y en su recorrido se irá modificando por efectos de la topografía y amortiguando por efectos de la disipación en el fondo. Luego de alcanzar la cabeza del *GC* retornará como una onda interna atrapada a la costa de la Península de Baja California. De esta manera la dinámica transversal al golfo podrá ser expresada en términos de ondas internas que viajan en direcciones opuestas y que están atrapadas en costas opuestas. Nuestro objetivo es determinar si el esfuerzo del viento, el forzado baroclínico en la boca y el calentamiento superficial, como agentes forzantes, pueden reproducir la variabilidad anual observada en la superficie del mar, no sólo en su distribución espacial sino también en su magnitud.

Bray (1988) calculó la velocidad geostrofica en cuatro secciones transversales al golfo, desde el transecto Guaymas-Santa Rosalía, en el medio del golfo, hasta cerca de la cabeza. Para estimar el campo de velocidades utilizó un ciclo anual compuesto con datos hidrográficos históricos. Aunque sus resultados son limitados por la disponibilidad de datos, *Bray* (1988) pudo observar en verano una capa energética superficial con fuertes gradientes transversales. El patrón de circulación fue ciclónico en verano con velocidades entrantes del lado continental y velocidades salientes del golfo del lado de la península. En primavera y otoño la circulación fue débil y anticiclónica.

III.2 Investigación en esta sección.

Este trabajo es sobre la dinámica del GC en la escala anual. Se ha utilizado un modelo bidimensional en la horizontal, lineal y de dos capas, que incluye efectos topográficos, fricción de fondo, y difusión lateral. Las ecuaciones del modelo son escritas usando la aproximación de plano- β . Uno de los efectos de usar plano- β es que éste permite la existencia de ondas de Rossby, aunque *a priori* se espera que estas ondas jueguen un papel insignificante en la dinámica en estudio ya que los gradientes topográficos transversales al golfo son más importantes que la variación del parámetro de Coriolis. Sin embargo, las ondas de Rossby podrían volverse de alguna importancia ya que no están atrapadas a la costa. Mediante el uso de la relación de dispersión de ondas largas de Rossby $\omega = -\beta k a^2$, donde $a = 30$ km es el radio de deformación interno y ω es la frecuencia anual, resulta un valor para de la longitud de onda zonal de $2\pi k^{-1} = 650$ km. Consecuentemente, las ondas largas de Rossby de número de onda meridional igual a cero no caben en el golfo que tiene un ancho promedio de 150 km. Por otro lado, se podría esperar que las ondas cortas de Rossby sean rápidamente amortiguadas por disipación. Más aún, estas ondas no son importantes en la dinámica de la costa este de los océanos como para esperar que el golfo sea bombardeado por este tipo de ondas desde el Océano Pacífico. Al margen de estos argumentos, y como no es posible ignorar en forma segura este tipo de ondas utilizando argumentos de escala, el efecto β ha sido incluido y a la solución comparada con la obtenida en plano f .

III.3 El modelo oceánico

III.3.1 Ecuaciones de movimiento.

El modelo es una versión lineal de un modelo de capas heterogéneas en ecuaciones primitivas. Una descripción detallada del modelo y de sus leyes de conservación pueden encontrarse en Ripa (1993). El modelo consiste de dos capas activas de fluido sobre un fondo rígido correspondiente a $z = h_0(x, y)$. Los espesores de la capa superficial y de fondo tienen espesores instantáneos (h_1, h_2) con (H_1, H_2) como su valor medio, Fig.(26).

La coordenada x se extiende a lo largo del golfo y es positiva hacia la boca; $x = 0$ está en la cabeza. La coordenada y se extiende transversal al golfo y se incrementa desde Baja California hacia el continente.

Si ρ_1 y ρ_2 son las densidades en cada capa, la flotabilidad se define como

$$\theta_i = g \frac{\rho_i}{\rho_0}, \quad (11)$$

Las ecuaciones del movimiento para la capa superior son

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_1}{\partial t} - f(x, y)v_1 + \left\langle \frac{\partial p_1}{\partial x} \right\rangle &= \mu \nabla^2 u_1 + \frac{\tau^x}{H_1 \rho_0}, \\ \frac{\partial v_1}{\partial t} + f(x, y)u_1 + \left\langle \frac{\partial p_1}{\partial y} \right\rangle &= \mu \nabla^2 v_1 + \frac{\tau^y}{H_1 \rho_0},\end{aligned}\quad (14)$$

donde (u_1, v_1) es la velocidad del fluido, y $f(x, y) = f_0 + \beta_1 x + \beta_2 y$ es el parámetro de Coriolis. La dirección positiva del eje x es a lo largo de los 155° en el sentido de las manecillas del reloj desde el norte, μ es el coeficiente de viscosidad de *eddy* horizontal, y (τ^x, τ^y) es el esfuerzo del viento. Los valores de β_1 y β_2 se muestran en la *Tabla III*. Se puede incluir termodinámica en el modelo permitiendo que ρ_1 varíe en el espacio y el tiempo, lo cual puede ser hecho en un modelo de capas si el promedio vertical del gradiente de presión horizontal es calculado dentro de cada capa cuando se computa la aceleración horizontal. Estos promedios son

$$\begin{aligned}\left\langle \frac{\partial p_1}{\partial x} \right\rangle &= \tilde{\theta}_1 \frac{\partial}{\partial x} (h_0 + h_1 + h_2) - \frac{H_1}{2} g \alpha \frac{\partial T'_1}{\partial x}, \\ \left\langle \frac{\partial p_1}{\partial y} \right\rangle &= \tilde{\theta}_1 \frac{\partial}{\partial y} (h_0 + h_1 + h_2) - \frac{H_1}{2} g \alpha \frac{\partial T'_1}{\partial y}\end{aligned}\quad (15)$$

La ecuación de continuidad para la capa superior es

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (H_1 u_1) + \frac{\partial}{\partial y} (H_1 v_1) = 0, \quad (16)$$

y la ecuación del calor es

$$\frac{\partial T'_1}{\partial t} = \frac{Q_s}{\tilde{\rho}_1 c_p H_1}, \quad (17)$$

donde Q_s es el flujo de calor por la superficie, y c_p es el calor específico del agua a presión constante.

Las ecuaciones de momento para la capa de fondo son

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_2}{\partial t} - f(x, y)v_2 + \left\langle \frac{\partial p_2}{\partial x} \right\rangle &= \mu \nabla^2 u_2 - \frac{\lambda}{H_2} u_2, \\ \frac{\partial v_2}{\partial t} + f(x, y)u_2 + \left\langle \frac{\partial p_2}{\partial y} \right\rangle &= \mu \nabla^2 v_2 - \frac{\lambda}{H_2} v_2,\end{aligned}\quad (18)$$

donde (u_2, v_2) es la velocidad del fluido y λ es el coeficiente de fricción de fondo. El gradiente de presión horizontal promediado dentro de la capa de fondo es

$$\left\langle \frac{\partial p_2}{\partial x} \right\rangle = \tilde{\theta}_2 \frac{\partial}{\partial x} (h_0 + h_2) + \tilde{\theta}_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} - H_1 g \alpha \frac{\partial T_1'}{\partial x},$$

$$\left\langle \frac{\partial p_2}{\partial y} \right\rangle = \tilde{\theta}_2 \frac{\partial}{\partial y} (h_0 + h_2) + \tilde{\theta}_1 \frac{\partial h_1}{\partial y} - H_1 g \alpha \frac{\partial T_1'}{\partial y}, \quad (19)$$

y la ecuación de continuidad para la capa de fondo es

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (H_2 u_2) + \frac{\partial}{\partial y} (H_2 v_2) = 0. \quad (20)$$

La elevación de la superficie $\eta(x, y, t)$ y el desplazamiento de la interfaz $\zeta(x, y, t)$ se expresan como

$$\eta = h_1 + h_2 - H_T, \quad (21)$$

$$\zeta = h_2 - H_2, \quad (22)$$

donde $H_T = H_1 + H_2$.

III.3.2 Condiciones de borde abiertas

En ausencia de topografía ($H_2 = \text{constante}$), es posible encontrar soluciones con un coeficiente de proporcionalidad entre los transportes ($H_1 u_1, H_1 v_1$ para la capa superficial y $H_2 u_2, H_2 v_2$ para la capa de fondo) y espesores (h_1 para la capa superior, h_2 para la capa inferior), es decir

$$H_2 u_2 = -\gamma H_1 u_1 \quad H_2 v_2 = -\gamma H_1 v_1 \quad h_2 - H_2 = -\gamma (h_1 - H_1). \quad (23)$$

Suponiendo que

$$\varepsilon = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}, \quad (24)$$

es pequeño, el coeficiente de proporcionalidad es

$$\gamma = 1 - \varepsilon \frac{H_2}{H_T} + \mathcal{O}(\varepsilon^2), \quad (25)$$

para el modo interno o baroclínico (no hay flujo medio a orden líder en ε), y

$$\gamma = -\frac{H_2}{H_1} + \varepsilon \frac{H_2}{H_T} + \mathcal{O}(\varepsilon^2), \quad (26)$$

para el modo barotrópico o externo (no hay flujo de corte a orden líder en ε). Esta solución consiste en descomponer el sistema de ecuaciones (14), (16), (18) y (20) en dos modos ortogonales de oscilación, los cuales a orden líder en ε se relacionan con la velocidad y la presión como

$$U = \frac{H_1 u_1 + H_2 u_2}{H_T}, \quad V = \frac{H_1 v_1 + H_2 v_2}{H_T},$$

$$u = u_1 - u_2, \quad v = v_1 - v_2, \quad (27)$$

$$P = \frac{H_1 p_1 + H_2 p_2}{H_T}, \quad p = p_1 - p_2,$$

donde (U, V) es la velocidad del modo barotrópico y (u, v) es la velocidad del modo baroclínico y (P, p) la presión barotrópica y baroclínica respectivamente. Si se considera la topografía, tal descomposición es posible porque la variabilidad espacial de $H_2(x, y)$ implica que los modos están dinámicamente acoplados.

Con el fin de estudiar la variabilidad anual, se han usado agentes forzantes que activan principalmente el modo baroclínico. La onda de Kelvin forzada en la boca es baroclínica. El esfuerzo del viento afecta más al modo baroclínico que al modo barotrópico. Éste produce una señal barotrópica importante en las regiones costeras, pero su transporte fuera de la costa es prácticamente nulo. Si el forzado barotrópico no está presente la pregunta que surge es si las variaciones de la topografía, que en el *GC* son importantes, puedan generar una señal barotrópica como resultado del acoplamiento topográfico.

Las condiciones bajo las cuales el movimiento baroclínico puede permanecer aislado fueron estudiadas por *Cushman-Roisin et al.* (1983), quienes estimaron que si el movimiento baroclínico está caracterizado por una frecuencia ω y un número de onda k , y las condiciones

$$\omega^2 \ll g H_T k^2,$$

$$\omega f \ll g H_T k^2, \quad (28)$$

$$\frac{|\nabla H_2|}{H_2} \ll k,$$

se cumplen entonces el movimiento baroclínico no es alterado por las variaciones topográficas, es decir, el movimiento baroclínico solamente es modulado por la topografía, con una velocidad de fase interna

$$c_i^2 = g\varepsilon \frac{H_1 H_2}{H_T}. \quad (29)$$

La primera y segunda condición de las ecuaciones (28) se cumplen para todo el GC en la escala anual, pero la última no. Las variaciones topográficas son suaves sólo en la región cercana a la boca. Consecuentemente, en esta región se puede esperar un grado de acoplamiento pequeño entre los modos.

Se ha usado una condición de flujo normal nulo en las paredes sólidas del modelo y una condición de borde abierta en la boca del golfo localizada en el extremo sur. La condición de borde abierta ha sido formulada suponiendo que en la boca del golfo las variables pueden ser separadas en dos modos ortogonales de oscilación, uno barotrópico (externo) y uno baroclínico (interno). Si luego suponemos que cada modo es la solución a la ecuación de onda en $x = x_B$, donde está la boca del golfo, es decir,

$$U(y, t) - \frac{P(y, t)}{c_e} = F_{BT}(y, t), \quad (30)$$

$$u(y, t) - \frac{p(y, t)}{c_i} = f_{BC}(y, t), \quad (31)$$

donde F_{BT} representa el flujo barotrópico y (U, P, c_e) la velocidad normal a la boca, la presión y la velocidad de fase del modo barotrópico respectivamente. f_{BC} representa el flujo baroclínico y (u, p, c_i) la velocidad normal, la presión y la velocidad de fase en la boca para el modo interno respectivamente. Las ecuaciones para c_e y c_i son,

$$c_e = \sqrt{gH_T(y)}, \quad c_i = \sqrt{g\varepsilon \frac{H_1 H_2(y)}{H_T(y)}}.$$

Usando (30), (31) y la relación entre las variables del modelo y el modo de oscilación interno y externo, las velocidades instantáneas para cada capa son especificadas en $x = x_B$ como sigue

$$u_1(y, t) = U(y, t) + \frac{H_2(y)}{H_T(y)} u(y, t), \quad (32)$$

$$u_2(y, t) = U(y, t) - \frac{H_1}{H_T(y)} u(y, t). \quad (33)$$

Con el fin de forzar sólo una onda baroclínica entrante en la boca F_{BT} es cero, y

$$f_{BC} = u_0 \exp\left(-\frac{f(x_B, y)}{c_i}(y_{\max} - y)\right) \cos(\omega t - \Phi), \quad (34)$$

donde ω es igual a un ciclo por año ($1 \text{ cpy} \simeq 2. \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$), y_{\max} corresponde a la costa continental y la fase Φ y u_0 son constantes cuyos valores son determinados más abajo. Las ecuaciones (30), y (31) son exactas para ondas de gravedad. Su validez en este trabajo es justificada por el propio resultado de la simulación.

III.3.3 Flujo horizontal del calor.

El flujo horizontal del calor ha sido calculado en términos de las variables del modelo. Los cálculos realizados por *CLR94* corresponden a una ecuación de balance de la razón de cambio del calor almacenado, el flujo horizontal del calor y el calentamiento superficial, todos expresados en función de la coordenada longitudinal al golfo. El balance de calor estimado por *CLR94* es importante en el contexto de la dinámica propuesta en este trabajo no sólo para calcular el valor del forzado baroclínico en la boca del golfo y el flujo de calor por la superficie sino también para observar si la distribución espacial del flujo horizontal del calor obtenida por *CLR94* es compatible con el que resulta de este modelo.

El contenido de calor en la columna de agua por unidad de longitud es expresado como

$$\mathcal{H} = \int \left(\tilde{\rho}_1 c_p h_1 \Delta \tilde{T}_1 + \tilde{\rho}_2 c_p h_2 \Delta \tilde{T}_2 + \tilde{\rho}_1 c_p H_1 T_1' \right) dy,$$

donde

$$\Delta \tilde{T}_1 = \tilde{T}_1 - T_0, \quad \Delta \tilde{T}_2 = \tilde{T}_2 - T_0,$$

y su variación temporal es

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} = c_p \left(\tilde{\rho}_1 \Delta \tilde{T}_1 \int_w \frac{\partial h_1}{\partial t} dy + \tilde{\rho}_2 \Delta \tilde{T}_2 \int_w \frac{\partial h_2}{\partial t} dy + \tilde{\rho}_1 \int_w H_1 \frac{\partial T_1'}{\partial t} dy \right).$$

Considerando la integración transversal al golfo, y usando las ecuaciones (16), (17), donde Q_s es una función solamente de la coordenada x , y (20), se obtiene

$$\frac{\partial \mathcal{H}(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial F(x, t)}{\partial x} + Q_s(x, t) W(x), \quad (35)$$

donde

$$F(x, t) = \tilde{\rho}_1 c_p \Delta \tilde{T}_1 \int_W (H_1 u_1) dy + \tilde{\rho}_2 c_p \Delta \tilde{T}_2 \int_W (H_2 u_2) dy, \quad (36)$$

es el flujo horizontal del calor y

$$W(x) = y_{\max} - y_{\min}, \quad (37)$$

es el ancho del golfo. La ecuación (35) es la ecuación de balance usada por *CLR94* ahora expresada en términos de las variables del modelo.

III.3.4 Método numérico

Las soluciones al sistema de ecuaciones (14), (16), (17), (18) y (20) son obtenidas numéricamente en una malla tipo C de Arakawa. Las variables están definidas en cajas rectangulares de dimensiones Δx y Δy . Los puntos T'_1 y h_i están localizados en el centro de cada caja. Las ecuaciones (14), (16), (17), (18), y (20) son integradas en el tiempo usando un esquema temporal centrado del tipo salto de rana, excepto cada 20 pasos de tiempo, donde se usa un esquema Euler-backward con el objetivo de evitar inestabilidad numérica. Todos los términos de las ecuaciones son evaluados en el nivel de tiempo central excepto el término de fricción, el cual se evalúa un paso de tiempo anterior. El paso de tiempo es 12 s y el espaciamiento de malla es $\Delta x = \Delta y = 6.623$ km.

III.3.5 Parámetros elegidos

Los parámetros elegidos son aquellos mostrados en la *Tabla III*, a menos que se especifique un valor distinto. Los parámetros que describen el estado básico del sistema fueron calculados por *Ripa (1990)* a partir del análisis de datos del nivel del mar, hidrografía y usando un modelo unidimensional de dos capas sin topografía.

La topografía del golfo es muy variable, alcanzando 3700 m en las regiones más profundas cerca de la boca. En la parte central del golfo hay una serie de islas y canales donde la topografía varía abruptamente dividiendo el golfo en dos regiones bien definidas: una somera al norte y otra profunda al sur.

Como en este trabajo se usa la topografía real del golfo, las velocidades de fase para el modo barotrópico y baroclínico varían de un punto a otro. El espesor máximo

elegido para la capa superior es $H_1 = 70$ m quedando entonces regiones interiores con 2 capas, donde $H_1 = 70$ m, y regiones costeras con sólo una capa donde $H_1 \leq 70$ m. La profundidad media del golfo es 730 m y se requiere para la simulación una velocidad de fase interna media de 1.60 ms^{-1} . Entonces resulta un $\Delta\rho = 4 \text{ kg m}^{-3}$, lo cual representa una diferencia entre las temperaturas medias de cada capa de 17°K .

Se ha elegido un coeficiente de fricción lineal $\lambda = 8 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$, el cual dividido por la profundidad media del golfo es igual a la inversa de 10 días. Este valor de λ resulta por ahora tentativo y como veremos luego las simulaciones y los resultados no son sensibles al cambio de magnitud de este coeficiente.

Tabla III : Parámetros utilizados.

Espesor inicial de la capa superficial, m	H_1	70
Coefficiente de fricción lineal, m/s	λ	$8 \cdot 10^{-4}$
Densidad de la capa superficial, kg/m^3	ρ_1	1020
Densidad de la capa de fondo, kg/m^3	ρ_2	1024
Viscosidad de <i>eddy</i> horizontal, m^2/s	μ	10
Coefficiente de expansión térmica, deg^{-1}	α	$2.4 \cdot 10^{-4}$
Capacidad calorífica a presión constante, $Jkg^{-1} \cdot K^{-1}$	c_p	$4.0 \cdot 10^3$
Parámetro de Coriolis, s^{-1}	f	$6.62 \cdot 10^{-5}$

III.4 Soluciones.

III.4.1 Circulación inducida por el viento.

El viento es responsable en parte de la variabilidad en estudio. El valor elegido para τ/ρ es el estimado en *R90*, quien estimó, en la escala anual, una amplitud del esfuerzo del viento de $3.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ para la componente longitudinal al golfo, y la fase correspondiente a febrero. Así el viento cambia de dirección con las estaciones soplando hacia el NW en verano y hacia el SE en invierno. Estos valores del esfuerzo del viento resultan de la estimación del viento geostrófico calculado de la diferencia de presión atmosférica al nivel del mar entre Guaymas y Santa Rosalía, *Fig.(1)*, localizadas sobre las costas y aproximadamente en el medio del golfo.

Para este experimento numérico todos los demás agentes forzantes, así como la difusión horizontal, han sido removidos a fin de ver el efecto del viento en la circulación en forma aislada. La corrida fue realizada usando la dinámica de plano f . Luego de 7 años de integración se alcanza el equilibrio en el cual el ciclo de la energía total del sistema no cambia de un año a otro. Los campos resultantes se muestran en la *Fig.(27)*.

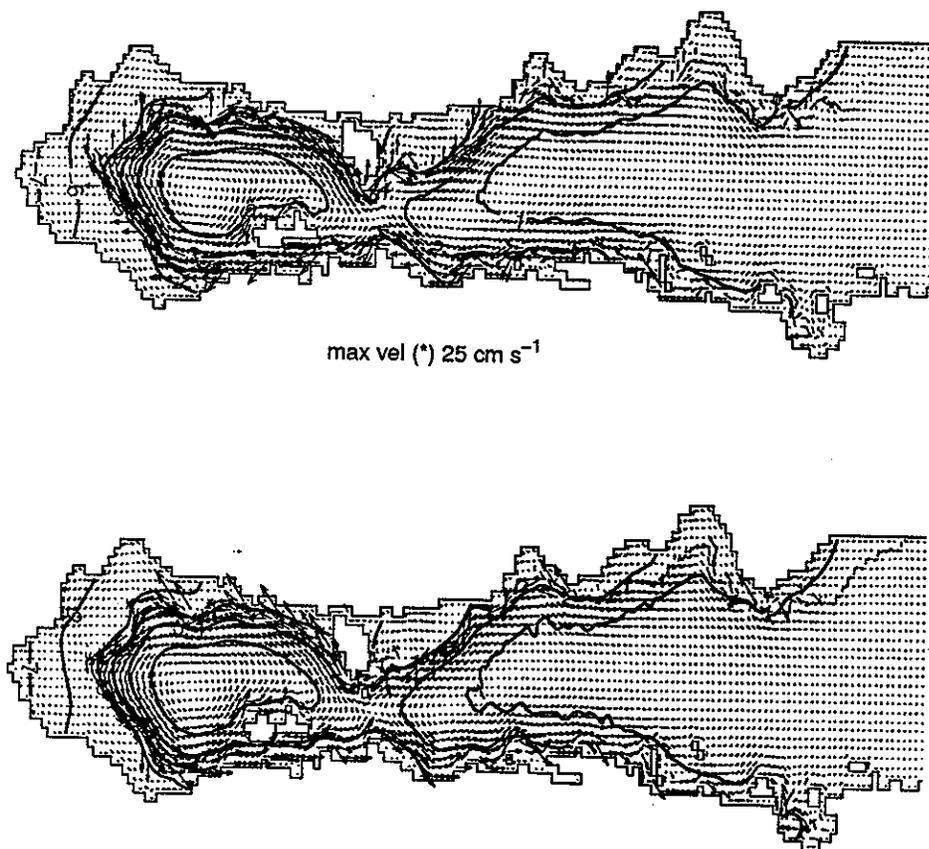


Figura 27: Experimento con el esfuerzo del viento: corrientes superficiales y elevación nivel del mar (líneas sólidas) en centímetros para (a) invierno (febrero) y (b) verano (agosto).

La *Fig.(27a)* muestra las velocidades de la capa superior y las elevaciones de la superficie libre para una situación típica de invierno (febrero), cuando ocurren las máximas depresiones de la superficie. La circulación es anticiclónica en todo el golfo, con valores máximos de velocidad de 25 cm s^{-1} en la parte norte. Estas velocidades están restringidas a la región interior y decrecen en un radio de deformación hacia el centro del golfo. En las regiones donde hay una sola capa las velocidades son muy bajas, del orden de 3 cm s^{-1} , lo cual indica el comportamiento baroclínico de la circulación producida por el viento en todo el golfo. Las depresiones del nivel del mar se incrementan hacia la cabeza del golfo con una variabilidad transversal considerable.

La situación opuesta se muestra en la *Fig.(27b)*, la cual corresponde al verano (agosto). El patrón de circulación es ciclónico, con un importante giro ciclónico en el *NGC*, entre la cabeza y la región de las grandes islas. Es muy importante notar que aunque el esfuerzo del viento utilizado no tiene variabilidad transversal al golfo, el patrón de circulación producido por el viento muestra una importante variabilidad transversal al golfo.

De ahora en adelante, amplitudes y fases de cualquier variable, sea observada o calculada por el modelo, serán aquellas que resultan del ajuste por cuadrados mínimos a la curva de la forma

$$S(t) = S_0 \cos(\omega t - \Phi),$$

donde ω es la frecuencia anual. De esta manera la variable $S(t)$ en un punto (x, y) es representada por su amplitud y fase (S_0, Φ) . Con el objeto de estudiar el comportamiento de los campos obtenidos a lo largo del golfo, se ha calculado el promedio transversal de la siguiente manera

$$\bar{\xi}(x, t) = \frac{1}{W(x)} \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \xi(x, y, t) dy, \quad (38)$$

de tal manera que $\bar{\xi}(x, t)$ representa el valor medio transversal de una variable en el modelo. Algunas de estas variables fueron estudiadas por *R97* usando un modelo unidimensional a pesar de que el radio de deformación interno es más pequeño que el ancho promedio del golfo. Esto hace que no esté claro a *priori* si las variables transversalmente integradas coincidirán con las obtenidas por *R97*. En realidad la coincidencia no es perfecta, en parte confirman los resultados del modelo de *Ripa* (1997) y en parte muestra sus limitaciones.

La importante variabilidad transversal y longitudinal producida por el viento puede ser explicada con algunas simplificaciones y usando los resultados de la propia simulación. Es decir, la respuesta del viento está principalmente localizada sobre ambas

costas del golfo, decrece con el radio de deformación interno, y el patrón de circulación es marcadamente baroclínico. Suponiendo que las condiciones (28) son ciertas en el golfo, i.e., a pesar de las variaciones topográficas el movimiento baroclínico no es alterado y solamente es modulado por la topografía del fondo, las ecuaciones del el movimiento baroclínico en término de las variables de la capa superior pueden ser expresadas, si $\lambda = \mu = 0$, como

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 = -\frac{c^2}{H_1} \frac{\partial h_1}{\partial x} + \frac{H_2}{H_T H_1} \frac{\tau^x}{\rho_1}, \quad (39)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 = -\frac{c^2}{H_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} + \frac{H_2}{H_T H_1} \frac{\tau^y}{\rho_1}, \quad (40)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial H_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1 v_1}{\partial y} = 0, \quad (41)$$

donde c es dado por (29) y las variables de la capa de fondo son

$$(H_2 u_2, H_2 v_2, h_2 - H_2) = -\gamma (H_1 u_1, H_1 v_1, h_1 - H_1). \quad (42)$$

Donde γ es como en (25).

Por simplicidad, consideremos H_2 constante, dos capas en todo el golfo, el movimiento a lo largo de una pared alineada con el eje x , localizada en $y = 0$, y el viento soplando en esta dirección. En el golfo real esto corresponde a el lado de Baja California. También vamos a suponer que la región está lejos de la cabeza. La escala del movimiento longitudinal es $L = 1000$ km (la longitud del golfo), mucho más grande que el radio de deformación interno. Agreguemos una escala de tiempo $T = Lc^{-1}$, mucho mas larga que la escala de tiempo de f^{-1} . Argumentos de escala similares fueron usados por Gill (1982, pp 398-403), para explicar una onda de Kelvin externa forzada a lo largo de la costa. Con estos argumentos de escala y simplificaciones, la ecuación (40) se reduce a

$$u_1 = -\frac{c^2}{f H_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} = -\frac{1}{f} \frac{\partial p_1}{\partial y}, \quad (43)$$

i.e., u_1 está en balance geostrofico, y la ecuación de la vorticidad potencial se reduce a

$$\frac{\partial u_1}{\partial y} + f \left(\frac{h_1 - H_1}{H_1} \right) = 0. \quad (44)$$

Usando estas dos últimas ecuaciones es posible obtener una ecuación para h_1 , la cual integrada, y considerando solo la solución que decrece, resulta en

$$h_1 = A(x, t) \exp\left(-\frac{y}{a}\right) + H_1, \quad (45)$$

$$u_1 = \frac{c}{H_1} A(x, t) \exp\left(-\frac{y}{a}\right), \quad (46)$$

donde $a = cf^{-1}$ es el radio de Rossby interno. La respuesta generada en la pared opuesta decrece rápidamente con a y por lo tanto puede ser despreciada cerca de $y = 0$. La cual tiene la forma

$$h_1 = B(x, t) \exp\left(\frac{y - W}{a}\right) + H_1, \quad (47)$$

$$u_1 = -\frac{c}{H_1} B(x, t) \exp\left(\frac{y - W}{a}\right). \quad (48)$$

Las ecuaciones (45) a la (48) indican que los campos tienen una longitud de atrapamiento de 30 km a ambos lados de las paredes, y en consecuencia no se superponen porque el ancho del golfo es de 150 km.

La *Fig.(28)* y la *Fig.(29)* corresponden a los campos instantáneos de la sección Guaymas-Santa Rosalía, obtenida con el modelo para una situación típica de verano (agosto), cuando el viento sopla hacia la cabeza. El comportamiento de las variables es muy similar al estimado con (45), (46), (47) y (48), i.e., el nivel del mar es proporcional a $(h_1 - H_1)$, el desplazamiento de la interfaz es proporcional a $-(h_1 - H_1)$ y la velocidad superficial decrece hacia el interior de la sección con a . Además, la fase relativa entre las variables es aquella estimada con (45), (46), (47) y (48). En la *Fig.(28)* las áreas sombreadas indican las paredes del golfo; la topografía se puede ver en la *Fig.(29)*. Sobre ambos lados del golfo, u_1 se incrementa rápidamente hacia un máximo y entonces decrece con a hacia el centro de la sección, como puede ser estimado con (46) y (48). Muy cercano a la costa existe una sola capa y las velocidades son muy pequeñas. Donde la profundidad permite dos capas, las velocidades se incrementan hacia afuera de la costa para empalmar la solución de la onda de Kelvin interna, lo cual confina la dinámica a la región interior. Aunque el movimiento es principalmente baroclínico, cerca de los bordes hay una componente barotrópica, como se puede ver en la *Fig.(28)* (a) y (b). Las velocidades de la capa de fondo son mucho menores que las de la capa superior en concordancia con la relación (42), siendo además más irregulares por estar afectadas en forma directa por la topografía y la fricción con el fondo.

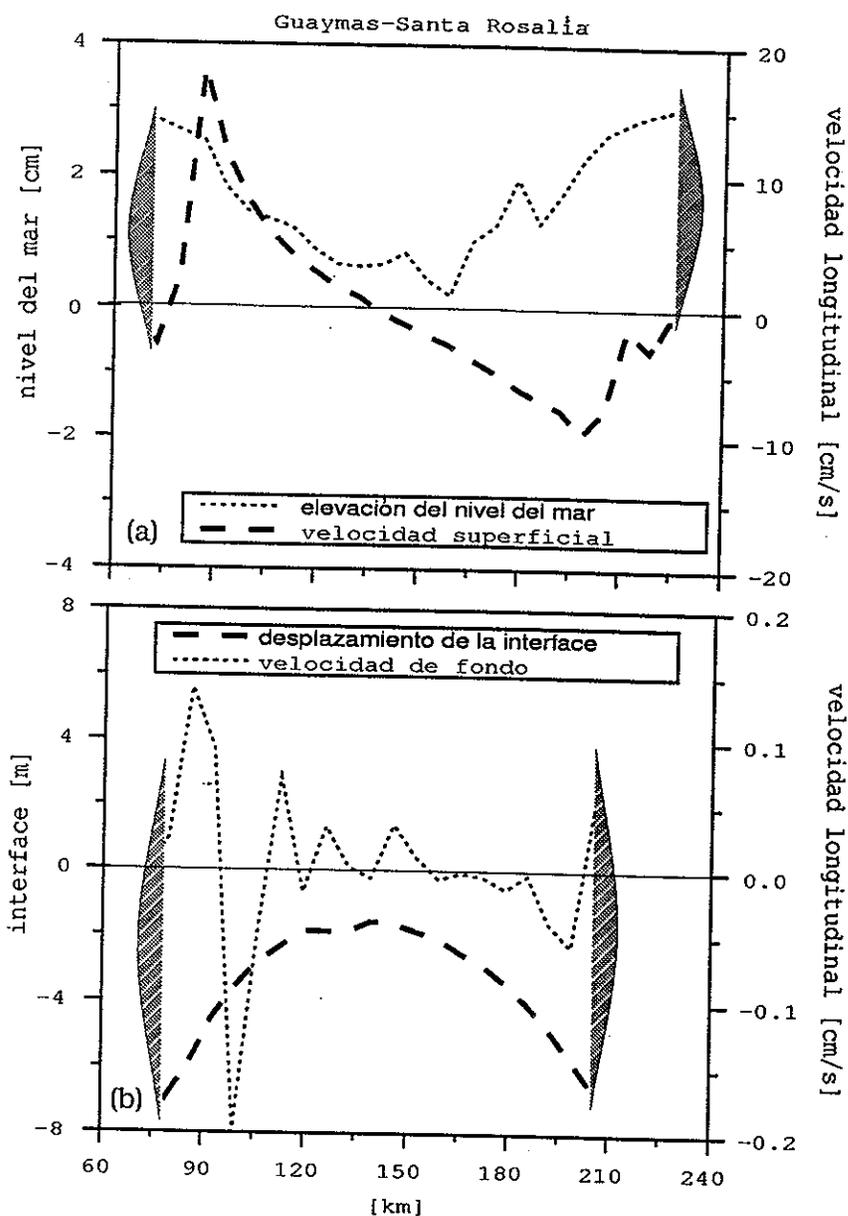


Figura 28: Experimento con el esfuerzo del viento: Sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía. Campos instantáneos para el verano (Agosto) como una función de la coordenada transversal al golfo: (a) nivel del mar y componente longitudinal de la velocidad superficial y (b) desplazamiento de la interface y componente longitudinal de la velocidad de la capa del fondo.

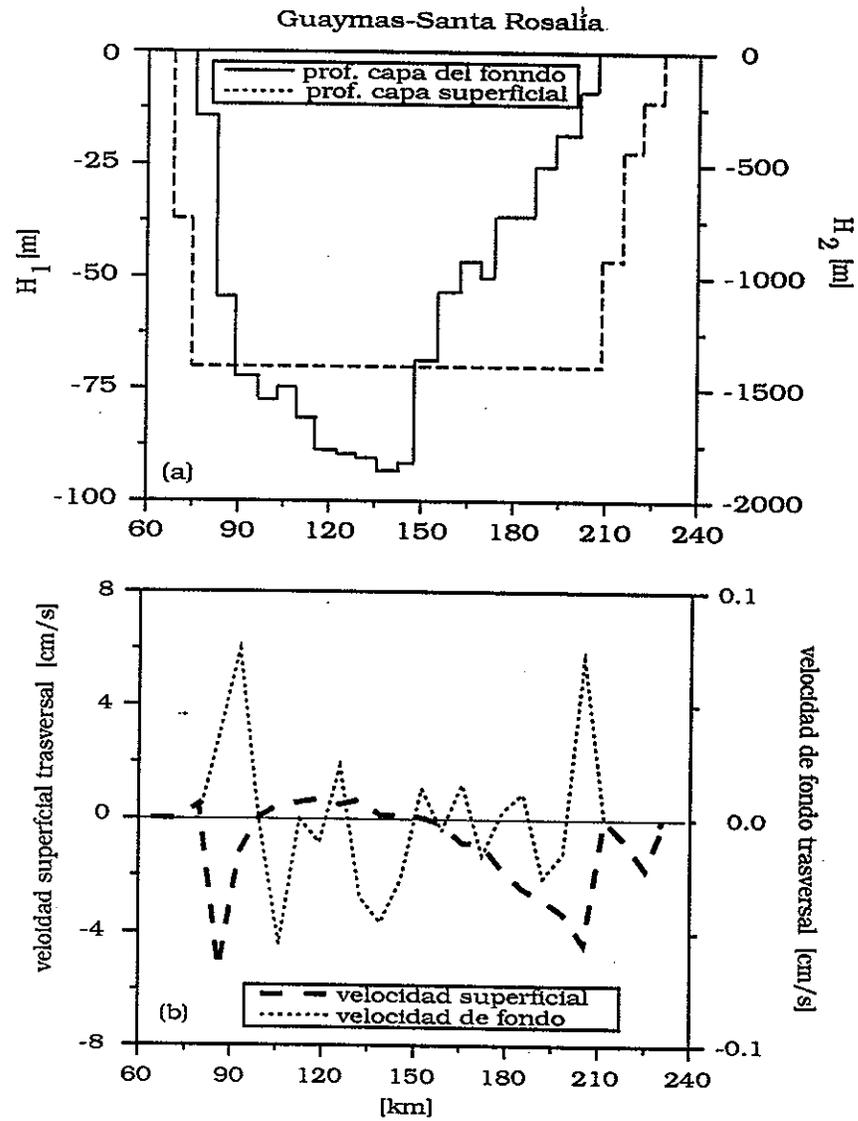


Figura 29: Experimento con el esfuerzo del viento: Sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía. Campos instantáneos para el verano (Agosto) como una función de la coordenada transversal al golfo: (a) profundidad de la capa superficial y de fondo y (b) componente transversal de la velocidad.

Para explicar la variabilidad longitudinal producida por el esfuerzo del viento hace falta más información de los coeficientes $A(x, t)$ y $B(x, t)$. Reemplazando (45), y (46) en (39), y (47) y (48) en (39) nuevamente, y evaluando en $y = 0$ y en $y = W$ respectivamente se obtiene

$$\frac{\partial A(x, t)}{\partial t} + c \frac{\partial A(x, t)}{\partial x} = \frac{H_2 \tau}{cH_1 \rho_1} \quad \text{en } y = 0, \quad (49)$$

$$\frac{\partial B(x, t)}{\partial t} - c \frac{\partial B(x, t)}{\partial x} = -\frac{H_2 \tau}{cH_T \rho_1} \quad \text{en } y = W, \quad (50)$$

lo cual corresponde a dos ecuaciones de onda forzadas por el viento y sus soluciones pueden ser pensadas como ondas de Kelvin forzadas, cada una atrapada en paredes opuestas del golfo. $A(x, t)$ y $B(x, t)$ son las variables relevantes del problema, ya que son proporcionales al nivel del mar y al desplazamiento de la interfaz a lo largo de la costa. Suponiendo una situación de verano, cuando el viento sopla hacia la cabeza del golfo, el signo de τ es negativo, lo cual significa, de (50), que una onda interna fue generada sobre la pared continental. La amplitud se incrementa linealmente desde un valor nulo en la boca hasta un máximo en la cabeza, la elevación del nivel del mar es positiva, y la velocidad de la capa superficial es negativa (entrante al golfo). Luego de recorrer la cabeza del golfo, la onda se propaga hacia afuera del golfo, atrapada contra la pared de Baja California, pero ahora con el viento en dirección opuesta, como en (49). La velocidad superficial es positiva (saliente) y el nivel del mar es positivo, sólo que decrece hacia la boca. De esta manera se comporta como una onda interna modificada por los efectos del viento desde un valor máximo en la cabeza hasta un valor prácticamente nulo en la boca.

La *Fig.(30)* muestra las amplitudes y fases a lo largo de la costa de Baja California y el continente como una función de la distancia a la cabeza del golfo para el nivel del mar y el desplazamiento de la interfaz obtenidas en la simulación. Las amplitudes crecen linealmente hacia la cabeza del golfo. Este comportamiento puede ser justificado usando (49) y (50). Con los valores usados en la *Tabla III* y una velocidad de 1.6 m s^{-1} , (49) predice un valor de 14.15 m para la amplitud de la interfaz en la cabeza, el cual resulta muy cercano al valor de la simulación, de 14.25 m. En Guaymas-Santa Rosalía la simulación da valores de 6.91 m sobre Baja California y 6.58 m sobre el continente, muy próximos a los calculados con la relación (49), de 7.07 m.

El coeficiente $A(x, t)$ es diferente de $B(x, t)$ porque la onda interna se propaga atrapada a costas diferentes y es modificada por la fricción y la topografía. Aunque las

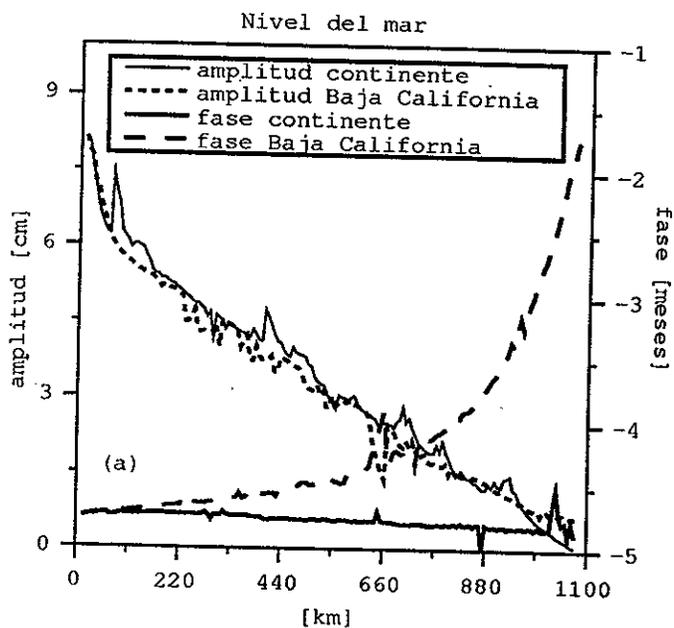


Figura 30: Experimento con el esfuerzo del viento: amplitudes costeras y fases de la elevación del nivel del mar como una función de la distancia a la cabeza del Golfo de California.

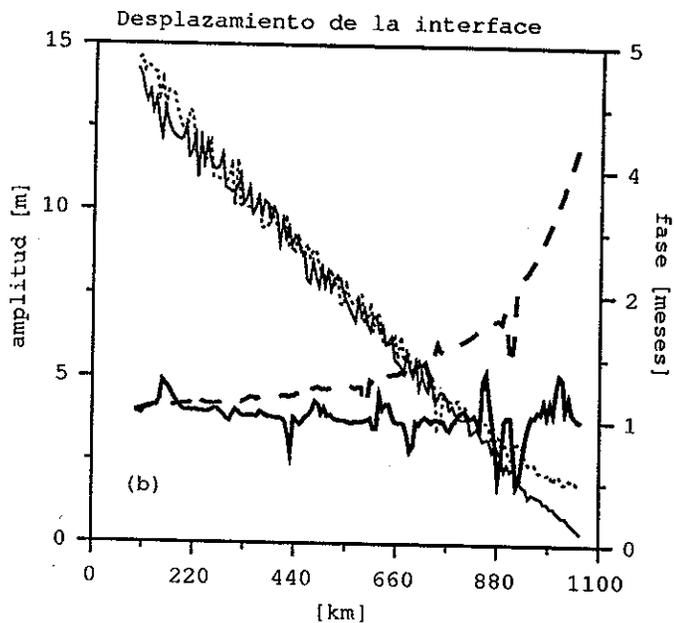


Figura 31: Idem *Fig.(30)* para el desplazamiento de la interface.

amplitudes son similares para una distancia fija desde la cabeza, hay una importante diferencia de fase como se puede ver en las *Figs.*(30) y (31). La diferencia de fase pronosticada por el modelo es de 12 *días* entre Guymas y Santa Rosalía.

Las velocidades transversales al golfo de la capa superior e inferior, *Fig.*(29b), son las más influenciadas por los cambios topográficos cercanos a las costas. Sin embargo, en la zona central de la sección, la velocidad transversal de la capa superficial es positiva y tiene un valor de 0.69 cm s^{-1} . De la ecuación de continuidad (41) se obtiene

$$v_1 = \frac{\tau H_2}{\rho H_T H_1 f} \left[\exp\left(-\frac{y}{a}\right) - 1 \right] \quad \text{cercano a } y = 0, \quad (51)$$

$$v_1 = \frac{\tau H_2}{\rho H_T H_1 f} \left[\exp\left(\frac{y - W}{a}\right) - 1 \right] \quad \text{cercano a } y = W. \quad (52)$$

Lejos de ambas paredes se obtiene una velocidad de Ekman $v_1 = -\tau H_2 / (\rho H_T H_1 f)$. Para la situación de verano, τ es negativo. Usando los valores de la *Tabla III* y evaluando en el centro de la sección se obtiene un valor de 0.64 cm s^{-1} , el cual resulta muy cercano a los valores de la simulación.

De esta manera, el patrón de circulación producido por el viento puede ser explicado si se supone que en esta escala el viento genera una onda interna forzada atrapada a la costa y alrededor de todo el golfo, y que toda la dinámica queda fuertemente afectada por el radio de deformación de Rossby interno. La circulación resultante se invierte de ciclónica en verano a anticiclónica en invierno.

III.4.2 El forzado del Océano Pacífico

Con el objeto de estudiar la variabilidad en la escala anual, la estructura transversal de una onda baroclínica de Kelvin de período anual de la forma (34) fue forzada en la boca del golfo. El flujo horizontal del calor en la boca del golfo fue estimado por *CLR94*, quien calculó un valor total de 40 TW de amplitud y una fase correspondiente a un máximo en noviembre. En el experimento numérico con el forzado por el viento se encontró que éste causaba un flujo horizontal del calor en la boca de 6.7 TW (1 terawatt = 10^{12} W) de amplitud y fase correspondiente a un máximo en noviembre. En (34), u_0 y Φ fueron elegidos de tal manera que la superposición de la respuesta de la onda baroclínica y la debida al esfuerzo del viento produzcan un flujo horizontal del calor en la boca igual al calculado por *CLR94*, es decir la onda interna entrante debe de producir un flujo de amplitud igual a 33 TW y fase en noviembre.

En este experimento numérico se eligió como único agente forzante la onda interna entrante al golfo. El resto de los forzamientos (esfuerzo del viento y calentamiento

superficial) junto con el parámetro de viscosidad horizontal de eddy μ fueron puestos con un valor nulo y por simplicidad la corrida se realizó usando la aproximación de *plano-f*.

La simulación comienza del estado de reposo. Durante los primeros días la onda se propaga hacia el interior del golfo atrapada a la costa de México continental, se amplifica por efectos de la topografía y se amortigua por efectos de la fricción con el fondo.

Una vez que la onda interna alcanza y recorre la cabeza del golfo sale del mismo como una onda baroclínica atrapada a la costa de Baja California. De esta manera la dinámica se puede expresar principalmente en términos de dos ondas internas que viajan en sentido opuesto y atrapadas en costas opuestas. Hay muy poca superposición entre las ondas debido al hecho de que el radio de deformación interno es pequeño en relación al ancho del golfo. Luego de un período de integración de 7 años, se alcanza un estado de equilibrio en el cual la energía total no cambia de un año a otro.

Los campos que resultan de este equilibrio se muestran en la *Fig.(32a)*, donde se ha graficado las amplitudes [cm] y fases [días] de la superficie libre. Las máximas amplitudes ocurren sobre las costas de el golfo, donde alcanzan valores de 12 cm, y disminuyen hasta 1.5 cm hacia el centro del golfo. Las amplitudes a lo largo de las costas del golfo son casi constantes. Hay una gran variabilidad transversal debido a que el radio de deformación interno promedio es de 30 km, un valor pequeño comparado con el ancho del golfo que es de 150 km en promedio y alcanza hasta 210 km. La variabilidad longitudinal de la elevación de la superficie es más grande en la región de las grandes islas, donde la sección transversal disminuye considerablemente, y en la cabeza, donde la onda se refleja.

Las fases muestran que las máximas elevaciones del nivel del mar ocurren en todo el golfo en agosto. Sin embargo, existe una importante variabilidad lateral, particularmente en la región sur del *GC*. La mayor variabilidad transversal ocurre en la boca, donde las máximas elevaciones ocurren en el lado del continente al comienzo de agosto y en el lado de la península a fines de agosto, resultando una diferencia de fase de 16 días. Si se considera una velocidad de fase promedio de 1.6 m s^{-1} para todo el golfo, y una longitud del golfo igual a 1000 km, la onda de Kelvin tardaría 15 días en recorrer todo *GC*, un valor muy cercano al resultado del modelo.

La *Fig.(32b)* muestra los contornos de amplitudes [m] y fases [días] para la interfaz. Las máximas amplitudes son del orden de 30 m sobre la costa del golfo y muestran una gran variabilidad lateral, nuevamente a causa del valor del radio de deformación interno de Rossby. La interfaz tiene una distribución espacial similar a la de la superficie libre,

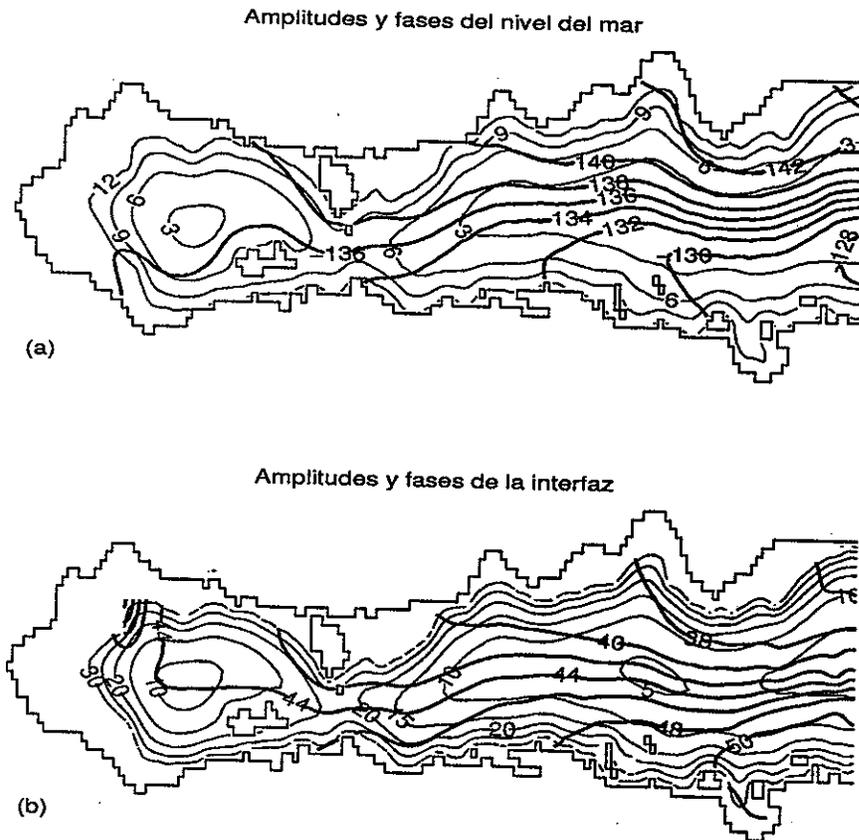


Figura 32: Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo. (a) Contornos de amplitud (línea sólida) en centímetros y contornos de fases (línea gruesa) en días para la elevación del nivel del mar. (b) Contornos de amplitud (línea sólida) en metros y contornos de fases (línea gruesa) en días para el desplazamiento de la interfaz.

y la fases son tales que ambos campos tienen signo opuesto como corresponde a un movimiento del tipo baroclínico.

En verano la circulación en la capa superior es ciclónica en todo el golfo, con flujos salientes del lado de Baja California. Las elevaciones positivas de la superficie libre corresponden al flujo ciclónico de verano. Taylor (1921) estudió la reflexión de una onda barotrópica en un canal. Tomando un canal semicerrado con dimensiones similares a las del *GC* y a la frecuencia anual, la solución de Taylor (1921) son dos ondas de Kelvin viajando sobre ambos lados del recinto. Cerca de la cabeza son necesarios modos evanescentes de Poincaré para satisfacer la condición de flujo nulo. Estos modos decaen muy rápidamente. Las dos ondas de Kelvin se pueden ver en (49) y (50) poniendo $\tau = 0$, y las fases relativas entre h_1 y u_1 se calculan con (45), (46), y con (47) (48), y entonces resulta $v_1 = 0$, como en (51) y (52). Como h_1 y u_1 decrecen con a hacia el centro del canal, las dos ondas internas de Kelvin prácticamente no se superponen. En la solución de Taylor las isolíneas de amplitud y fase constante del nivel del mar y del desplazamiento de la interfaz son paralelas a la costa excepto cerca de la cabeza, donde la onda retorna. La solución baroclínica obtenida con un golfo con topografía real es muy similar a la del problema de Taylor (1921), como se puede ver en las *Figs.*(32)(a) y (b). Aunque la estructura transversal de una onda de Kelvin incidente fue forzada en la boca, la topografía y la fricción en la región interior del golfo distorsionan la onda interna.

La *Fig.*(33) muestra las amplitudes y fases del nivel del mar como un función de la distancia a la cabeza del golfo. Las amplitudes costeras son irregulares, particularmente sobre el lado de Baja California, pero varían poco, del orden de los 12.6 cm. Las fases muestran claramente la propagación de la onda interna.

El patrón de circulación producido por la onda interna es similar al producido por el esfuerzo del viento, i.e., anticiclónico en invierno y ciclónico en verano. Ambos agentes forzantes definen un intenso giro en el *NGC*. Aún cuando el patrón de circulación es similar en la región sur, la circulación producida por la onda baroclínica es mucho más intensa en todo el golfo. Sin embargo, en general, los dos agentes forzantes, el esfuerzo del viento y el forzado baroclínico del Océano Pacífico están en fase en todo el golfo, lo cual hace muy difícil de determinar, excepto con un modelo, a cuál de estos dos forzantes se debe la variabilidad observada. La *Fig. 3* in *R97* muestra que la señal del nivel del mar se puede ver como una onda de Kelvin propagándose a lo largo de la costa del Pacífico Mexicano (incluyendo al *GC*), con una importante modificación local en el Golfo de Tehuantepec y el *GC*, lo cual podría ser atribuido al viento. El origen de las variaciones del nivel del mar en la escala global, en el sentido de si éste es forzado por los

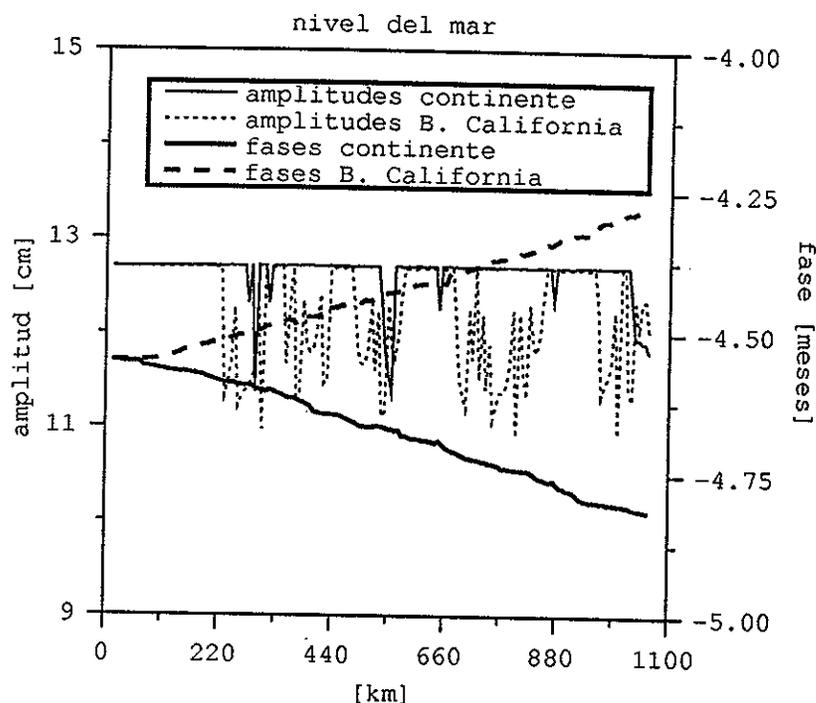


Figura 33: Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: Amplitudes costeras y fases de la elevación del nivel del mar como una función de la distancia a la cabeza del golfo.

vientos de gran escala o por el calentamiento solar, está claramente más allá del alcance de este trabajo. Sin embargo, se puede intentar una posible explicación de por qué el viento y la onda de Kelvin están en fase en la boca del golfo si se supone que la onda interna presumiblemente propagándose por las costas mexicanas hacia el norte alcanza la boca del golfo y se propaga directamente hacia su interior. Esta hipótesis es posible porque el golfo es rotacionalmente ancho y podría ser pensado como la continuación de la línea de costa del Océano Pacífico. De esta manera, la onda interna estaría en fase con la respuesta local, cuando entra al golfo, si se supone que esta onda es dirigida por los vientos de gran escala.

Nuevamente, los campos han sido promediados transversalmente como en (38) porque es necesario ver si la distribución horizontal del flujo horizontal del calor calculado con el modelo es similar a la estimada de los datos hidrográficos y que han sido estimados como una función de la coordenada x , *CLR94*. Los resultados son similares a aquellos de *R97* para la velocidad media de la capa superficial pero no lo son tanto para el nivel del mar como para el desplazamiento de la interfaz. La *Fig.(34)* muestra

la amplitud del nivel del mar, la cual es igual a 6.30 cm en la parte sur del golfo, y se incrementa a casi 10 cm y 12.5 cm en la región de las grandes islas y la cabeza del golfo respectivamente. La fase es casi constante e igual a 7.5 meses (agosto) para todo el golfo. Estos dos máximos en el nivel del mar y la interfaz se explican como sigue. Si el radio de deformación fuese mucho más grande que el ancho del golfo, una disminución del ancho del golfo no debería causar un incremento importante en el promedio transversal del nivel del mar como ocurre en el caso de la marea semidiurna. Pero en el caso en estudio el radio de deformación interno es más pequeño que el ancho del golfo. En consecuencia, una disminución en el ancho de una sección transversal casi hasta el valor de a , como en la región de las grandes islas y la cabeza, altera el promedio significativamente. Estos dos máximos no aparecen en el modelo unidimensional de *R97* porque f desaparece de las ecuaciones del movimiento en un modelo unidimensional.

Cada una de las tres variables $\bar{u}_1(x, t)$, $\bar{\eta}(x, t)$, $\bar{\zeta}(x, t)$ alcanzan su máximo en el mismo momento y en todo el golfo, y $\bar{u}_1(x, t)$, *Fig.(35)*, está defasada $\pm \frac{\pi}{2}$ con respecto a la elevación de la superficie y la interfaz respectivamente, lo cual corresponde a una onda interna estacionaria, aunque, como se mostró antes, esta onda interna, está formada por dos ondas viajando en sentido opuesto y que no se superponen una con otra excepto en puntos aislados del golfo.

La *Fig.(36)* corresponde al flujo horizontal del calor $F(x, t)$. La amplitud decrece linealmente desde 32 *TW* en la boca a cero en la cabeza y la fase permanece constante e igual a -1.5 meses (noviembre).

III.4.3 Circulación total.

En este último experimento numérico se han incluido los tres agentes forzantes principales, es decir, el esfuerzo del viento, el forzado del Océano Pacífico y el calentamiento superficial Q_s que se incluye en el modelo por medio de la ecuación (17). Se permite un calentamiento y enfriamiento local que afecta el gradiente de presión, aunque a causa de su forma lineal el calor no se advecta. Los valores de Q_s son aquellos calculados por *CLR94*. Las máximas amplitudes corresponden a la región central del golfo y alcanzan su máximo en julio.

El efecto del flujo superficial del calor sobre la circulación total no es importante. Un experimento llevado a cabo sólo utilizando este agente forzante mostró que éste produce un flujo horizontal del calor con un máximo valor en la boca 1.5 *TW* y una velocidad media de $\bar{u}_1(x, t) = 0.15 \text{ cms}^{-1}$. Las máximas variaciones del nivel del mar fueron de (1.5 cm) en la región central.

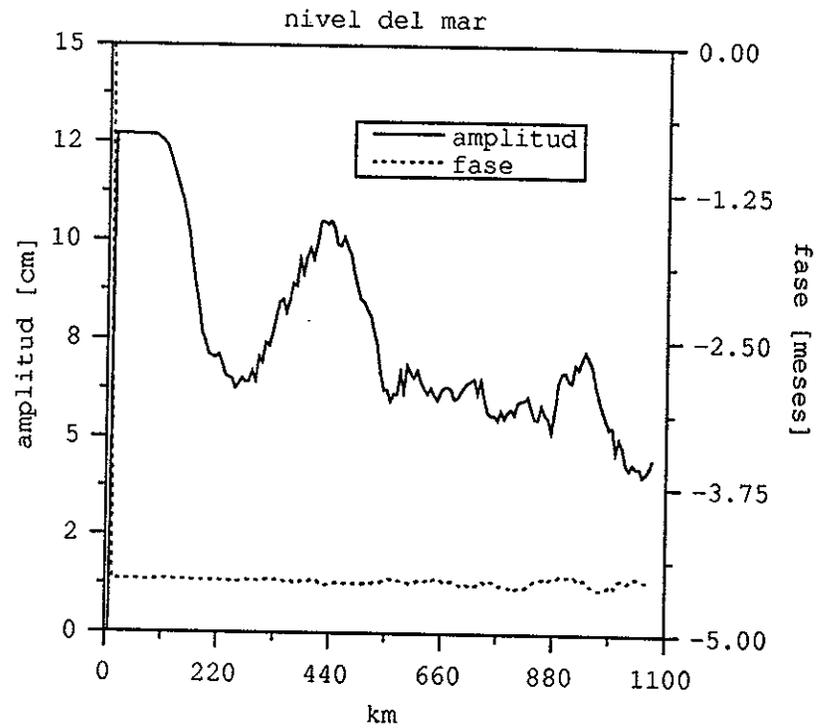


Figura 34: Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: Elevación del nivel del mar promediado transversalmente.

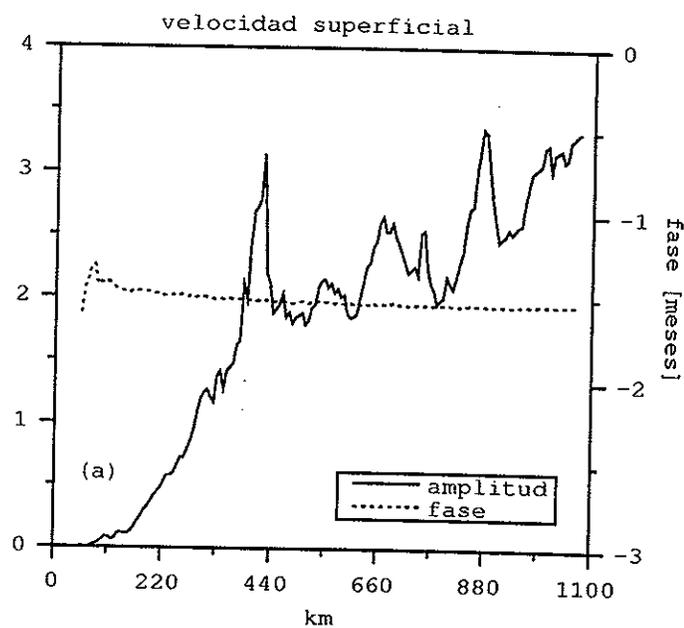


Figura 35: Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: velocidad de la capa superficial transversalmente integrada y como una función de la distancia a la cabeza del golfo de California.

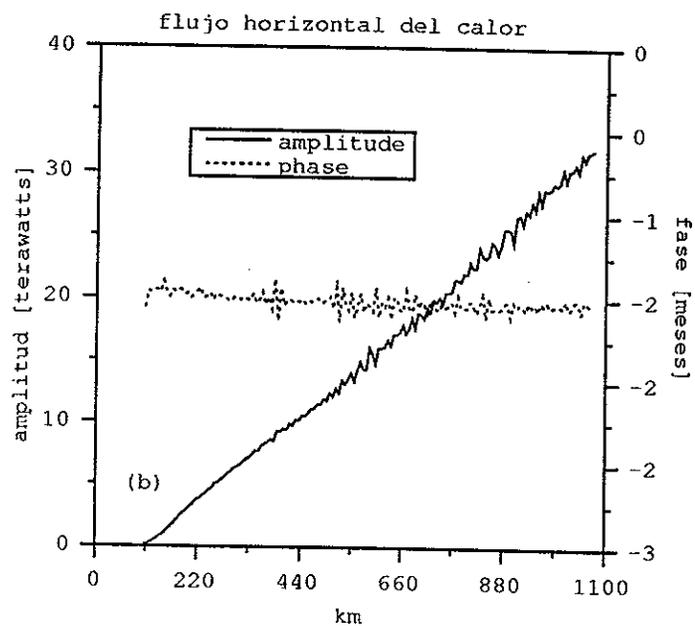


Figura 36: Respuesta al forzado baroclínico en la boca del golfo: flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo de California.

Los experimentos previos fueron llevados a cabo de la manera más sencilla posible. Éstos no incluyeron un término difusivo y no se permitió la variación de f . En esta corrida se incluyó un término de difusión lateral con un coeficiente $\mu = 30 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ y la simulación se realizó usando una dinámica de plano β . La simulación comienza del estado de reposo, y luego de integrar 7 años se alcanza el estado de equilibrio. Los resultados se pueden ver en la *Fig.(37)* y *Fig.(39)*, las cuales muestran las velocidades de la capa superior y la elevación del nivel del mar cada 45 días. El patrón de circulación es similar a la superposición de los casos ya mostrados, es decir la circulación producida por el esfuerzo del viento sumada al forzado de la estructuras de una onda de Kelvin en la boca del golfo. El hecho de incluir β tiene efectos menores y sólo ejerce una influencia pequeña en la circulación total. La circulación total muestra un patrón de circulación anticiclónico en invierno y ciclónico en verano en todo el *GC*. La evolución de los giros en la región norte del *GC* que se pueden ver en las *Figs.(37)* y *(39)* será explicada en la próxima sección.

Se llevo a cabo una corrida adicional manteniendo f constante. La diferencia entre ambas soluciones se estimó por medio de

$$\sigma(t) = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} (\xi^\beta - \xi^{f_0})^2}{\sum_{i,j} (\xi^\beta)^2}},$$

donde ξ^β y ξ^{f_0} son los campos instantáneos de la dinámica en *plano- β* y *plano - f* respectivamente. El máximo valor de $\sigma(t)$ para el nivel del mar es 1.2×10^{-4} y para el desplazamiento de la interfaz es 2.4×10^{-2} . La componente de la velocidad longitudinal al golfo de la capa del fondo tiene valores de $\sigma = 3.3 \times 10^{-2}$, y la componente transversal un valor de 2.2×10^{-2} . La máxima diferencia entre las soluciones ocurre en la velocidad superficial con valores de $\sigma = 13 \times 10^{-2}$ para la componente de velocidad longitudinal y $\sigma = 7 \times 10^{-2}$ para la componente transversal. Aún cuando existe una diferencia en la velocidad superficial, el efecto β sólo intensifica la circulación pero no cambia su patrón. La diferencia puede ser atribuida en parte al hecho de que en el *plano- β* la onda interna viaja en un medio donde el radio de deformación varía de un punto a otro no sólo por la topografía sino también por la variación de f .

La *Fig.(38)* muestra los campos para una situación de verano (agosto) en la sección de Guaymas-Santa Rosalía. La profundidad de cada capa es la que se muestra en la *Fig.(29)*. Las áreas sombreadas indican la costa de cada capa. La *Fig.(38a)* ilustra el nivel del mar y la velocidad de la capa superficial. Cerca de la costa de Guaymas (derecha) se puede ver que las velocidades son casi nulas en la región donde existe una sola capa. En lugares donde la topografía permite dos capas las velocidades (entran-

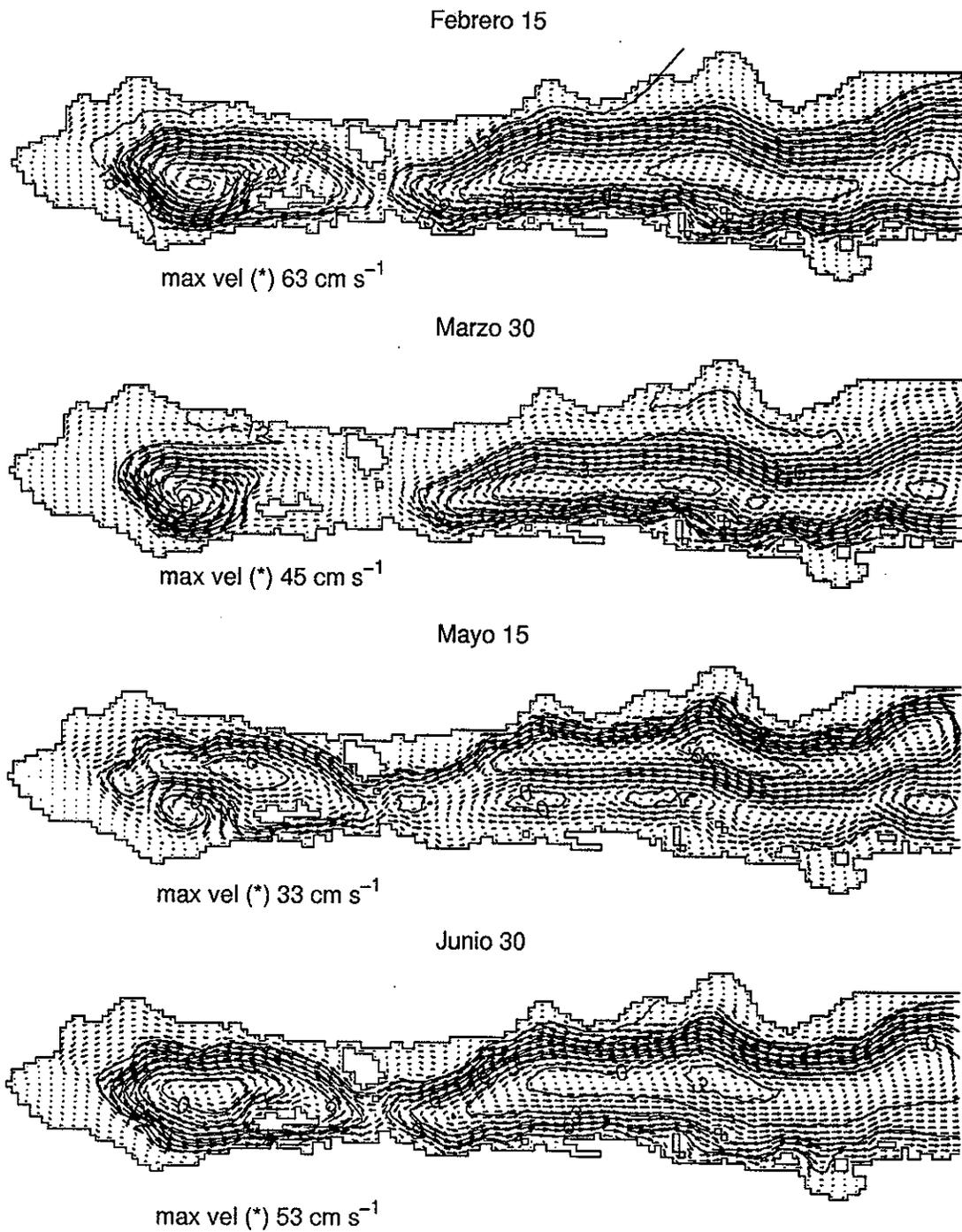


Figura 37: Solución al forzado total en la escala anual: velocidades superficiales en cm s^{-1} y elevación del nivel del mar en centímetros cada 45 días.

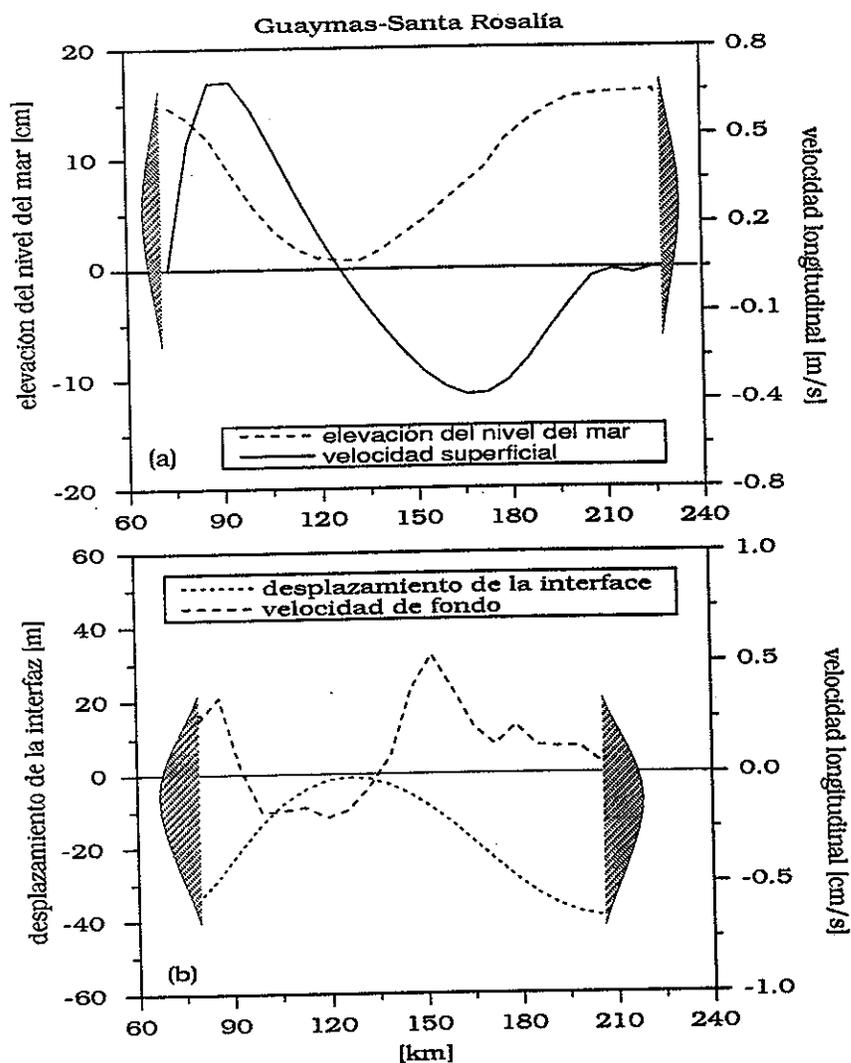


Figura 38: Respuesta al forzado total en la escala anual: sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía mostrando los campos instantáneos para el verano y como una función de la coordenada transversal al golfo. Superior, elevación del nivel del mar y componente longitudinal de la velocidad (positiva hacia afuera del golfo). Inferior, desplazamiento de la interfaz y componente longitudinal de la velocidad.

tes) se incrementan hacia el interior de la sección y entonces decrecen con el radio de deformación cerca del centro de la sección. De esta manera la dinámica está confinada a la región interior del golfo. El nivel del mar alcanza su máximo en la región donde la interfaz intersecta el fondo y es entonces transmitida hacia la costa con un valor constante. Esta es la razón por la que las regiones costeras pueden capturar características del movimiento baroclínico.

La capa de fondo *Fig.*(38b) muestra la situación opuesta, con velocidades salientes del golfo sobre el lado de Guaymas. Las velocidades del fondo indican una mayor variabilidad que las de la superficie porque éstas están afectadas directamente por la fricción y la topografía. Los valores altos de la velocidad transversal en la *Fig.*(40a), se deben al hecho de que la sección se angosta en esta zona del golfo y la velocidad paralela a la costa tiene un componente pronunciada en la dirección y .

III.4.4 Comparación con las observaciones.

Con el objeto de comparar los resultados de la simulación con las observaciones en la escala anual, los campos obtenidos con el modelo (en el equilibrio) y correspondientes al séptimo año de integración se muestran en términos de la amplitud y la fase. La *Fig.*(40b) muestra el flujo horizontal del calor transversalmente integrado como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Los símbolos corresponden a los valores calculados por *CLR94*, y las curvas continuas a los valores del modelo. Ambos valores se hicieron coincidir en la boca del golfo; en el interior del golfo los valores calculados por el modelo siguen una distribución similar tanto en la amplitud como en la fase a aquellos calculados por *CLR94*, o sea, la amplitud decrece linealmente hacia la cabeza y la fase permanece constante e igual a 10.7 meses. Este resultado se considera importante porque significa que la dinámica propuesta para explicar la variabilidad anual reproduce la distribución del flujo horizontal del calor obtenido a partir de datos hidrográficos históricos.

Las observaciones del nivel del mar en el golfo provienen de ocho estaciones mareográficas costeras (ver *Fig.*(1). El análisis del nivel del mar es absolutamente robusto. Por ejemplo, la *Fig.*(41a) muestra los valores medios mensuales (símbolos) de dos estaciones localizadas una frente a otra. El ajuste de la señal anual¹ en Guaymas y Santa Rosalía explica el 96% y 98% de la varianza respectivamente. Se alcanzan máximos de 19.7 cm el 14 de agosto en Guaymas y de 15.3 cm el 27 de agosto en Santa Rosalía.

¹Las series de tiempo se ajustan por cuadrados mínimos al armónico anual usando $A(t) \sim A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \sin \omega t$, donde $2\pi/\omega = 1$ año y A representa el nivel del mar a un cierto (x, y) .

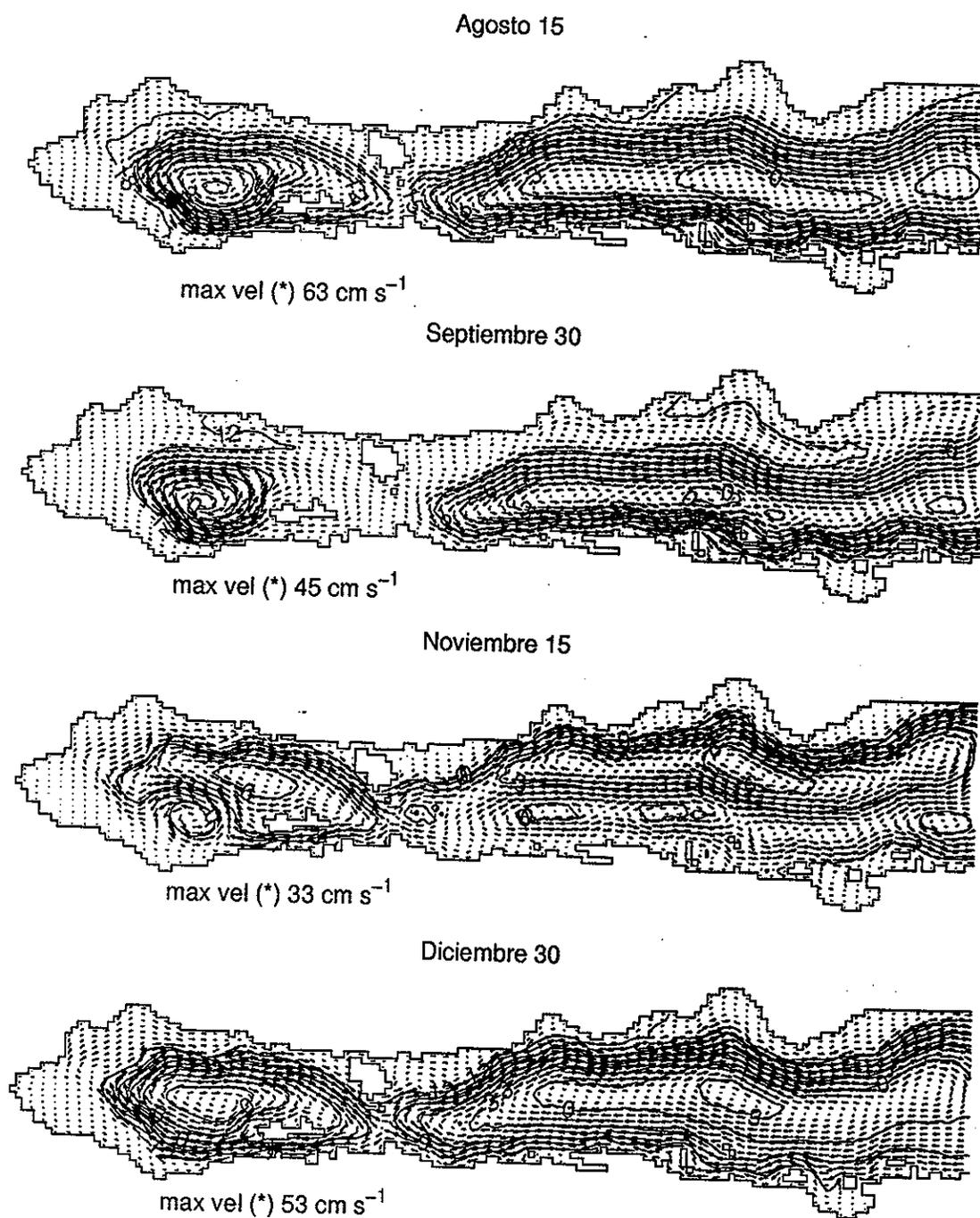


Figura 39: Solución al forzado total en la escala anual: velocidades superficiales en cm s^{-1} y elevación del nivel del mar en centímetros cada 45 días.

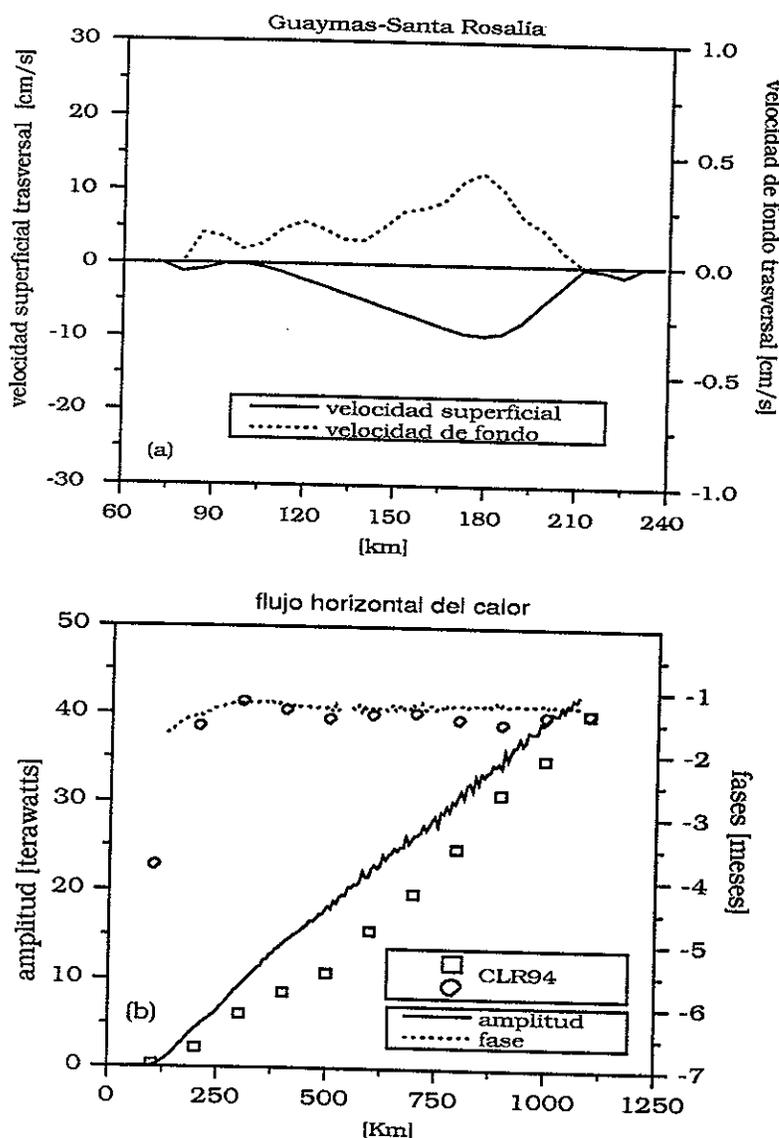


Figura 40: Respuesta al forzado total en la escala anual. a), sección transversal entre Guaymas y Santa Rosalía mostrando los campos instantáneos para el verano de la velocidad transversal superficial y de fondo y como una función de la coordenada transversal al golfo, velocidad superficial y de fondo. b), flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Los símbolos indican valores obtenidos por *CLR94*. Las líneas sólidas y de puntos corresponden a las amplitudes y fases obtenidas con el modelo.

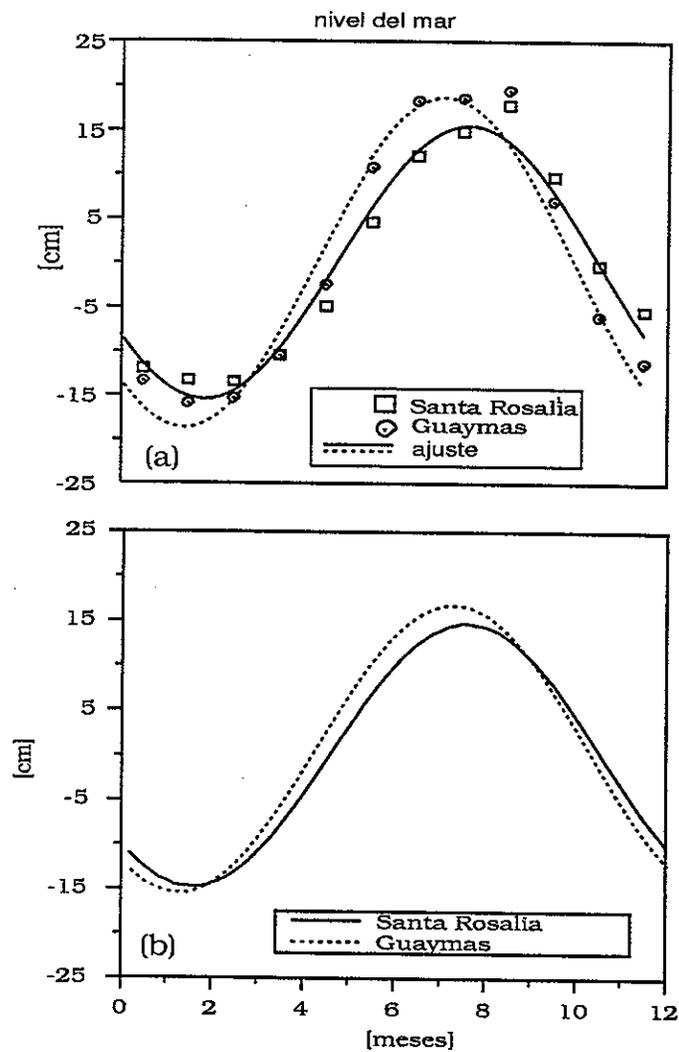


Figura 41: Valores medios mensuales, (climatología) del nivel del mar en dos estaciones situadas aproximadamente en el medio del golfo. (a) Valores observados y el ajuste armónico. (b) Valores instantáneos obtenidos con el modelo.

Las diferencias entre ambas estaciones son significativas porque la incertidumbre de la amplitud es de 1 cm, y la de la fase de 3 a 4 días.

En la *Fig.(41b)* las curvas corresponden al nivel del mar instantáneo obtenido con el modelo en Guaymas (línea de puntos) y Santa Rosalía (línea sólida) y durante el último año de simulación. Nótese que el modelo predice una diferencia de fase entre ambas costas similar a la observada, pero subestima la diferencia de amplitud entre las dos costas.

La *Tabla IV* muestra las amplitudes, las fases y el porcentaje de la varianza explicada para las ocho estaciones costeras usadas en este trabajo, y las amplitudes y fases de la presión atmosférica expresadas como centímetros de agua para seis estaciones localizadas en el *GC*. Con el objeto de obtener la presión subsuperficial, el nivel del mar fue corregido por medio de una interpolación lineal de la presión atmosférica. Los resultados se muestran en la *Fig.(42)*, donde la amplitud y la fase para cada estación han sido indicadas por medio de símbolos y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Las barras indican los errores en el ajuste.

Tabla IV : Amplitudes, fases y porcentaje de la varianza estacional del nivel del mar explicada por la componente armónica.

<i>Estación</i>	<i>Amp. (cm)</i>	<i>fase (días)</i>	<i>var. (%)</i>
San Felipe	18.7	-140	97
Puerto Peñasco	18.1	-129	92
Bahía de los Ángeles	17.4	-131	97
Santa Rosalía	15.3	-126	98
Guaymas	19.7	-144	96
Loreto	14.5	-117	96
Yávaros	17.1	-139	97
Topolobampo	17.0	-134	96
La Paz	12.6	-108	98

Idem para la presión atmosférica

<i>Estación</i>	<i>Amp. (cm)</i>	<i>fase (días)</i>	<i>var. (%)</i>
San Felipe	4.6	1	91
Santa Rosalía	3.0	7	87
Guaymas	3.2	15	92
Loreto	3.4	17	93
Puerto Peñasco	4.4	12	95
Mazatlán	1.6	30	84

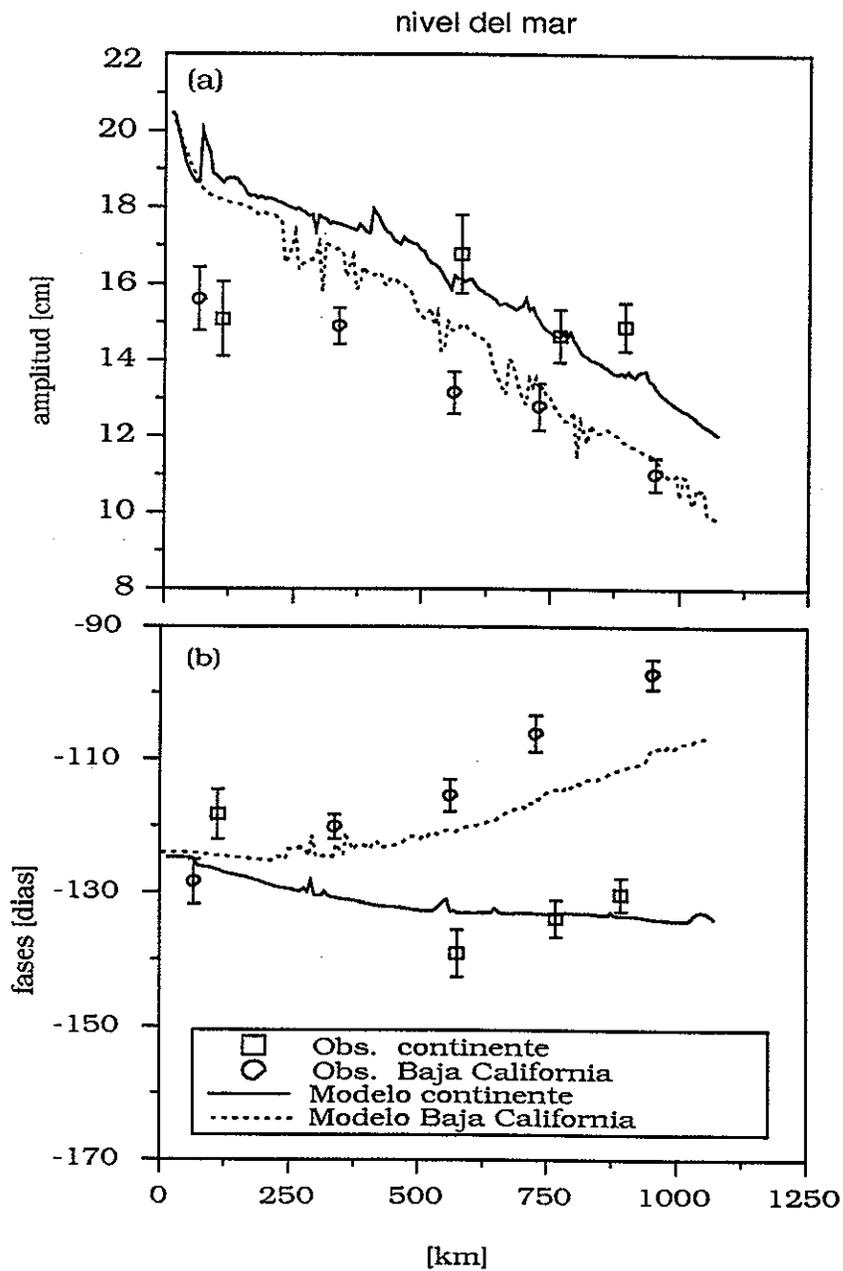


Figura 42: Respuesta al forzado total. Comparación entre la elevación del nivel del mar obtenida con el modelo y las observaciones (símbolos) como una función de la distancia a la cabeza del golfo.

Como se puede ver en la *Fig.(42)*, las observaciones del nivel del mar muestran una gran variabilidad a lo largo y transversal al golfo. La variabilidad longitudinal al golfo puede verse en esta figura cuando promediando las amplitudes complejas de las observaciones sobre ambas costas resulta que la amplitud se incrementa hacia la cabeza del golfo y la fase permanece constante y cercana a los 8 meses. La variabilidad transversal al golfo muestra que las amplitudes de las observaciones sobre el lado del continente son siempre más grandes que aquellas ubicadas sobre el lado de Baja California, en la región central y sur del *GC*. También se puede ver en la *Fig.(42a)* que el modelo predice la variabilidad longitudinal observada en las amplitudes en la región central y sur del golfo. Cerca de la cabeza existen dos puntos de observación (San Felipe y Puerto Peñasco) donde el modelo estima amplitudes más grandes. Los resultados del modelo también confirman la variación observada en el nivel del mar entre una costa y otra, o sea, las amplitudes obtenidas con el modelo sobre el lado del continente son más grandes que aquellas obtenidas sobre la península. Sin embargo el modelo, subestima las diferencias de amplitudes entre ambas costas. Mientras se observa una diferencia máxima de 4 cm es observada, el modelo predice una máxima de solo 2.3 cm. En la simulación, la diferencia de amplitudes entre ambas costas se debe a los efectos de la fricción con el fondo y a la difusión lateral. Aunque un incremento en los coeficientes de fricción de fondo y difusión lateral podría resultar en un mejor ajuste entre los resultados del modelo y las observaciones, también resulta claro que otros procesos no considerados en este modelo simplificado podrían estar contribuyendo a la diferencia de amplitudes observada entre ambas costas.

En la *Fig.(42b)* las fases del modelo pueden verse como incrementándose hacia la cabeza y luego hacia la boca sobre el lado de Baja California si todo se ve desde la boca sobre el lado del continente. El comportamiento de las fases del modelo es entonces similar a las observaciones. Por ejemplo, la diferencia de fase entre La Paz y Topolobampo es de 33 días de acuerdo a las observaciones y de 26 días de acuerdo con el modelo; la diferencia entre Loreto y Yávaros es de 25 días en las observaciones y de 17 días en el modelo; la diferencia entre Guaymas y Santa Rosalía es de 20 días en las observaciones y 12 días en el modelo.

III.5 Conclusiones

Las observaciones del nivel del mar en la escala anual en el *GC* han sido reproducidas con un modelo lineal de dos capas. En la parte central y sur del golfo los valores de la elevación del nivel del mar obtenidas con el modelo coinciden bien con las observaciones

tanto en la amplitud como en la fase, y en una medida menor con la diferencia del nivel del mar entre ambas costas del golfo. Cerca de la cabeza del golfo el modelo predice amplitudes más grandes que las observadas.

Para explicar la variabilidad anual se han utilizado tres agentes forzantes principales: el esfuerzo del viento, el calentamiento superficial y el flujo horizontal del calor observado en la boca del golfo. Se ha supuesto que el forzamiento en la boca del golfo se debe a la acción del Océano Pacífico, el cual fuerza una onda baroclínica entrante. Los tres agentes forzantes producen principalmente un patrón de circulación baroclínico. El esfuerzo del viento también genera un patrón de circulación barotrópico pero restringido a las regiones someras; sin embargo, el transporte neto fuera de la costa es prácticamente nulo. De esta manera el movimiento cercano a la boca del golfo es marcadamente baroclínico porque en esta región los gradientes topográficos son pequeños y las profundidades son grandes.

La amplitud del flujo horizontal del calor en la boca del golfo ha sido fijada en 40 TW, que es el valor observado por *CLR94*. La onda interna produce un flujo horizontal del calor de 30.8 TW, el esfuerzo del viento 6.7 TW y el calentamiento superficial 1.5 TW. El efecto de cada uno de estos tres forzantes sobre la variabilidad observada en el nivel del mar sobre las costas de el golfo se explica como sigue. La onda interna produce una amplitud del nivel del mar de 12 cm sobre las costas del golfo y el viento produce una pendiente del nivel del mar variando desde un valor prácticamente nulo en la boca a 8 cm en la cabeza del golfo. Ambos agentes forzantes son responsables de la diferencia de fase del nivel del mar entre ambas costas. El calentamiento superficial produce elevaciones de 1.25 cm, lo cual ocurre solamente en una región cercana a la región de las grandes islas, donde este forzamiento tiene su máximo. La diferencia de amplitudes del nivel mar entre ambas costas calculada con el modelo es causada por fenómenos disipativos, o sea, fricción contra el fondo y difusión lateral.

La dinámica propuesta en este trabajo reproduce la distribución horizontal del flujo horizontal del calor en todo el interior del golfo tanto en la amplitud como en la fase. Los resultados de la simulación muestran que la variabilidad transversal al golfo es tan importante como la variabilidad longitudinal para los dos agentes forzantes más importantes, el esfuerzo del viento y el forzamiento en la boca del golfo. Esto se atribuye al pequeño valor del radio de Rossby interno en comparación con el ancho del golfo. Como no se dispone de observaciones del nivel del mar en el interior del golfo que no sean las existentes cerca de la costa, no se ha podido corroborar esta importante variabilidad transversal predicha por el modelo.

La onda interna forzada en la boca y el esfuerzo del viento actuando en la superficie

del golfo están en fase y producen un patrón de circulación muy parecidos. Más aún, la circulación total puede ser explicada por medio de una onda interna atrapada a la costa que se propaga alrededor de toda la costa del golfo. La onda baroclínica es causada por el Océano Pacífico y el viento, el cual genera una onda interna forzada. La onda interna se propaga como una señal tipo Kelvin aunque muy distorsionada por efectos de la topografía y la fricción de fondo. Sin embargo, los efectos individuales de cada agente forzante sobre las elevaciones costeras y el desplazamiento de la interfaz son diferentes. Mientras las elevaciones del nivel del mar producidas por la onda interna libre son casi uniformes en todo el golfo, la onda interna forzada por el viento produce elevaciones sobre las costas que crecen linealmente en la amplitud hacia la cabeza del golfo.

El patrón de circulación obtenido es ciclónico en verano y anticiclónico en invierno. Este esquema de circulación puede ser explicado como un flujo entrante y uno saliente intensificados sobre ambas costas del golfo y que revierten su sentido de circulación de verano a invierno. La capa superficial es energética y en la capa del fondo las velocidades son bajas. Las velocidades de la capa superior alcanzan valores máximos de 65 cm s^{-1} . Esto está relacionado con el espesor de la capa superior, el cual ha sido elegido como $H_1 = 70 \text{ m}$, y con el hecho de que la capa superficial está libre de los efectos de la fricción. Las altas velocidades también están relacionadas con las grandes oscilaciones de la interfaz, las cuales ocurren donde el espesor de la capa de fondo disminuye considerablemente. Esto podría implicar una gran excursión de la interfaz donde ésta intercepta la topografía. Un modelo futuro debería incluir procesos como el de abordaje, lo cual evitaría el colapso de la capa superficial, enfriaría la capa superior y crearía fricción en el fondo de la capa superficial produciendo una simulación posiblemente más realista.

IV El giro estacional en la región norte del Golfo de California.

Resumen

El patrón de circulación en la región norte del Golfo de California, que resulta de mediciones de boyas de deriva y observaciones hidrográficas, puede ser explicado usando los resultados de un modelo lineal de dos capas en ecuaciones primitivas forzado, en la frecuencia anual, por el Océano Pacífico, el esfuerzo del viento, y el flujo superficial de calor. La circulación superficial modelada consiste de un giro ciclónico de junio a octubre y de un giro anticiclónico de diciembre a abril. Ambos giros están localizados en la parte central de la región norte del Golfo de California, la cual incluye la isla Ángel de la Guarda. Las máximas intensidades de los giros ocurren en agosto y febrero, con valores de velocidades superficiales 65 cm s^{-1} (en concordancia con las observaciones) y velocidades débiles y opuesta en la capa de fondo. Finalmente en junio/julio y diciembre/enero el giro que se está desarrollando está todavía conectado con el resto del Golfo de California a través de la angostura entre la isla Tiburón, la isla de San Esteban y la costa de Baja California. En la región norte del Golfo de California, las velocidades en la señal anual son una combinación de movimientos barotrópicos y baroclínicos de similar intensidad acoplados por los cambios de topografía. Así, solo una parte de la dinámica está asociada a grandes oscilaciones de la interfaz, las cuales muestran valores de 40 m.

IV.1 Introducción

La variabilidad anual en el *GC* ha sido estudiada en la sección anterior y parte de los resultados pueden encontrarse en *Ripa* (1997) y *Beier* (1997), de ahora en adelante *R97* y *B97* respectivamente. Basándose en una conjetura formulada por *Ripa* (1990), *R97* y *B97* usaron modelos numéricos cuyos resultados comparables con los que se obtienen del análisis de las principales variables oceanográficas en la frecuencia anual. Estos modelos indican que la variabilidad estacional de el *GC* es principalmente forzada por el Océano Pacífico con el esfuerzo del viento y el calentamiento superficial en segundo lugar. En *B97*, el efecto de el Océano Pacífico es introducido especificando en la boca del *GC* la estructura transversal de una onda interna de Kelvin incidente atrapada contra la pared de México continental. Luego de propagarse alrededor de las costas interiores, la onda abandona el golfo atrapada contra la costa de Baja California. Esta onda es fuertemente influenciada por la topografía, la disipación, y de una manera

menor por la variación del parámetro de Coriolis con la latitud. Toda la dinámica es influenciada por un valor pequeño del radio de deformación de Rossby interno del orden de 30 km. La respuesta del golfo al esfuerzo del viento, por otro lado, puede ser explicada como una onda costera forzada que, atrapada contra la costa, se propaga a lo largo de todo el *GC* y cuya amplitud crece desde un valor nulo en la boca (del lado del continente) a un valor máximo en la cabeza, y luego decrece hacia la boca y sobre la costa de Baja California, debido al efecto opuesto del viento. La onda forzada por el viento puede ser vista como una superposición de una onda de Kelvin y modos topográficos de Rossby (ver *R97* y *Ripa y Zavala-Garay*, 1999), aunque la topografía, las variaciones de la línea de costa y la fricción acoplan todos los modos verticales y transversales.

La importancia relativa del Océano Pacífico y el esfuerzo del viento se pueden ver en la *Fig. (43)*, la cual muestra resultados del modelo de *R97* en una corrida realizada sin fricción. La mayor parte de la energía es interna, indicando una preponderancia del movimiento baroclínico, excepto en una región somera cerca de la cabeza. En la región del *NGC*, el efecto acumulativo del viento es dos o tres veces más pequeño que el debido al Océano Pacífico, aunque ambos agentes son importantes en la señal total.

Lavín et al. (1997), de ahora en adelante *L97*, usaron boyas *Argos* para observar velocidades superficiales en el *NGC* desde septiembre 13 a octubre 9, 1995 y desde febrero 19 a abril 18, 1996. Sus observaciones indican que durante el período septiembre-octubre existió un giro ciclónico bien definido que ocupó toda el área central y sur del *NGC*. Para el período febrero-abril, encontraron un giro anticiclónico, el cual se hallaba ligeramente desplazado hacia el nor-oeste, pero con las mismas características que el giro de septiembre-octubre, i.e., con velocidades promedio de 30 cm s^{-1} , siete días de tiempo de rotación y velocidades máximas de 50 cm s^{-1} . Las observaciones realizadas por *L97* son las primeras mediciones directas que confirman las predicciones del modelo numérico que se presentaron en la sección anterior, es decir, que el patrón de circulación en el *NGC* es un giro estacional que revierte su sentido de rotación con las estaciones. Usando datos de CTD simultáneos a las observaciones de corrientes, *L97* especuló sobre la estructura vertical de los giros y concluyó que el de verano es de características baroclínicas, mientras que el de invierno es una combinación de movimientos barotrópicos y baroclínicos.

Argote et al. (1997) simularon la circulación en el *GC* inducida por un viento típico de invierno usando un modelo no lineal y promediado en la vertical. Los resultados numéricos fueron comparados con observaciones realizadas por un arreglo de corrientímetros a diferentes profundidades desde el 1 de diciembre de 1994 hasta el 6 de

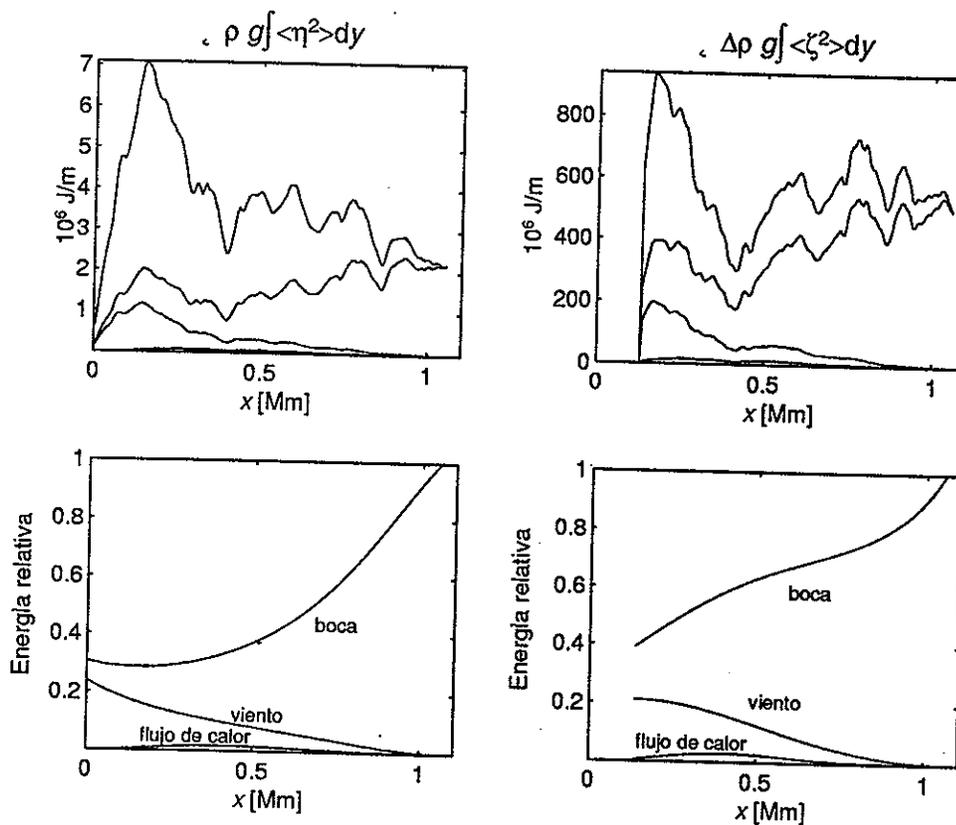


Figura 43: Promedio temporal de la energía por unidad de longitud de la superficie [izquierda] e interna [derecha] correspondiente a los campos de la frecuencia anual. Las curvas de guiones-puntos y puntos indican los resultados individuales del forzamiento producido sólo por el Océano Pacífico, el esfuerzo del viento y el flujo de calor por la superficie. El efecto combinado de los tres agentes forzantes (línea sólida) es mas grande que la suma de las energías individuales porque el Océano Pacífico y el esfuerzo del viento actúan prácticamente en fase. Las gráficas inferiores muestran las energías en una corrida con sólo un forzamiento relativo a la energía en la corrida completa.

febrero de 1995. *Argote et al.* (1997) encontraron un esquema de circulación anticiclónica tanto en el modelo como en las observaciones, aunque las magnitudes de las corrientes observadas fueron de 5 a 6 veces más altas que las obtenidas con el modelo barotrópico, aún usando un esfuerzo del viento con una magnitud característica de un evento de mesoescala. Más aún, la circulación anticiclónica obtenida con el modelo no es cerrada. Ellos concluyeron que el efecto de la estratificación debía ser considerado (el *NGC* no es homogéneo en invierno) si se quieren obtener velocidades más realistas. *Tanahara-Romero* (1997), obtuvo el giro anticiclónico de invierno utilizando un modelo numérico de niveles y estratificado, los valores bajos de las velocidades obtenidas probablemente se deban al no haber considerado la acción del Océano Pacífico en la boca del Golfo de California. En el modelo de *B97* el contraste de densidad entre ambas capas cambia debido sólo al flujo superficial del calor. Los cambios de densidad no son suficientes para reproducir las variaciones de la estratificación reportados por *Carrillo-Briebezca* (1996). En un modelo más realista se debería incorporar la mezcla vertical que ocurre en invierno.

IV.2 La región norte del Golfo de California.

IV.2.1 Resultados del modelo.

Los resultados presentados en esta sección para el *NGC* corresponden a aquellos obtenidos para todo el *GC* en la *Sección III*, donde también se da una descripción del modelo y los parámetros utilizados en la simulación. El modelo es forzado en la frecuencia anual con un esfuerzo del viento τ con un máximo valor de τ/ρ de $3.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (correspondiente a una velocidad del viento de 5.3 m s^{-1}) y fase correspondiente a un máximo en febrero. La dirección del esfuerzo del viento es la que corresponde al eje principal (longitudinal) del golfo. El flujo superficial del calor tiene una máxima amplitud en la región de las grandes islas, y fase correspondiente a un máximo en junio. La amplitud y fase de la estructura transversal de una onda incidente en la boca del *GC* produce, en conjunción con los otros agentes forzantes, un flujo horizontal del calor de 40 TW y fase correspondiente a un máximo en noviembre. Más aún, en todo el golfo el flujo horizontal del calor transversalmente integrado coincide con los resultados de *Castro, Lavín y Ripa* (1994) obtenidos a partir del banco de datos oceanográficos históricos. La variación estacional observada del nivel del mar a lo largo de las costas del *GC* es reproducida tanto en la amplitud como en la fase. Usando estos resultados se puede concluir que una región interior, como el *NGC*, está bajo la acción directa del mar inmediatamente adyacente.

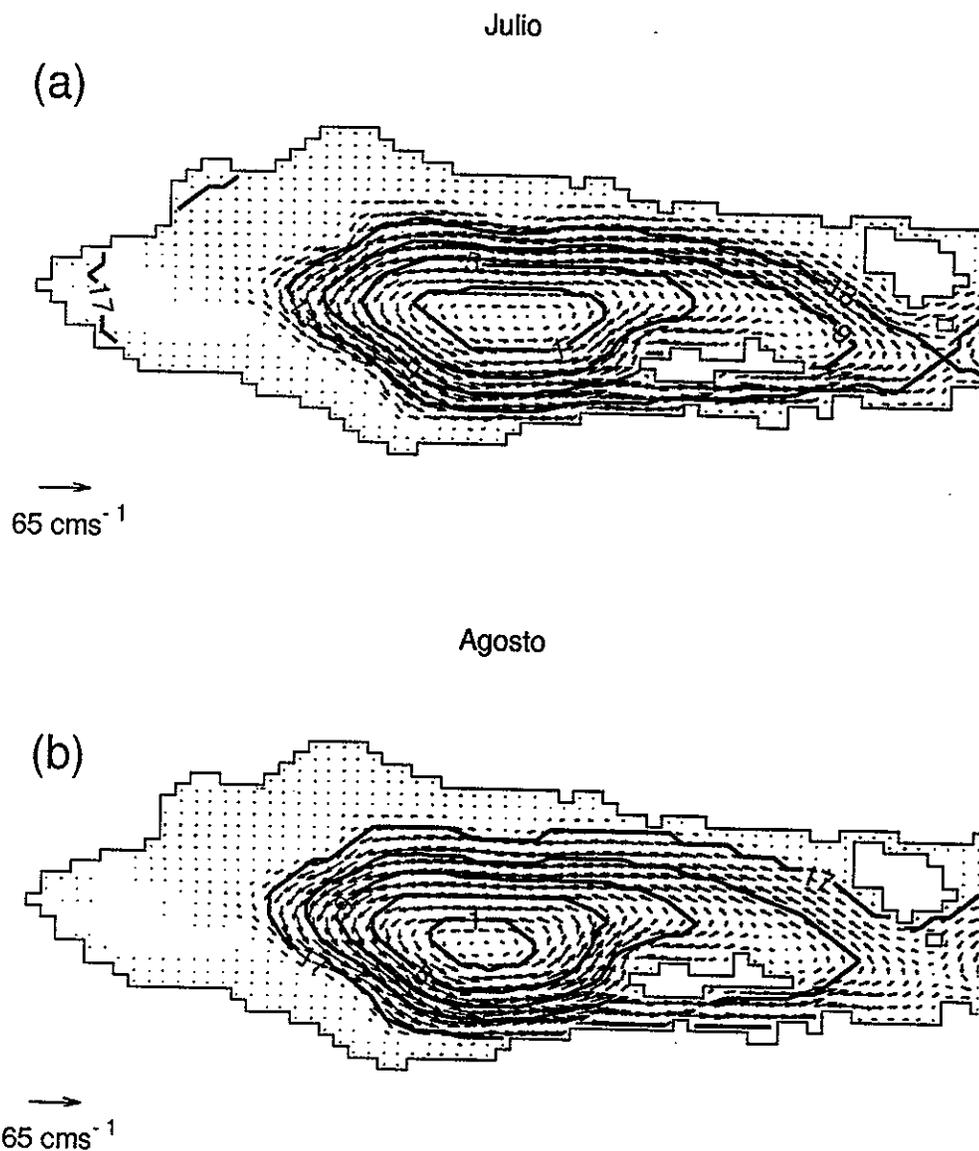


Figura 44: Predicción del modelo tridimensional forzado en la frecuencia anual: campos superficiales durante julio y agosto. En enero y febrero la elevación superficial y las velocidades son las opuestas a las mostradas en esta figura (existe una sola frecuencia en el modelo). El Golfo Norte de California se extiende 400 km desde la cabeza, incluyendo La Isla Ángel de la Guarda. La comunicación con el resto del Golfo de California es a través de la angostura entre la Isla Tiburón y la Isla San Esteban, y entre esta última y la costa de Baja California.

La *Fig.(44)* muestra la elevación del nivel del mar y las velocidades superficiales para julio y agosto. El patrón de circulación consiste de un intenso giro ciclónico que ocupa toda la región central y sur del *NGC*, con velocidades máximas durante el mes de agosto de el orden de 63 cm s^{-1} . En la región profunda, las elevaciones del nivel del mar están asociadas con el giro y alcanzan valores de 15 cm , los cuales decrecen hacia el centro dentro de un radio de deformación interno. Las velocidades son muy bajas en la región somera, del orden de 5 cm s^{-1} . A medida que el verano avanza, el giro se contrae y se mueva hacia la Cuenca Delfín, cerca de las costas de Baja California, como se muestra en la *Fig.(45)*, que corresponde a septiembre. Las máximas velocidades en los meses de verano ocurren sobre el lado de Baja California. Durante agosto, septiembre y octubre, las velocidades en la región comprendida entre esta última y la costa de Baja California son prácticamente nulas y la circulación en el *NGC* esta aislada del resto del golfo.

Las *Fig.(45b)* y *Fig.(46a)* corresponden al período de transición de circulación ciclónica a anticiclónica. En octubre, una corriente intensa comienza a desarrollarse cerca del continente mientras el giro ciclónico comienza a contraerse y debilitarse, con máximas del orden de 30 cm s^{-1} .

El giro anticiclónico continúa desarrollándose hasta noviembre, aunque existe todavía un giro muy débil ciclónico muy cerca de la costa de Baja California. En noviembre, los tres agentes forzantes producen un flujo horizontal del calor de 14 TW a través del estrechamiento de las grandes islas. Este flujo del calor se corresponde con una velocidad superficial promedio de 3 cm s^{-1} hacia la región central del *GC* (ver *R97* o *B97*). En diciembre el giro anticiclónico cubre la totalidad del *NGC*, como se muestra en la *Fig.(45b)*.

Como el modelo es lineal y forzado con una sola frecuencia, la circulación de invierno y la transición de verano a invierno son las que se muestran en las *Figs.(44, 45, 46)* con signos opuestos para las elevaciones del nivel del mar y las velocidades superficiales, o sea, un giro anticiclónico bien definido en la región central del *NGC* durante febrero, con un intercambio prácticamente nulo con el resto del *GC*, y un período de transición de circulación anticiclónica a ciclónica en abril y mayo, con un intercambio producido por intensas corrientes entrantes y salientes a través de la contracción de las grandes islas.

La comparación del patrón de circulación pronosticado por el modelo con las observaciones no es sencilla por el hecho de que en las pocas observaciones de corrientes disponibles hay otras escalas involucradas diferentes de la escala anual. Por ejemplo, las observaciones de *L97* cubren períodos de un mes y un mes y medio. Durante es-

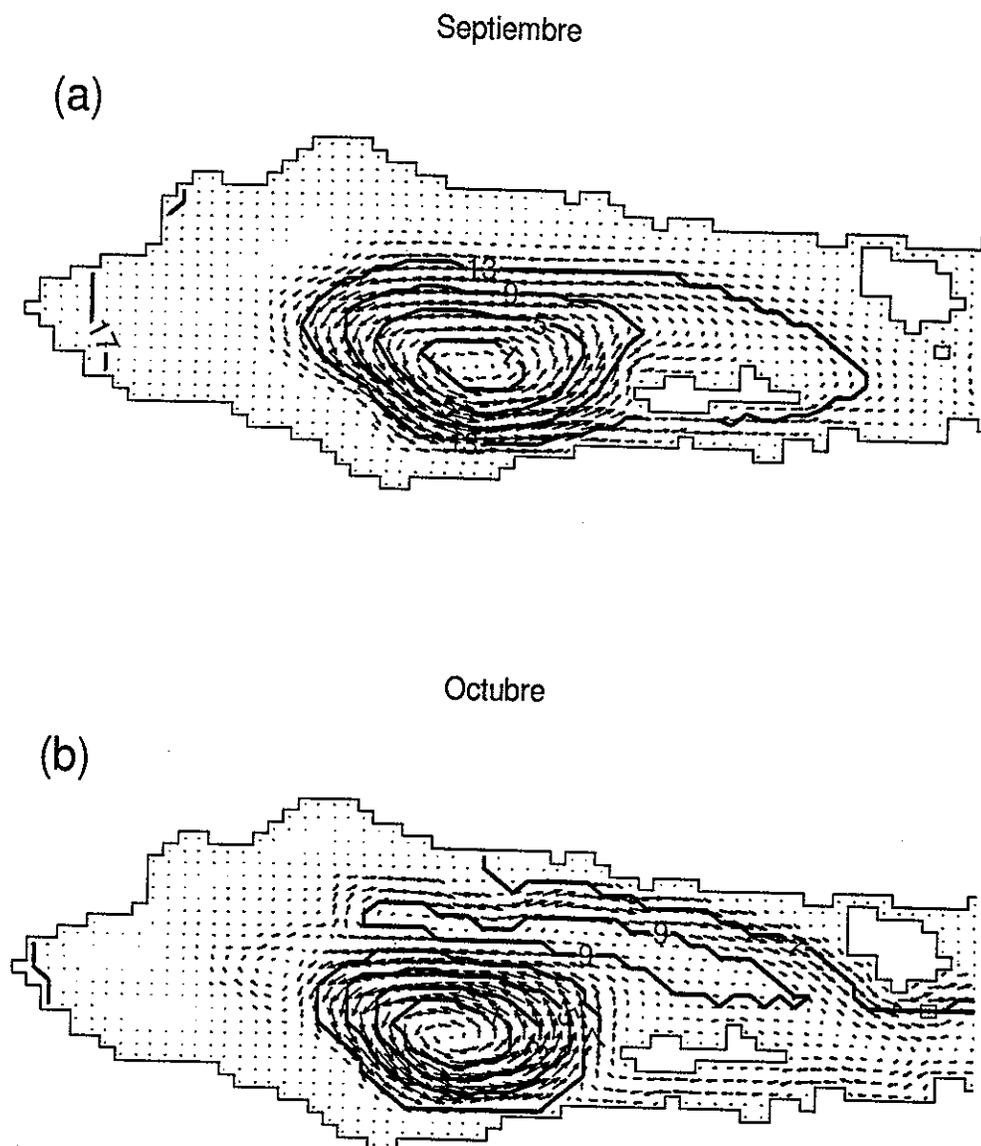


Figura 45: Igual que en la *Fig.(44)* pero para septiembre y octubre. Durante marzo y abril, la elevación del nivel del mar y las velocidades son las opuestas a las mostradas en esta figura.

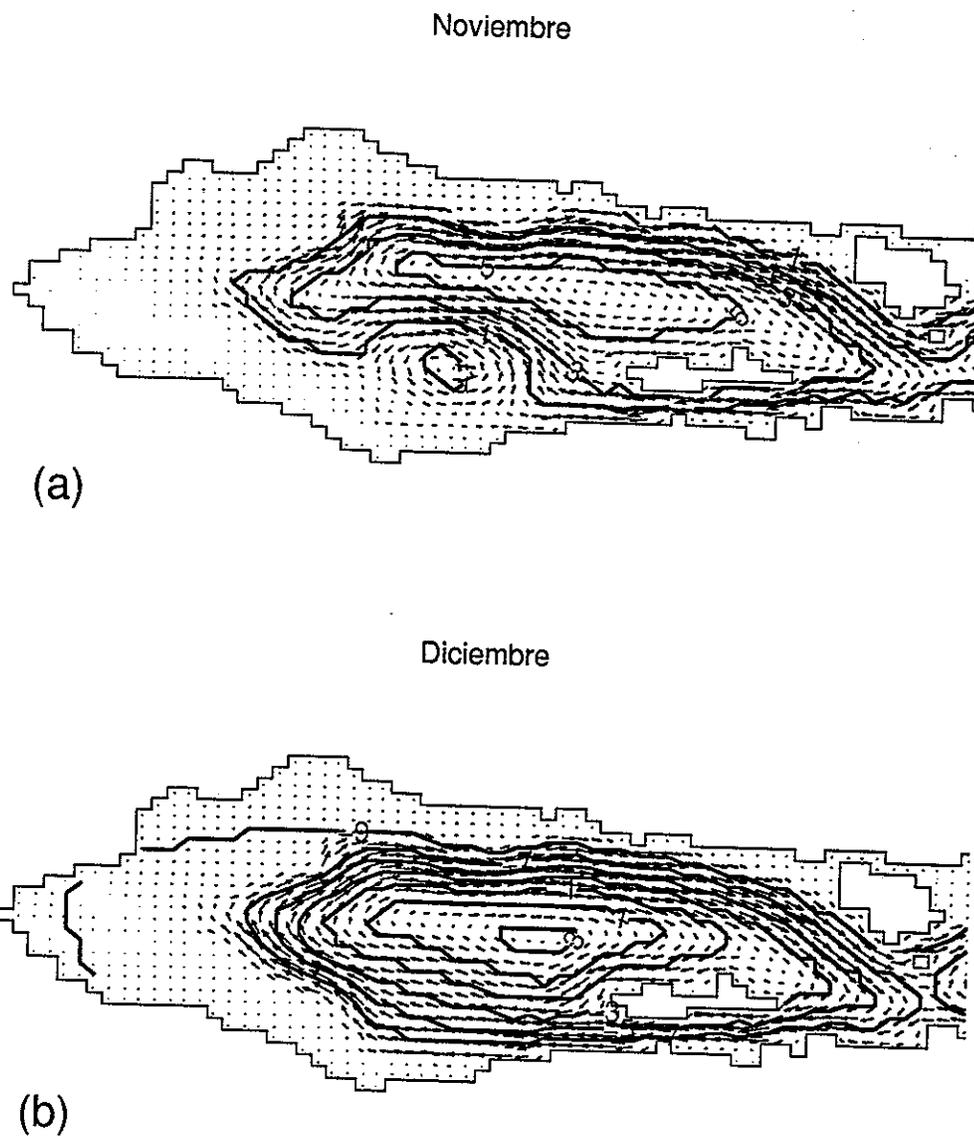


Figura 46: Igual que la *Fig.(44)* pero para noviembre y diciembre. Durante mayo y junio, la elevación del nivel del mar y las velocidades son opuestas a las mostradas en esta figure.

ta longitud de tiempo; pueden ocurrir eventos sinópticos con intensidades del viento del doble del valor usado en este trabajo. Espectros calculados con observaciones de corrientes en la zona de Guaymas y Santa Rosalía muestran picos en la frecuencia de mesoescala de dos meses, (*Merrifield, 1992*), aunque se especula que estas ondas no penetrarían al *NGC*, (*Merrifield, 1992*). No obstante, un propósito de este trabajo es ver qué parte de las observaciones de *L97* puede ser explicada por un modelo simple forzado en la escala anual.

La *Fig.(47)* muestra el giro ciclónico observado por *L97* durante septiembre y comienzos de octubre de 1995, el cual coincide con el patrón de circulación modelado en la *Fig.(45)*. Las intensidades de las velocidades observadas coinciden con las modeladas. Las observaciones de *L97* durante este período también muestran que durante octubre de 1995 las boyas abandonaron el *NGC* viajando a lo largo de la costa continental, en correspondencia con las velocidades de la *Fig.(45b)*. Más aún, en el modelo durante el mes de octubre las aguas superficiales se mueven hacia la cabeza a través del Canal de Ballenas. Resulta entonces razonable que no se haya observado a ninguna boya abandonar el área de muestreo sobre el lado de Baja California.

Del 12 al 20 de septiembre de 1995, las velocidades geostróficas superficiales relativas a 100 m reportadas por *L97* (página 2301, Figura 3(c)), son también muy similares a aquellas mostradas en la *Fig.(45)* de este trabajo. En octubre, las velocidades del modelo muestran un giro anticiclónico que comienza a desarrollarse sobre el lado continental. Aunque las velocidades lagrangianas cubren un período de sólo un mes, el giro ciclónico de verano ha sido documentado por *Bray (1988 a)* y *Carrillo-Bribiezca (1996)* para todos los veranos en los cuales los datos hidrográficos permitieron calcular velocidades geostróficas superficiales.

La *Fig.(48)* muestra un intenso giro, observado por *L97* entre la segunda mitad de febrero y mediados de abril de 1996, con velocidades cercanas a las obtenidas con el modelo. Un giro geostrófico superficial fue también detectado por *Bray (1988 b)* en marzo de 1985. Nosotros podemos encontrar este patrón de circulación en los opuestos de las *Fig.(45)* y parte de la *Fig.(46)*, es decir, desfasando los resultados del modelo 20 días. El origen de esta diferencia se explicará en el *Sección V*, cuando se involucre en la simulación otras escalas temporales. Durante el período de transición, el giro se mueve hacia el NO tanto en el modelo como en las observaciones. En abril, el agua superficial fluye hacia la boca a través del Canal de Ballenas, pero este flujo es débil, lo cual podría ser la razón por la cual ninguna boya fue observada en esta área. Las trayectorias de las boyas no detectaron el giro ciclónico que comienza a desarrollarse en abril. Si imaginamos el patrón de circulación de abril como el opuesto al de la

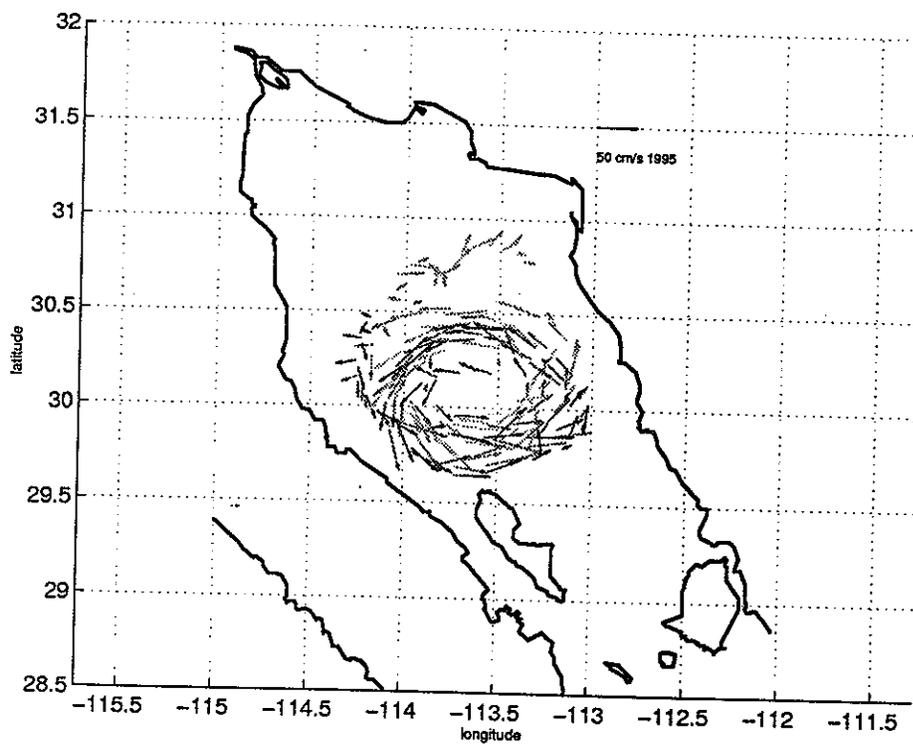


Figura 47: Trazadores Argos: promedios diarios de la velocidad superficial medida con cinco trazadores lagrangeanos seguidos por satélite. Datos desde el 13 de septiembre al 9 de octubre de 1995. (Lavín et al., [1997]).

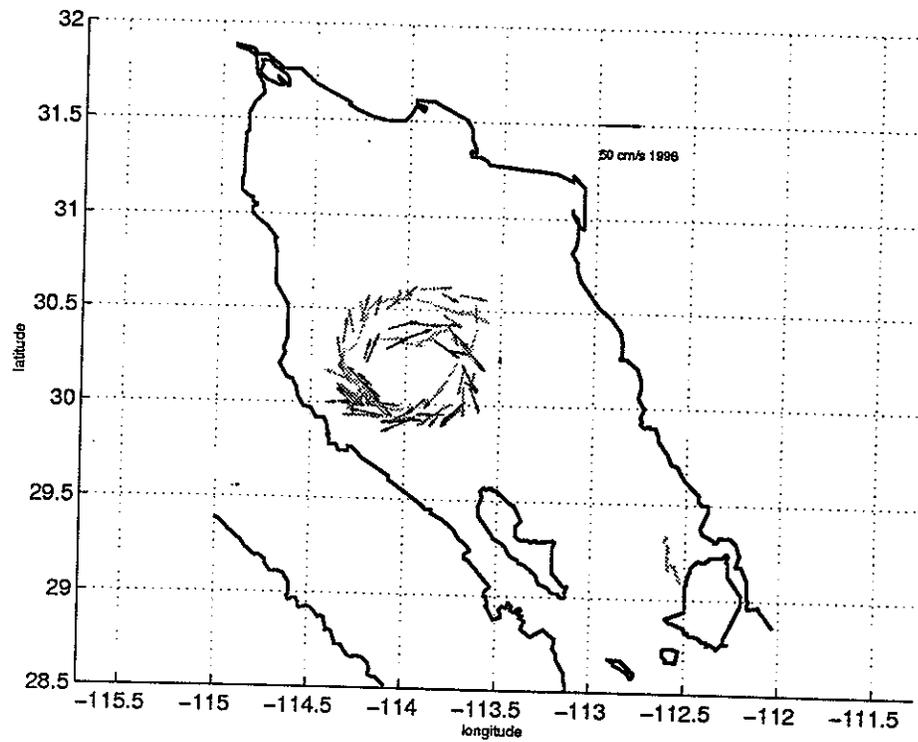


Figura 48: Igual que la *Fig.(47)* pero para el período del 19 de febrero al 18 de abril de 1996, (Lavín et al. [1997]).

Fig.(45b), se puede ver que ninguna boya podría haber detectado este giro ciclónico incipiente a menos que su posición inicial fuese sobre el lado del continente y hacia la región del archipiélago, lo que no ocurrió con los lances de estos instrumentos (*M.F. Lavín 1997, comunicación personal*).

IV.2.2 Circulación barotrópica y baroclínica.

La *Fig.(49a)* muestra las medias temporales de la energía cinética y potencial transversalmente integrados como una función de la distancia a la cabeza del *GC* obtenida en la simulación. En la parte sur, la energía cinética media corresponde al 32 % de la energía media total, pero en el *NGC* esta fracción se reduce a solo el 19 %. Nótese que en la región del estrechamiento, a 400 km de la cabeza, la energía cinética media tiene un mínimo que está en concordancia con el intercambio de agua entre el *NGC* y la región central del *GC*.

La *Fig.(49a)* también muestra las componentes barotrópica y baroclínica de la energía cinética. En la parte sur del golfo la energía barotrópica es una pequeña fracción de la energía total. En la región central del *GC*, se muestran resultados similares. La circulación barotrópica es importante sólo en áreas someras o donde los cambios topográficos son significativos. Estas son las condiciones que caracterizan al *NGC* el cual, excepto en la Cuenca Delfín, es somero y tiene una plataforma ancha sobre el lado continental. La energía potencial barotrópica es muy pequeña en comparación con la energía potencial total (no mostrada). La *Fig.(49b)* muestra las diferencias entre las energías cuando el parámetro de fricción ha sido reducido en un factor de 10. Con este drástico cambio del coeficiente de fricción de fondo, la energía total se incrementa en un 17 % en todo el golfo, 12 % en el *NGC*, 17 % en la región central del *GC*, y un 23 % en la región sur del *GC*. Este incremento ocurre principalmente como energía potencial: 21 % para todo el golfo vs. 9 % de energía cinética. Aunque la fricción ha sido reducida un orden de magnitud, los porcentajes de la energía barotrópica y baroclínica son muy similares. Consecuentemente, los modos barotrópicos y baroclínicos están acoplados principalmente por efectos topográficos y en una menor medida por los efectos de la fricción de fondo. Uno podría especular que en un área lejos de la boca este acoplamiento ha sido suficiente para producir una circulación barotrópica significativa. La *Fig.(49a)* muestra que en el *NGC* la energía cinética barotrópica media es un 44 % de la energía cinética total. Como consecuencia, las velocidades en el *NGC* son una mezcla de movimientos barotrópicos y baroclínicos de intensidad similar. Este es un resultado importante ya que los movimientos barotrópicos no están asociados a grandes

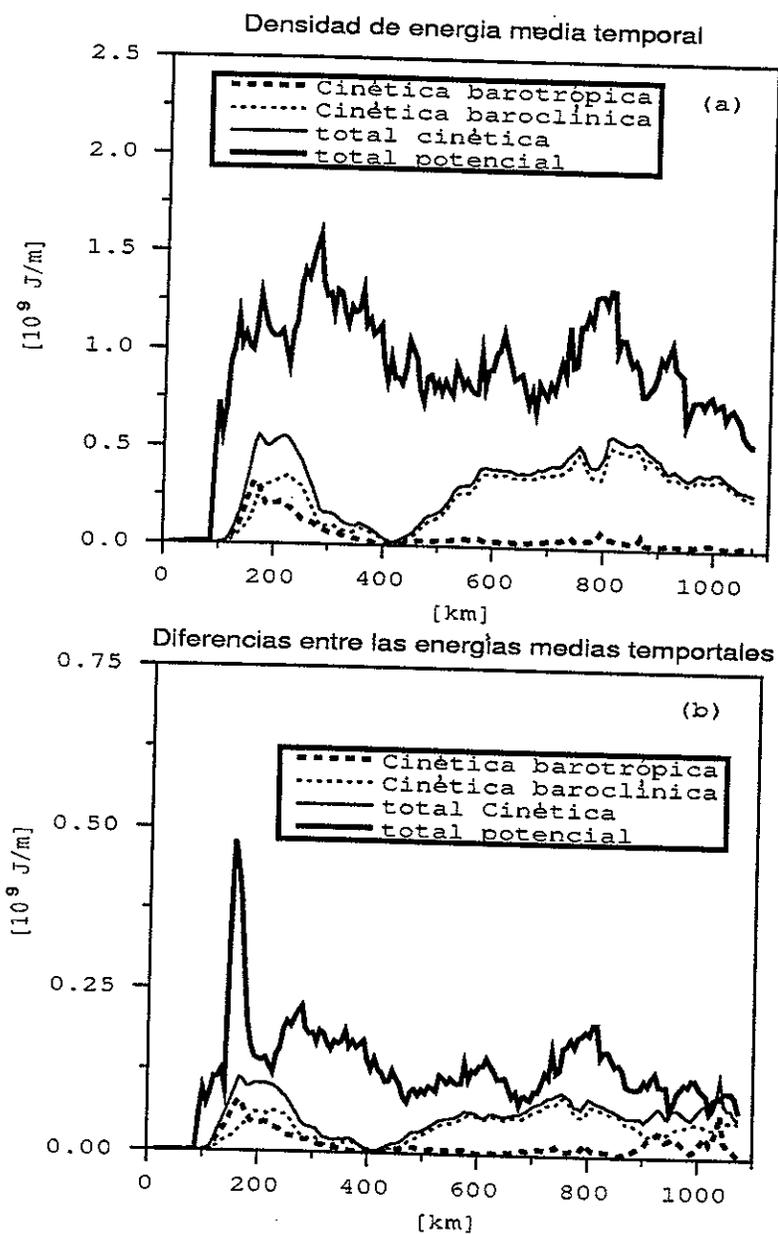


Figura 49: (a) Valor medio temporal de las energías por unidad de longitud transversalmente integrada y como una función de la distancia a la cabeza del Golfo de California. (b) Diferencias entre las energías cuando el parámetro de fricción ha sido reducido 10 veces.

desplazamientos de la interfaz y no pueden ser detectados solamente por un diagnóstico geostrófico de observaciones hidrográficas. La circulación barotrópica ocurre en áreas someras. Durante el verano o invierno el desplazamiento de la interfaz es del mismo orden que $H_1(x, y)$ o $H_2(x, y)$, y entonces es posible pensar que el movimiento baroclínico no se puede sostener en un modelo de dos capas, haciendo que parte de la energía se transfiera al modo barotrópico.

La *Fig.*(50a) y la *Fig.*(51a) muestran las elevaciones del nivel del mar y la contribución barotrópica a la capa superficial durante abril y mayo respectivamente. La velocidad barotrópica viene dada por $\mathbf{v} = (H_1\mathbf{v}_1 + H_2\mathbf{v}_2)/H_T$, donde \mathbf{v}_1 y \mathbf{v}_2 son las velocidades en la capa superior y de fondo respectivamente, y H_1 , H_2 y H_T son las profundidades medias de las capas superior, de fondo y la total. En ambos casos las velocidades barotrópicas son altas del lado continental, sobre la plataforma, y en regiones someras donde existe una sola capa. En abril, las máximas velocidades barotrópicas es del orden de 16 cm s^{-1} , más de la mitad del valor de la total superficial, que son del orden de 30 cm s^{-1} . En mayo, la contribución del modo barotrópico a la velocidad superficial es aún más grande.

La *Fig.*(50b) la *Fig.*(51b) muestran el desplazamiento de la interfaz y las velocidades baroclínicas para abril y mayo respectivamente. Esta velocidad viene definida por $\mathbf{v} = H_2(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)/H_T$, de tal manera que la suma de la contribución baroclínica y barotrópica resulta en la velocidad superficial \mathbf{v}_1 . La circulación baroclínica es importante en abril sobre el lado de Baja California y en la Cuenca Delfín, donde está ubicado el giro anticiclónico. En mayo las velocidades baroclínicas son altas en toda la región del giro anticiclónico, incluyendo el Canal de Ballenas.

L97 realizaron observaciones de temperatura y salinidad en el período del 12 al 20 de septiembre de 1995 y del 30 de marzo al 9 de abril de 1996, simultáneamente con las observaciones de corrientes Lagrangianas. Las *Figs.* 3(b) y 5(b) de *L97* muestran las velocidades geostróficas a 10 m relativas al nivel de no movimiento de 100 m. Las *Figs.* 4(c) y 6(c) del mismo trabajo muestran la estructura transversal del campo de densidad, y las *Figs.* 4(d) y 6(d), las velocidades geostróficas relativas al fondo para ambos períodos. La *Fig.*(52a) de este trabajo muestra el desplazamiento de la interfaz obtenido con el modelo para la misma sección transversal y para el mismo período mostrado por *L97*. Las velocidades negativas son hacia la cabeza. En septiembre, el desplazamiento de la interfaz, del orden de 35 m, muestra el giro ciclónico en la región central del *NGC*. La contribución de las velocidades internas y externas del modelo a la capa superficial se muestran en la *Fig.*(52b). Se obtuvieron velocidades baroclínicas máximas de 37 cm s^{-1} sobre el lado de Baja California, y de 19 cm s^{-1}

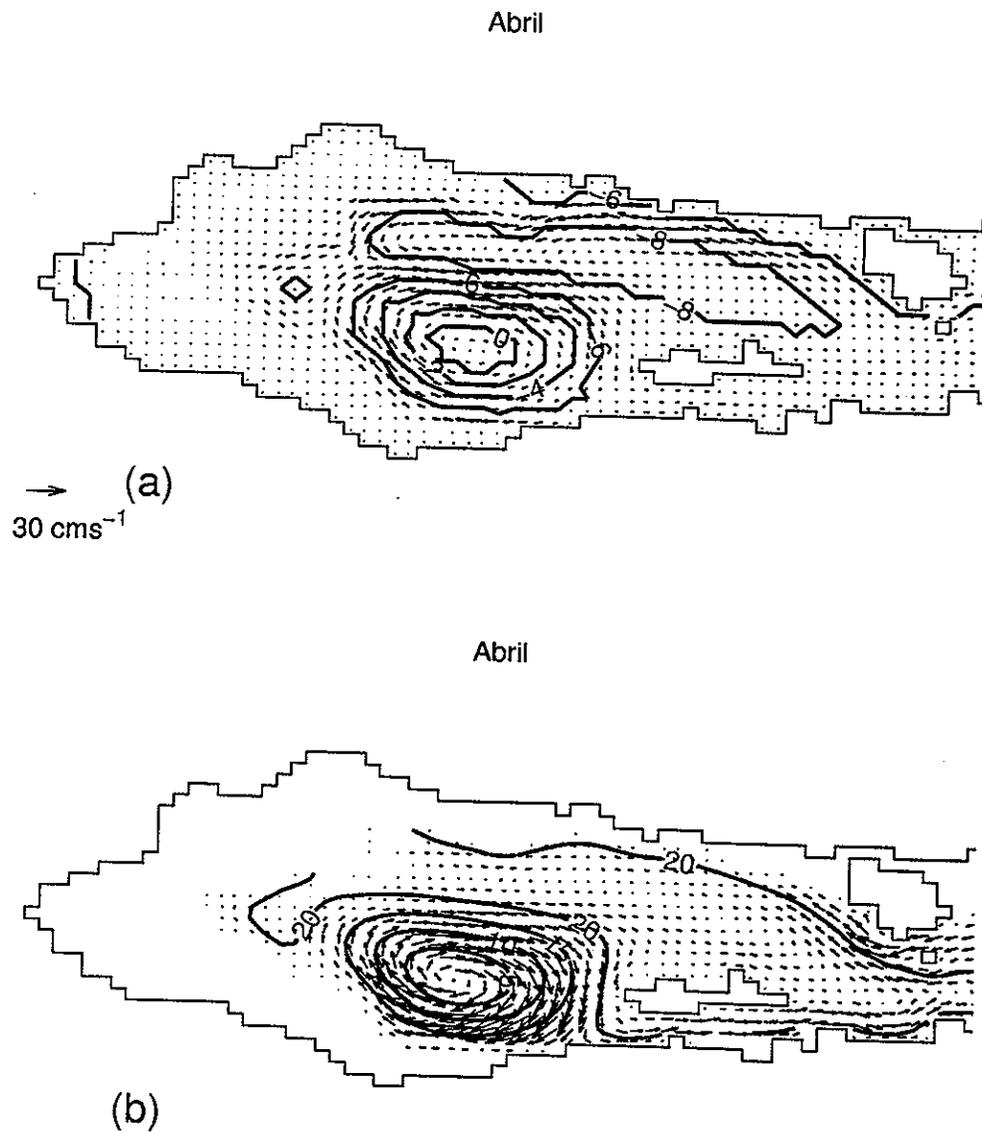


Figura 50: Comparación de las elevaciones de la interface y el nivel del mar, y de la contribución barotrópica y baroclínica de las corrientes superficiales en abril. Nótese el cambio de la escala de la velocidad respecto de las de las *Figs.*(44), (45), (46).

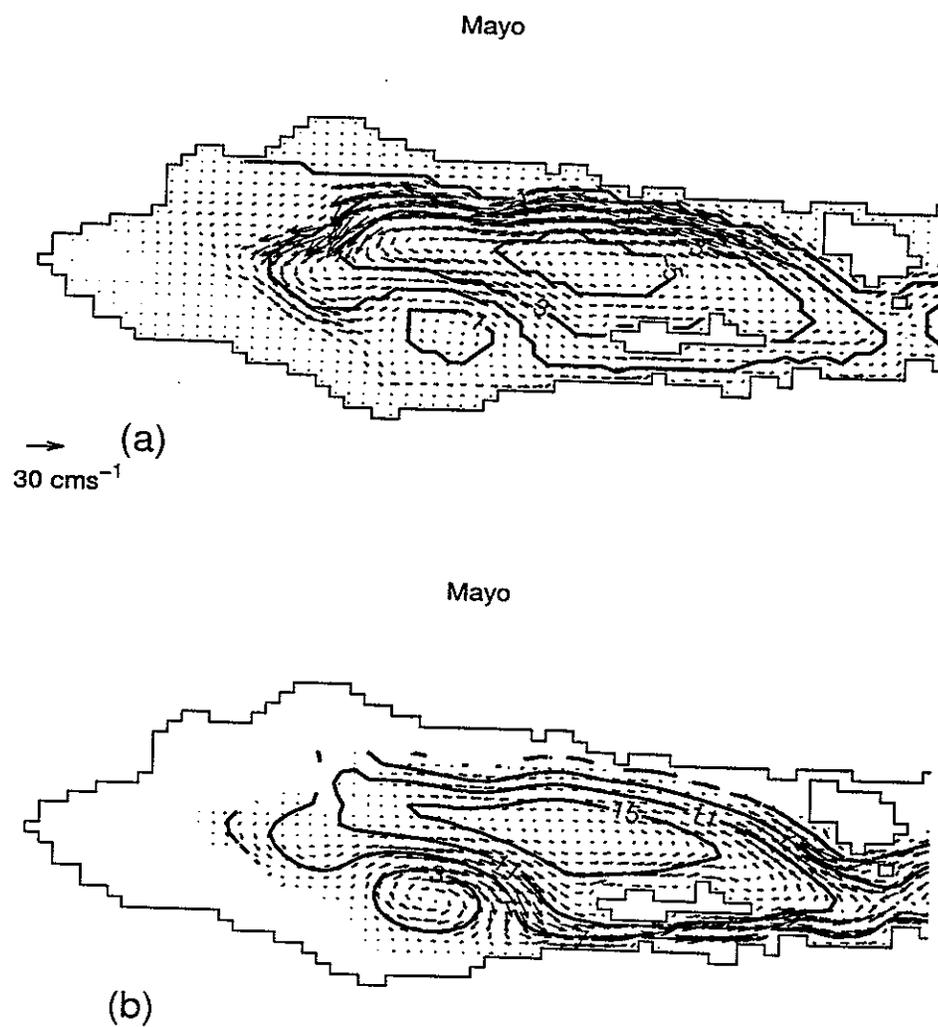


Figura 51: Como en la *Fig.*(50) pero para mayo.

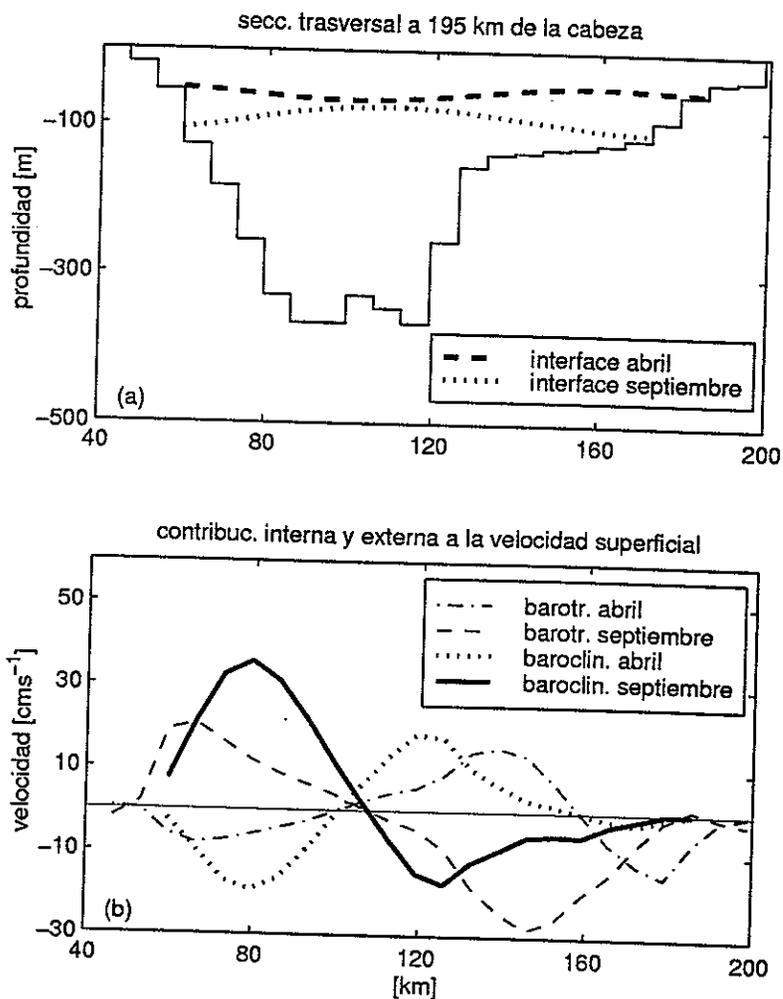


Figura 52: Estructura baroclínica y barotrópica en una sección transversal y a través de la Cuenca Delfín.

del lado del continente. Una gran parte del giro está sobre la plataforma del lado del continente. Estas velocidades pueden ser comparadas con las velocidades geostróficas relativas al fondo mostradas en la *Fig. 4(d)* de *L97* para esta sección transversal. *L97* obtienen velocidades superficiales máximas del orden de 40 cm s^{-1} sobre el lado de Baja California y del orden de 25 cm s^{-1} del lado del continente. Casi la mitad del giro está localizado sobre la plataforma al igual que en el modelo.

El desplazamiento de la interfaz es muy similar en forma y magnitud al desplazamiento de las isopícnas mostrados por *L97*. La *Fig.(52a)* muestra que en abril la interfaz tiene dos concavidades asociadas con los giros. Se obtuvieron desplazamientos máximos del orden de 25 m para este período. La contribución de las velocidades ba-

roclínicas a la capa de superficie muestra valores máximos de 21 cm s^{-1} sobre el lado de Baja California, 18 cm s^{-1} en la región central y 6 cm s^{-1} sobre la plataforma. Si éstas son comparadas con las velocidades geostróficas relativas al fondo en la *Fig. 4(d)* de *L97*, la distribución es similar, aunque con valores máximos de 12 cm s^{-1} sobre el lado de Baja California, 8 cm s^{-1} en la región central y 4 cm s^{-1} sobre la plataforma. Nótese que las velocidades barotrópicas en septiembre y abril son más altas que las velocidades baroclínicas sobre el lado continental y sobre la plataforma. La forma y magnitud de la interfaz son similares a las mostradas por *L97* para las isopícnas.

IV.3 Conclusiones.

Usando resultados de un modelo de dos capas, la circulación anual en el *NGC* resulta en un giro ciclónico de junio a octubre y uno anticiclónico de diciembre a abril. La respuesta del modelo es principalmente debida a la acción del Océano Pacífico en la boca y, en menor medida, al efecto acumulativo del viento desde la boca a la cabeza del golfo. Un experimento numérico llevado a cabo usando el esfuerzo del viento como único agente forzante mostró en el *NGC* la misma relación entre la energía cinética barotrópica y baroclínica y además no cambió el patrón de circulación, pero las velocidades, el nivel del mar alrededor de las costas del golfo, y el flujo horizontal del calor decrecieron en un 60 %, no pudiendo reproducir las observaciones de estas variables. Aunque tradicional, resulta claramente incorrecto en este caso tratar de modelar la circulación de bajas frecuencias usando el esfuerzo del viento como único agente forzante. El giro estacional que se revierte con las estaciones obtenido con el modelo es causado por la interacción de la onda propagante con la topografía y la línea de costa, ambas muy variables en el golfo. Un experimento hecho con los mismos tres agentes forzantes pero en un canal semicerrado con dimensiones similares a las del *GC* (1,000 km de longitud, 150 km de ancho y 730 m de profundidad media) mostró que los giros no se forman. Aunque no existen observaciones eulerianas disponibles para respaldar los resultados numéricos, observaciones lagrangianas realizadas por *Lavín et al.* (1997) confirman la existencia de los dos giros no sólo en intensidad sino también en tamaño y ubicación. El patrón de circulación obtenido con el modelo es una mezcla de movimientos barotrópicos y baroclínicos de intensidad similar. Esto se debe a que en un área somera con grandes cambios en la topografía, como ocurre en el *NGC*, el acoplamiento entre modos es muy eficiente. Una nueva corrida usando como línea de costa la correspondiente a 70 m de profundidad y una profundidad constante de 730 m, es decir dos capas en todos lados, mostró que los giros se forman pero la componente de

la energía cinética barotrópica decrece considerablemente. De esta manera, sólo parte de la dinámica obtenida está asociada a grandes desplazamientos de la interfaz o a movimientos baroclínicos puros. El desplazamiento de las isopícnas y las velocidades geostróficas obtenidas simultáneamente con las observaciones de corrientes lagrangeanas son similares a las velocidades baroclínicas superficiales y a los desplazamientos de la interfaz pronosticados por el modelo. La gran asimetría entre invierno y verano en la estratificación reportadas por *Carrillo-Bibriezca* (1996) y *L97* no pueden ser reproducidas con el modelo lineal y monocromático. Un futuro modelo debería incorporar la convección de invierno analizada por *Lavín y Organista* (1988).

V Balance promedio del calor.

Resumen

Utilizando un modelo de dos capas heterogéneas se modeló la circulación estacionaria del GC. La dinámica estacionaria obtenida con el modelo consiste de un flujo de agua caliente superficial hacia el Océano Pacífico y de un flujo de agua fría profunda de entrada al golfo. En el interior del golfo el agua profunda se incorpora a la capa superficial por procesos de mezcla, parametrizados en este trabajo como una velocidad de abordamiento. El agua de fondo que llega a la superficie enfría la capa superficial. A medida que abandona el golfo, el agua superficial se calienta por el flujo superficial de calor resultando en la boca un flujo neto de agua caliente hacia el Océano Pacífico. El flujo estacionario caliente de salida y frío de entrada explican la cantidad de calor, igual a 18 TW, que anualmente el golfo exporta al Océano Pacífico. El abordamiento es producido por dos escalas: los forzantes de la escala anual y la marea semidiurna. El abordamiento producido por la dinámica de los forzantes en la escala anual se produce principalmente en la cabeza del golfo, en la región de las grandes islas y sobre la costa continental. Durante el invierno, en estas regiones, el desplazamiento de la interfaz hacia la superficie es muy grande, produciendo abordamiento de agua profunda asociado al fenómeno de surgencias. El abordamiento producido por la modelación quincenal de la marea semidiurna ocurre principalmente en la región de las grandes islas. El enfriamiento superficial producido por las dos escalas produce un campo de temperatura que se compara favorablemente con las observaciones de la temperatura superficial transversalmente integrada. La temperatura superficial media del golfo disminuye hacia la cabeza pasando por un mínimo en la región de las grandes islas. La amplitud de la componente anual de la temperatura superficial aumenta hacia la cabeza con un máximo relativo en la región del archipiélago y la fase es constante a lo largo del golfo. Los resultados del modelo explican también la asimetría observada en el giro estacional en la región norte del GC, mostrando un período de circulación anticiclónica mayor que el de circulación ciclónica y con períodos de transición muy rápidos del orden de tres semanas. En la escala anual, los resultados del modelo muestran que las elevaciones del nivel del mar a lo largo de la costa se comparan favorablemente con las observaciones en todo el GC.

V.1 Introducción.

En la escala anual, el balance de calor en el *GC* (al cual denominamos balance estacional) está compuesto de dos frecuencias principales, la anual y la semianual y de una parte residual o de frecuencia cero. En la Sección III de este trabajo se ha explicado la circulación asociada a la frecuencia anual del balance estacional del calor. La amplitud de la frecuencia semianual es pequeña para el nivel del mar y para el campo de temperatura superficial, (*Ripa*, 1990 y *Beron-Vera*, 1999, comunicación personal) si se la compara con la frecuencia anual, la parte estacionaria no lo es. En el balance de calor, el flujo horizontal y el calentamiento superficial, ambos iguales a 18 TW, son del mismo orden que la amplitud de la variación anual de 40 TW, *Fig.(53)*. El objetivo principal de esta sección es describir un posible patrón de circulación asociado a la parte residual del balance global del calor en el *GC*. Este esquema de circulación tendría que explicar cómo el *GC* exporta en promedio esta importante cantidad de calor hacia el Océano Pacífico.

Todas las simulaciones numéricas previas, en esta escala, se han realizado con modelos lineales. *Beier* (1997) y *Beier y Ripa* (1999) utilizaron modelos bidimensionales de dos capas. *Ripa* (1990 y 1997) utilizó modelos de dos capas unidimensionales. Para poder incorporar varias frecuencias y estudiar su interacción, se desarrolló la versión no lineal del modelo de capas heterogéneas introducido en el Sección III. También se incorporó el efecto de mezcla vertical debido al abordamiento de agua desde la capa de fondo. Como veremos más adelante, la temperatura superficial del *GC* es la variable con la más pobre comparación con las observaciones en los modelos lineales de *Ripa* (1997) y *Beier* (1997). Esto se debe a que en los modelos lineales el calor no se advecta. Es razonable esperar que en una dinámica tan energética como la escala anual, el despreciar la advección de calor al calcular la temperatura superficial lleve a una predicción pobre del campo de temperatura.

V.2 Ecuaciones del modelo no lineal.

Las ecuaciones del modelo y su notación son las mencionadas en la versión lineal del modelo de dos capas en la Sección III, *Fig.(26)*, a las que se les han incorporado tanto los términos no lineales como términos que permiten simular el intercambio de masa, calor y energía entre capas. Las ecuaciones del movimiento son

$$\frac{D\mathbf{u}_1}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_1 + \langle \nabla p_1 \rangle = \mu \nabla^2 \mathbf{u}_1 + \frac{\tau}{\rho_0 h_1} + \frac{\omega_e}{h_1} (\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1)$$

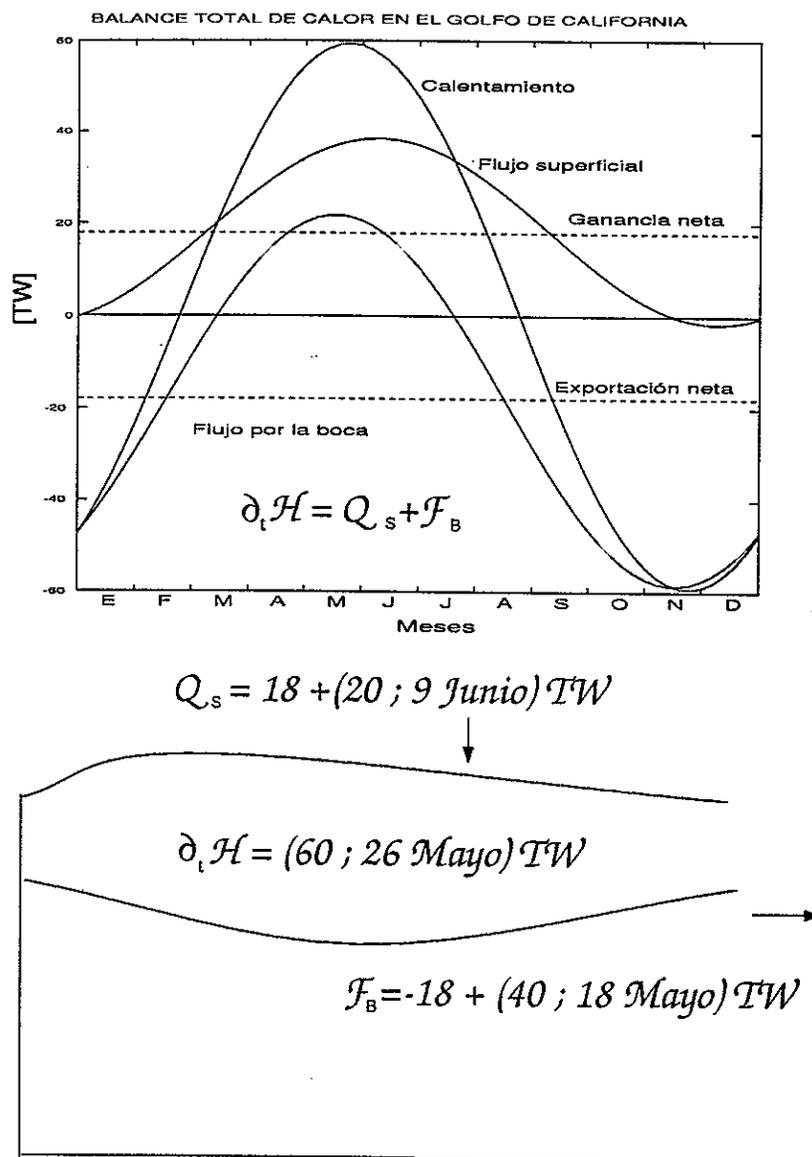


Figura 53: Balance total del calor en el Golfo de California mostrado en Ripa (1997) y en Lavín, Beier y Badan (1997). \mathcal{H} es el contenido de calor en todo el golfo, Q_s es el calentamiento superficial y \mathcal{F}_b es el flujo en la boca del golfo. En la frecuencia anual el golfo se calienta por la superficie con una amplitud de 20 TW con un máximo el 9 de junio, y por la boca con una amplitud de 40 TW y un máximo el 18 de mayo. En conjunto los dos forzamientos producen un calentamiento de 59 TW, con un máximo el 26 de mayo. En el promedio anual el golfo incorpora 18 TW netos por la superficie y los exporta al Océano Pacífico.

$$\frac{D\mathbf{u}_2}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_2 + \langle \nabla p_2 \rangle = \mu \nabla^2 \mathbf{u}_2 + \mathbf{F}_r - \frac{\omega_e}{h_2} (\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1) \quad (53)$$

donde $\mathbf{u}_i = (u_i, v_i)$, i es un índice que indica la capa, $i = 1, 2$; y ω_e es un parámetro que caracteriza al intercambio entre capas. El término de fricción \mathbf{F}_r es como en (2). El término $\langle \nabla p_i \rangle$ corresponde al gradiente de presión promediado verticalmente, donde

$$\langle \nabla p_1 \rangle = \nabla \theta_1 (h_1 + h_2 + h_0) - (h_0 + h_2 + \frac{h_1}{2}) \nabla \theta_1, \quad (54)$$

y

$$\langle \nabla p_2 \rangle = \nabla (\theta_1 h_1 + \theta_2 (h_2 + h_0)),$$

La variación de la flotabilidad, θ_1 se debe sólo a la variación de la temperatura superficial y se sigue calculando, como en la *Sección III* por medio de la ecuación lineal (13.) y 12). La ecuación de continuidad es

$$\frac{\partial h_i}{\partial t} + \nabla \cdot (h_i \mathbf{u}_i) = (-1)^{i+1} \omega_e. \quad (55)$$

La ecuación del calor en cada capa es

$$\frac{DT_1}{Dt} - \frac{H_1}{h_1} \mu \nabla^2 T_1 - \frac{Q_s}{\rho c_p h_1} = \varepsilon (T_b - T_1) - \omega_e \frac{(T_1 - T_2)}{h_1}, \quad (56)$$

y

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = 0,$$

donde los términos de la izquierda representan un balance entre la propagación, la difusión del calor, y el calentamiento superficial. El primer término de la derecha corresponde a un término de amortiguamiento en la frontera abierta, T_b es una temperatura observada en la boca obtenida de observaciones hidrográficas históricas a la cual se relajan las temperaturas superficiales cercanas a la boca. El coeficiente de amortiguamiento ε vale cero en todo el dominio excepto en una región pequeña cercana a la boca del golfo. Tradicionalmente los modelos oceánicos utilizan un término de amortiguamiento en toda la superficie. *McCreary et al.* (1991) usan, por ejemplo, $Q_s = \rho c_p h_1 (T^* - T_1)$, donde T^* es una temperatura constante y fija. Esta condición es difícil de justificar, y su efecto sobre la dinámica obtenida difícil de estimar, en especial cuando lo que se trata de simular es el ingreso observado de calor por la superficie. En este modelo sencillo se ha utilizado el calentamiento superficial observado,

$Q_s = Q_o + A \cos(\omega t + \phi)$, donde Q_o es el calentamiento superficial en frecuencia cero y (A, ϕ) son la amplitud y fase del calentamiento superficial en la frecuencia anual respectivamente. El segundo término de la derecha de la ecuación (56) corresponde al ingreso de calor desde la capa de fondo producto del abordamiento que se explica más adelante. La temperatura de la capa de fondo T_2 permanece invariante en el espacio y el tiempo.

V.2.1 Abordamiento de agua profunda.

El abordamiento de agua profunda hacia la superficie es un término que involucra un conjunto de procesos por el cual la turbulencia superficial se disemina hacia una capa de fluido profunda no turbulenta. En regiones costeras como el golfo, el abordamiento se asocia al fenómeno de surgencias o afloramiento por el agua fría, densa y rica en nutrientes es traída a la superficie en un proceso irreversible. Si no hubiese abordamiento asociado a las surgencias el agua profunda podría retornar a su posición de reposo cuando por ejemplo los vientos a lo largo de la costa cesaran. Si así ocurriese no habría un transporte neto de calor ni de nutrientes hacia la superficie y la termodinámica estaría desacoplada de la dinámica como ocurrió en los modelos lineales de los capítulos anteriores. Los desplazamientos de la piconclina durante las surgencias incrementan el abordamiento de tal forma que las consecuencias tanto termodinámicas como biológicas de las surgencias son el resultado de los movimientos verticales y de un abordamiento intensificado, (*Phillips, 1975*). En un estudio de bajas frecuencias como el presente, este punto es crucial ya que en escalas temporales de días no se necesita termodinámica para predecir aceptablemente la dinámica producida por surgencias, pero en bajas frecuencias, cuando ha transcurrido un tiempo considerable como para que los procesos de enfriamiento superficial sean significativos, el abordamiento asociado a surgencias constituye un mecanismo indispensable.

En modelos de surgencias se puede parametrizar la velocidad de abordamiento como en *O'Brien et al (1975)*

$$\omega_e = \frac{m u_*^3}{g' h_1}, \quad u_* = (|\tau| / \rho)^{1/2}, \quad (57)$$

este término corresponde a la energía cinética turbulenta producto del esfuerzo del viento τ en la superficie y donde u_* es la velocidad de fricción. Sólo una fracción m de esta energía está disponible para la mezcla turbulenta, (*Denman, 1973*). En (57), ω_e varia con el esfuerzo del viento, con la flotabilidad y con el espesor de la capa superficial. Si no hubiese surgencias, $h_1 \simeq cte$, por ejemplo en una región lejos los

bordes, podría haber abordamiento aún con el viento soplando en cualquier dirección. En este caso una variación fuerte de la intensidad del viento podría proveer la energía cinética turbulenta necesaria para el abordamiento o la erosión de la capa de fondo. Pero si el viento es a lo largo de la costa y a su derecha en el hemisferio norte, h_1 disminuye por surgencias y ω_e aumenta inversamente proporcional a la disminución del espesor de la capa de superficie. Más aún, ω_e puede aumentar, manteniendo $|\tau|$ constante, no sólo por el efecto acumulativo del viento como en el *GC*, sino también por un forzado remoto como el que produce el Océano Pacífico. Por esta razón es que el abordamiento se intensifica por surgencias o está acoplado a las surgencias. En (57), sólo se tiene en cuenta la energía cinética turbulenta que provee el viento, sin tener en cuenta otros mecanismos como el enfriamiento superficial en invierno, aunque sí contempla que una disminución de g' por disminución del contraste de densidad entre capas también se traduce en un aumento del abordamiento.

En este modelo el abordamiento queda completamente determinado por la elección de ω_e , la cual es una velocidad que caracteriza el intercambio de propiedades entre capas. Cada término de las ecuaciones del modelo que involucra a ω_e permite la conservación de masa, momento y energía independientemente de la elección de ω_e . Un método para obtener ω_e involucra la solución de un conjunto de ecuaciones para las cantidades turbulentas (ver por ejemplo, *Kundu*, 1980), pero este método es aplicable sólo en un modelo continuamente estratificado. Otro método usado en *Kraus y Turner* (1967) consiste en parametrizar y simplificar drásticamente los términos de la ecuación de energía cinética turbulenta (ver por ejemplo, *Schopf y Cane*, 1983), el problema con este último es que las parametrizaciones dependen de la región a modelar y sus resultados son muy sensibles a los valores de estos parámetros. En general es necesario realizar un conjunto de experimentos numéricos y observacionales para ajustar el espesor y la temperatura de la capa superficial, (*Tompson*, 1976).

El objetivo en este modelo sencillo es probar el efecto que la mezcla vertical por abordamiento pueda tener en el balance del calor estacionario en el *GC* y en la obtención de un campo superficial de temperatura más parecido a las observaciones. Por esta razón el punto de vista adoptado para la parametrización del abordamiento es que sea sencillo, que sus resultados tengan sentido físico y que, desde el punto de vista numérico, evite el colapso de la capa superficial del océano. Este método es el utilizado

en los trabajos de *McCreary et al.* (1991), *McCreary y Kundu* (1988) entre otros:

$$w_e = \begin{cases} \frac{(h_1 - H_e)^2}{H_e t_e} & \text{si } h_1 \leq H_e \\ 0 & \text{si } h_1 > H_e \end{cases} \quad (58)$$

donde H_e y t_e son una profundidad y un tiempo característicos del proceso y fijos para un experimento dado. De acuerdo con ecuación (58), el abordamiento comienza a actuar cuando $h_1 \leq H_e$, y se incrementa parabólicamente a un máximo valor de H_e/t_e . En (58), el incremento parabólico de w_e es con el fin de evitar ruido en el modelo, el sentido físico en (58) es $w_e = H_e/t_e$, el cual significa que solo una fracción de la velocidad de las isopícnas producto de la surgencias es utilizada como velocidad de abordamiento. Por ejemplo, en el equilibrio w_e resulta dos ordenes de magnitud menor que la velocidad de desplazamiento de la interfaz en el modelo. Teniendo en cuenta que el esfuerzo del viento es contante en el golfo, es posible relacionar (58) con (57) si tenemos en cuenta que la variación más importante es la producida por la variación de h_1 , resultando que el abordamiento utilizado es el asociado al fenómeno de surgencias producido por los forzantes en la escala anual durante el invierno.

El abordamiento también produce una fricción entre capas, proporcional a $(\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1)$. Para un movimiento fundamentalmente del tipo baroclínico, como lo es el que genera la frecuencia anual, (*Beier*, 1997), se cumple que $\mathbf{u}_2 = -\mathbf{u}_1 h_1/h_2$; resulta entonces un término de fricción en la superficie igual a $(\omega_e/h_1)(\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1) = -(\omega_e/h_1)\mathbf{u}_1 h/h_2 \simeq -(\omega_e/h_1)\mathbf{u}_1$, y una fricción en el fondo igual a $-(\omega_e/h_2)\mathbf{u}_2$. De acuerdo a estas expresiones la fricción producida por el abordamiento afecta mucho más a la capa superficial que a la capa de fondo, ya que h_2 es en promedio un orden de magnitud mayor que h_1 .

V.2.2 Conservación del calor.

Combinando las ecuaciones (55) y (56), se obtiene la ecuación de balance de calor en un recinto como el *GC*:

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathcal{F} = Q_s \quad (59)$$

donde

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 = \rho_0 c_p (h_1 T_1 + h_2 T_2) \quad (60)$$

es el contenido de calor y

$$\mathcal{F} = \rho_0 c_p (h_1 T_1 \mathbf{u}_1 + h_2 T_2 \mathbf{u}_2 - \mu H_1 \nabla T_1) \quad (61)$$

es el flujo horizontal del calor. La ecuación (59) dice que la variación local del contenido de calor más la divergencia de los flujos horizontales del calor está en balance con el ingreso de calor por la superficie Q_s . Si la ecuación (59) se integra sobre todo el dominio, y usando condiciones de flujo de momento y calor nulos en paredes sólidas, se obtiene la siguiente ecuación de balance global

$$\frac{\partial \mathcal{H}_D}{\partial t} + \mathcal{F}_B = Q_s^D, \quad (62)$$

donde \mathcal{D} indica $\iint \dots dx dy$, y

$$\mathcal{F}_B = \rho_0 c_p \int_W (h_1 T_1 u_1 + h_2 T_2 u_2 - \mu H_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}) dy \quad (63)$$

es el flujo horizontal del calor en la boca del golfo. La ecuación (62) indica que la variación total del contenido de calor es igual al calentamiento superficial menos el flujo horizontal del calor por la boca del golfo incluyendo el flujo difusivo. Este balance, en el *GC*, es el mostrado en la *Fig.(53)*.

V.3 Mezcla vertical por abordamiento de la dinámica en la escala anual.

En esta sección se muestran los efectos que produce el abordamiento de agua profunda a la capa superficial producido por la dinámica en la escala anual de las *Secciones III* y *IV*, y se comparan los resultados de la modelación con las observaciones disponibles. Como es de esperarse, al incorporar abordamiento al modelo con valores de $H_e = 55$ m y $t_e = 2$ días, que son valores típicos del abordamiento, (*McCreary et al., 1991*), y manteniendo $Q_o = 0$, la temperatura superficial del golfo disminuye permanentemente sin poder alcanzar un equilibrio (no mostrado). Este equilibrio se podría obtener si generara una advección de calor desde la boca que compensase el enfriamiento superficial producido por el abordamiento. Otra manera de lograr este equilibrio, lo cual está de acuerdo con lo que se sabe del forzamiento atmosférico en el *GC*, es incorporando calor permanentemente por la superficie.

De acuerdo con las observaciones el golfo gana calor en una cantidad de 18 TW en el promedio anual. Como se mostrará más adelante, un forzamiento de tal magnitud produce una distribución de la temperatura superficial alejados de las observaciones. Esto se debe a que los forzantes en la escala anual no son los únicos responsables de la mezcla en el golfo o del enfriamiento superficial, por lo que hay que considerar otros

agentes forzantes muy energéticos que también pueden producir mezcla vertical por desplazamientos positivos de la interfaz.

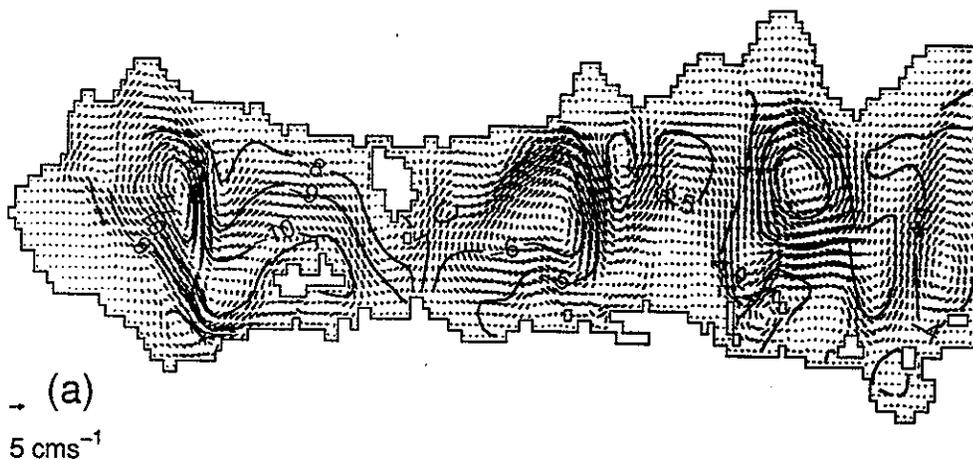
Cualquier mecanismo suficientemente energético como para producir oscilaciones grandes de las isopícnas podría contribuir a la mezcla vertical, tal como la modulación de período quincenal producida por la marea semidiurna, M_2 y S_2 . Por este motivo, en este primer experimento numérico se utiliza un valor de $Q_0 = 7$ TW, con el objetivo de estudiar de manera sencilla el efecto del abordamiento. Luego, al incorporar la componentes semidiurnas de la marea, se incluirá todo el calentamiento superficial para reproducir el balance global del calor en el golfo.

Luego de integrar el modelo durante 15 años se alcanza el estado de equilibrio, en el que los campos resultantes no varían de un año a otro. Los campos resultantes se muestran en las *Figs.*(54) y (55) que muestran la descomposición de los movimientos de la interfaz y de la temperatura superficial en su parte estacionaria y su variación anual respectivamente.

La *Fig.*(54,a) muestra el campo medio de velocidades y la posición promedio de la interfaz. La velocidad media superficial está compuesta por giros, con velocidades del orden de 5 cm s^{-1} . Un gran giro anticiclónico cubre todo la región norte del *GC*, y otro toda la región central del golfo, desde la región de las grandes islas hasta la sección entre Guaymas y Santa Rosalía. Cerca de la boca, entre Loreto y Yávaros, existe un giro ciclónico. Las velocidades medias están en equilibrio geostrófico, con un gradiente de presión que tiene dos componentes como en la ecuación (54). Las corrientes medias siguen los contornos de las isolíneas de igual desplazamiento promedio de la interfaz, que resulta ser el término de presión dominante en la dinámica estacionaria si se la compara con el gradiente de presión creado por las variaciones horizontales de la temperatura superficial.

El abordamiento actúa en lugares donde ocurren grandes desplazamientos positivos de la interfaz, los cuales resultan del forzamiento del Océano Pacífico, [*Fig.*(32)], y del esfuerzo del viento, [*Fig.*(27b)]. Los desplazamientos producidos por el Océano Pacífico que, en el promedio transversal al golfo, son más significativos, ocurren durante el invierno en la región de la cabeza y de las grandes islas. Los producidos por el viento ocurren principalmente durante el invierno en el *NGC*. Por otro lado los desplazamientos de la interfaz hacia la superficie son mayores del lado del continente y en el sentido de la propagación de las ondas internas anuales que describen la dinámica de la escala anual. En alguna regiones angostas del golfo, como lo es la región de las grandes islas, las ondas internas anuales de entrada y salida del golfo se superponen creando condiciones propicias para producir abordamiento, [*Fig.*(34)].

Interfaz [m] y velocidades superficiales [cms⁻¹]: media anual



Amplitudes [m] y fases [meses] de la componente anual de la Interfaz

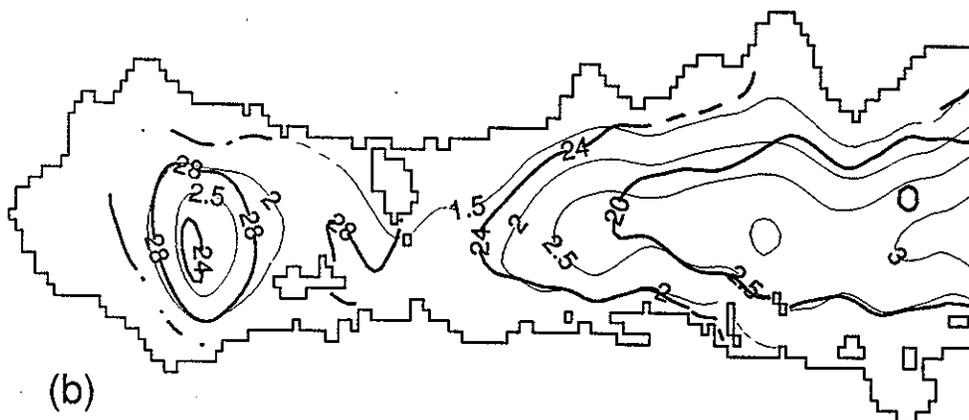


Figura 54: (a) valor medio temporal de las velocidades superficiales y del desplazamiento de la interfaz en el Golfo de California. (b) amplitudes (línea gruesa) y fases (línea delgada) del desplazamiento vertical de la interfaz a la frecuencia anual.

La *Fig.(54a)* muestra que la máxima depresión media de la interfaz ocurre en la cabeza del golfo, cerca la costa continental, donde la interfaz intercepta el fondo (costa interna). Otras regiones de depresiones de la interfaz importantes son aquellas donde la sección transversal del golfo disminuye, es decir, en la región de las grandes islas, la sección entre Guaymas y Santa Rosalía y la sección entre Topolobampo y La Paz. En todas estas regiones, donde el abordamiento es intenso, las máximas depresiones se registran del lado continental por ser esta costa en donde se producen las máximas elevaciones de la interfaz. En la costa opuesta las ondas internas anuales están más afectadas por la fricción y entonces los desplazamientos son menores, y por lo tanto también lo es el abordamiento. En general la interfaz está más deprimida (o el espesor de la capa superficial más grande) del lado continental, creando de esta manera un gradiente de presión típico de la circulación anticiclónica como en la *Fig.(54a)*. El giro ciclónico de la región cercana a la boca se debe a que en esta región la sección transversal del golfo se agranda y las ondas internas de entrada y salida del golfo que dominan la dinámica anual casi no se superponen, creando una región de menor abordamiento. Es decir en este caso el gradiente transversal de la presión es como en una circulación ciclónica.

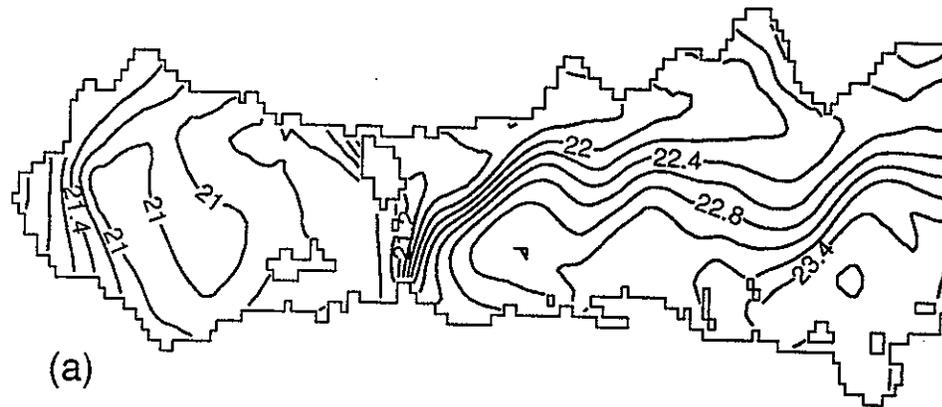
La *Fig.(54b)* muestra los contornos de amplitudes y fases del movimiento vertical de la interfaz en la escala anual. Estos siguen un patrón muy similar al del modelo lineal de la *Sección III*, aunque sus valores en el *NGC* son menores que en la simulación lineal. Como veremos más adelante esto mejora la comparación entre la simulación de la elevación del nivel del mar a lo largo de la costa con las observaciones.

La *Fig.(55a)* muestra el campo de la temperatura superficial media en el golfo. Este campo está muy relacionado con las regiones de máxima depresión de la interfaz media, en el sentido que las regiones frías se corresponden con lugares donde el espesor medio de la capa superficial o el abordamiento es mayor. La parte estacionaria de la ecuación del calor (56) es, si se desprecia la difusión horizontal (la cual es mucho menor que la advección del calor) y lejos de la boca,

$$\mathbf{u} \cdot \nabla T_1 - \frac{Q_o}{\rho c_p h_1} = -\omega_e \frac{(T_1 - T_2)}{h_1}, \quad (64)$$

donde Q_o y T_2 son constantes en el espacio y el tiempo. Los tres términos de esta ecuación corresponden a un balance entre la advección, el ingreso de calor por la superficie y el ingreso de calor desde el fondo producto del abordamiento. En regiones donde el abordamiento es grande el equilibrio es principalmente entre el calentamiento superficial y el abordamiento y en regiones donde el abordamiento no es intenso el equilibrio es entre la advección de calor y el calentamiento superficial.

temperatura media superficial [°C]



amplitudes [°C] y fases [meses] de la componente anual de la temperatura superficial

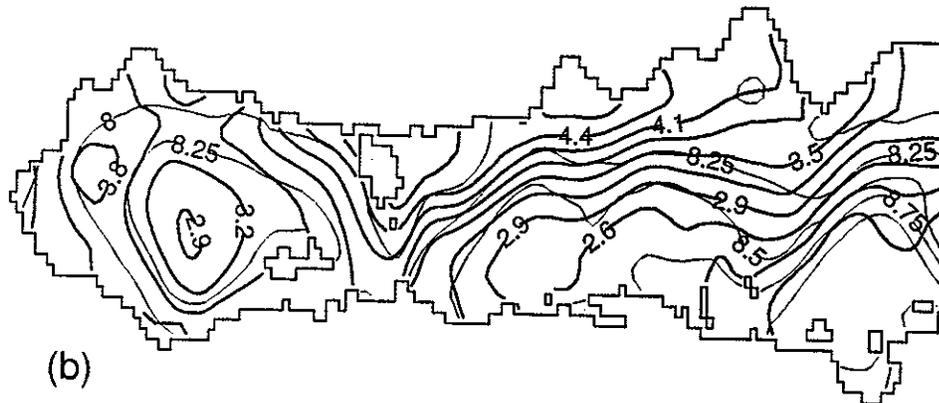


Figura 55: (a) valores medios temporales de la temperatura superficial en el Golfo de California. (b) amplitudes (línea gruesa) y fases (línea delgada) de la temperatura superficial en la frecuencia anual.

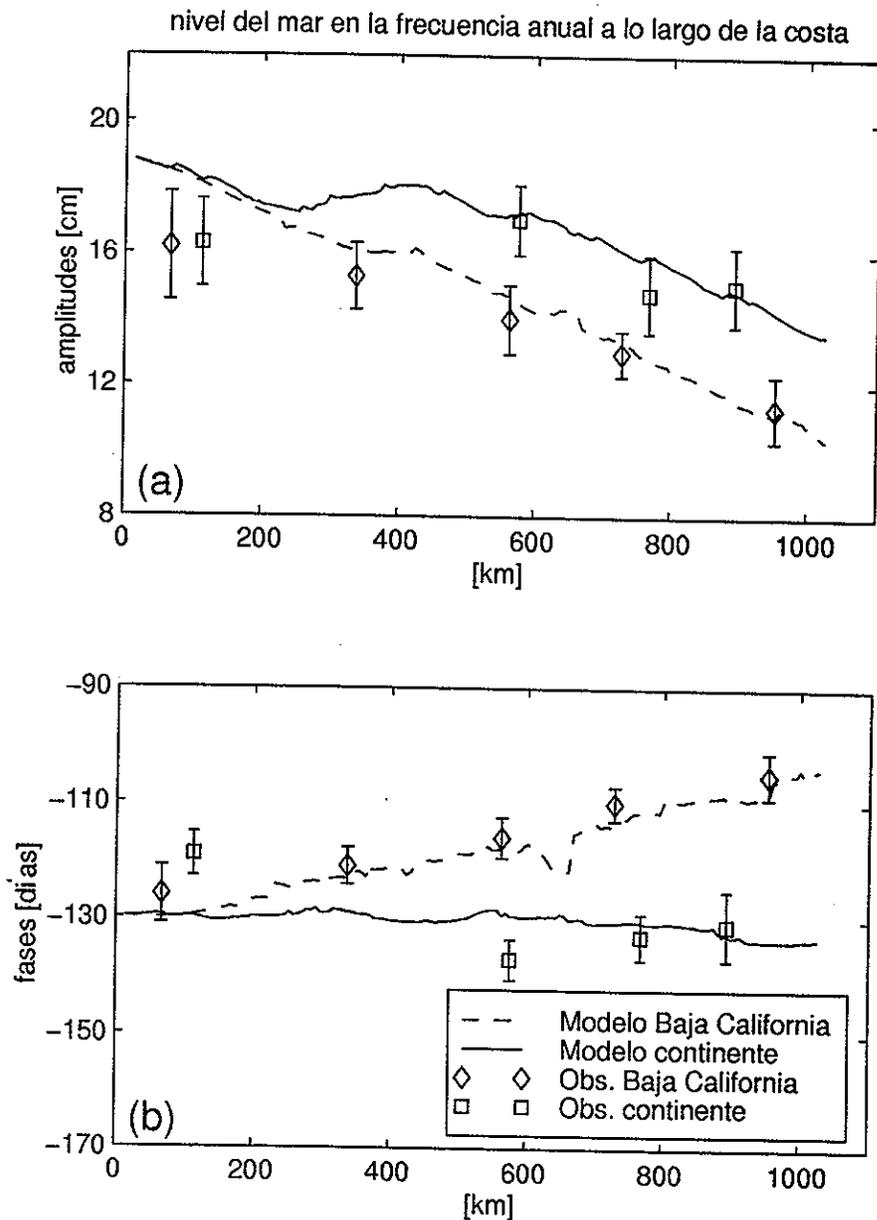


Figura 56: Comparación entre la elevación del nivel del mar en la frecuencia anual obtenida con el modelo no lineal y con abordaje y las observaciones (símbolos) como una función de la distancia a la cabeza del golfo de California. (a) amplitudes [m]. (b) fases [días].

La *Fig.(55b)* muestra los contornos de amplitud y fases de la temperatura superficial en la frecuencia anual. Las máximas amplitudes se dan en la cabeza, en la región de las islas, y en la costa continental. El abordamiento también amplía los valores de la amplitud anual de la temperatura superficial. Se puede pensar que como el abordamiento actúa sólo en una época de año, su efecto total se puede descomponer en una parte estacionaria y una parte en la frecuencia anual. Por esta razón las amplitudes de la componente anual de la temperatura superficial también se incrementan en lugares donde el abordamiento es intenso. Existe un mínimo relativo sobre la región central del *NGC*. Las isóneas siguen un patrón muy similar al de la temperatura media, pero la temperatura media decrece hacia la cabeza mientras las amplitudes aumentan. El campo de temperatura superficial guarda muy poca relación con su equivalente de la simulación lineal de la *Sección III*, y los resultados obtenidos con el modelo no-lineal con abordamiento se comparan mucho mejor con el campo observado de la temperatura superficial transversalmente integrada, como se verá más adelante.

La *Fig.(56)* muestra las amplitudes y las fases del nivel del mar a lo largo de la costa del *GC*. Éstas son muy parecidas a las de la *Fig.(42)*, obtenidas en la simulación lineal. En la región norte del golfo la comparación de la presente simulación con las observaciones resulta notablemente mejor. En el *NGC* el abordamiento es muy intenso, resultando una amplitud menor del nivel del mar y una región más fría que el resto del golfo.

La *Fig.(57)* es la temperatura superficial transversalmente integrada, como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Las curvas continuas corresponden a la modelación con diferentes versiones del modelo y los símbolos con barras de error corresponden a las observaciones de la temperatura superficial de los primeros 70 m, calculadas por *Beron-Vera et al. (1999)*. La *Fig.(57a)* corresponde a la temperatura media superficial, las observaciones indican que la temperatura media transversalmente integrada disminuye hacia la cabeza con un mínimo en la región de las grandes islas. Como se puede ver la temperatura media modelada con abordamiento (línea de guiones) reproduce este comportamiento en forma general. El mínimo de temperatura cercano a los 400 km en las observaciones puede deberse a otro efecto o forzante no considerado en esta simulación y será investigado más adelante. En todas las versiones lineales del modelo la temperatura media de la capa superficial es constante, e igual a la temperatura inicial de la capa superficial; muy parecida a los resultados de modelo no-lineal sin abordamiento (línea continua).

La *Fig.(57b)* muestra la amplitud de la componente anual de la variación de la temperatura superficial. Las observaciones indican que éstas crecen hacia la cabeza.

temperatura media superficial (0-70 m)

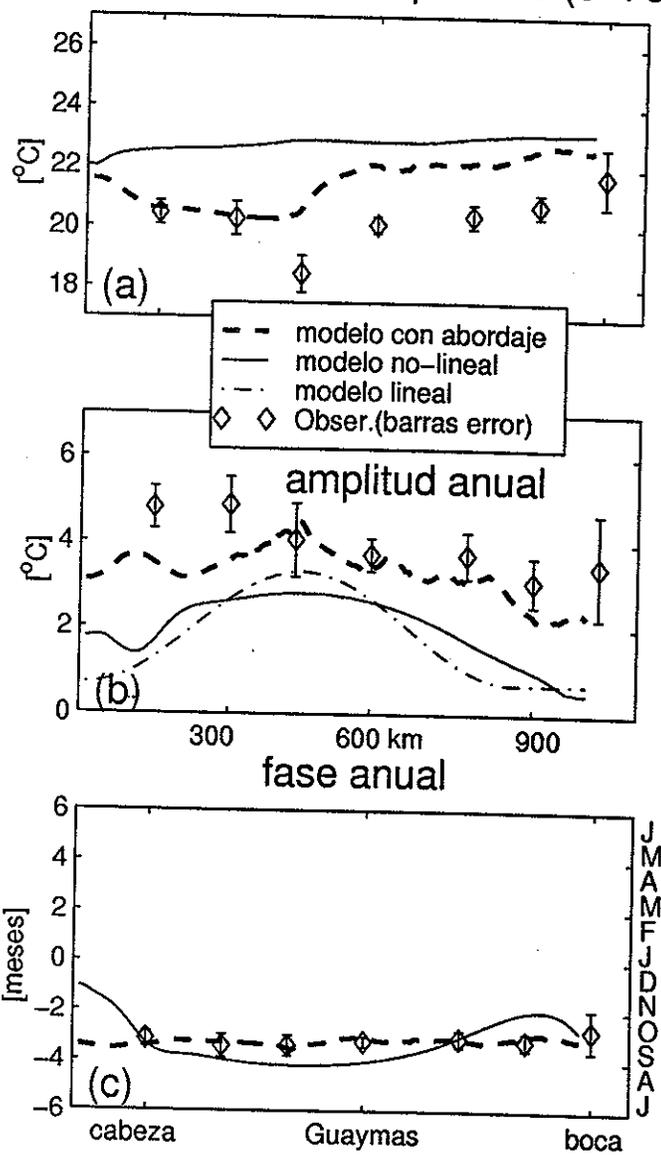


Figura 57: Temperatura superficial transversalmente integrada obtenida con versiones diferentes del modelo como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (a) temperatura media. (b) amplitud anual. (c) fase.

Con línea quebrada y puntos se ha indicado el pronóstico del modelo lineal y en línea continua los resultados del modelo no-lineal sin abordamiento. El modelo no-lineal mejora la comparación con las observaciones debido a la advección de calor que trata de homogeneizar la temperatura superficial. La línea quebrada corresponde al modelo no-lineal con abordamiento, el cual resulta aún más parecida a las observaciones. Con este modelo las amplitudes son mayores en todo el golfo debido a que el abordamiento, al enfriar la capa superficial, aumenta la amplitud de la variación de la temperatura. Los resultados de la presente simulación reproducen el comportamiento de la variación anual de temperatura superficial observada en el sentido de que éstas crecen hacia la cabeza del golfo. Las fases modeladas son muy similares a las observadas, *Fig.(57c)*.

La *Fig.(58a)* muestra al flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Los valores de la amplitud y fase son los mismos que los ya obtenidos en la simulación lineal. La inclusión del abordamiento y de un flujo superficial de calor medio permite, en esta simulación, reproducir parte del flujo horizontal neto del calor por la boca del *GC* y hacia el Océano Pacífico. Este valor es de 7 *TW* e igual al calor que entra por la superficie.

La *Fig.(58b)* muestra la velocidad superficial y la (58c) la velocidad de fondo transversalmente integradas. El valor medio de la velocidad superficial es hacia afuera del golfo y el valor medio de la velocidad de fondo es hacia adentro. La fase y la amplitud siguen un comportamiento similar al del modelo lineal.

La circulación promedio en el golfo se puede deducir de la ecuación de continuidad en su forma estacionaria y transversalmente integrada, $\partial_x(h_i u_i) = (-1)^{i+1} \omega_e$, que integrada y tomando $u_1 = 0$ en $x = 0$ resulta en $u_1 = (\int_0^x \omega_e dx) / h_1$, como ω_e es por definición mayor que cero, entonces u_1 es siempre positiva y varía según $\omega_e(x)$, y u_2 es siempre negativa.

V.3.1 La circulación en el NGC.

Como ya fue explicado en la *Sección IV*, la en la frecuencia anual, la circulación en el *NGC* consiste en un giro que revierte su sentido de rotación con las estaciones (*Beier, 1997* y *Beier et al., 1999*, desde el punto de vista numérico y *Lavín et al., 1997*, desde el punto de vista observacional). La inclusión de el enfriamiento de invierno producto de la mezcla por abordamiento, modifica la circulación conocida a la fecha. En particular, la dinámica modelada en esta sección muestra un campo promedio de velocidades.

En las *Figs.(59)* a (62) se puede ver la evolución de la circulación superficial en el

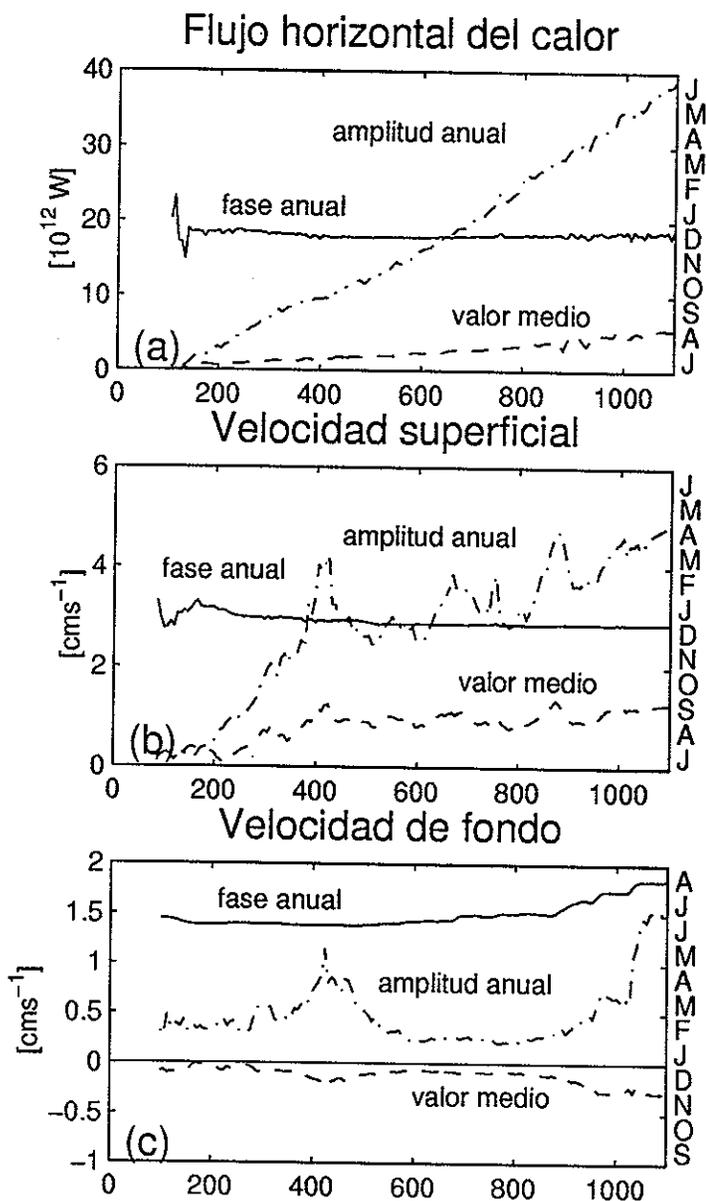


Figura 58: (a), flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (b), idem para la velocidad superficial. (c), idem para la velocidad de la capa de fondo.

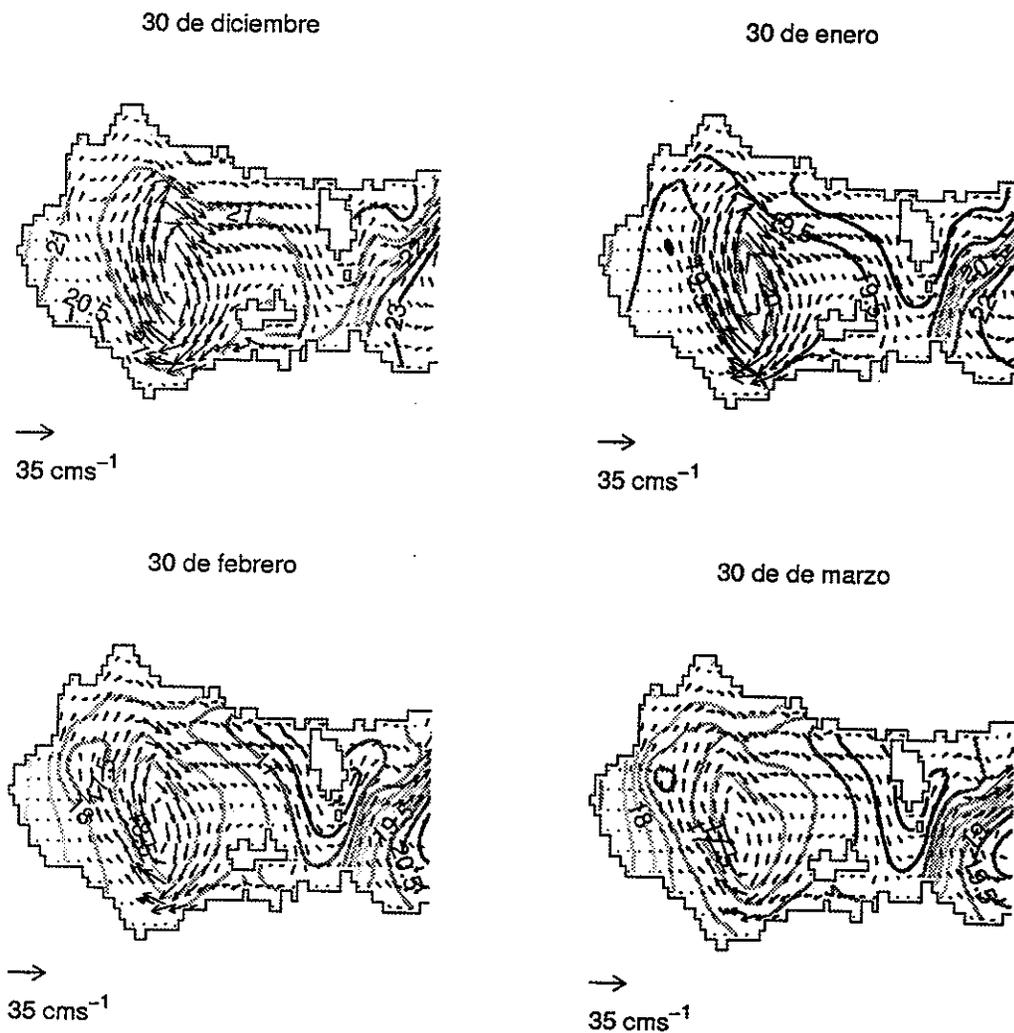


Figura 59: Velocidades superficiales instantáneas y temperatura superficial del *NGC*.

NGC durante un año. Las *Figs.*(59) y (61) corresponden a los campos instantáneos mes a mes, y las *Figs.*(59) y (61) a períodos quincenales con el objeto de mostrar más en detalle la transición de un régimen a otro.

La *Fig.*(59) corresponde al período del 30 de diciembre al 30 de marzo. Durante este período la circulación superficial es anticiclónica. En la región de las grandes islas el flujo es hacia la región central del *GC*, trasportando agua más fría hacia esta región. Hacia fines de marzo se alcanzan las temperaturas más bajas en el *NGC*. Obsérvese que durante este período un núcleo de agua más caliente se localiza en el centro del *NGC* asociado con el giro anticiclónico. El giro anticiclónico cubre también parte de la plataforma del lado del continente y está más extendido que el giro ciclónico de verano.

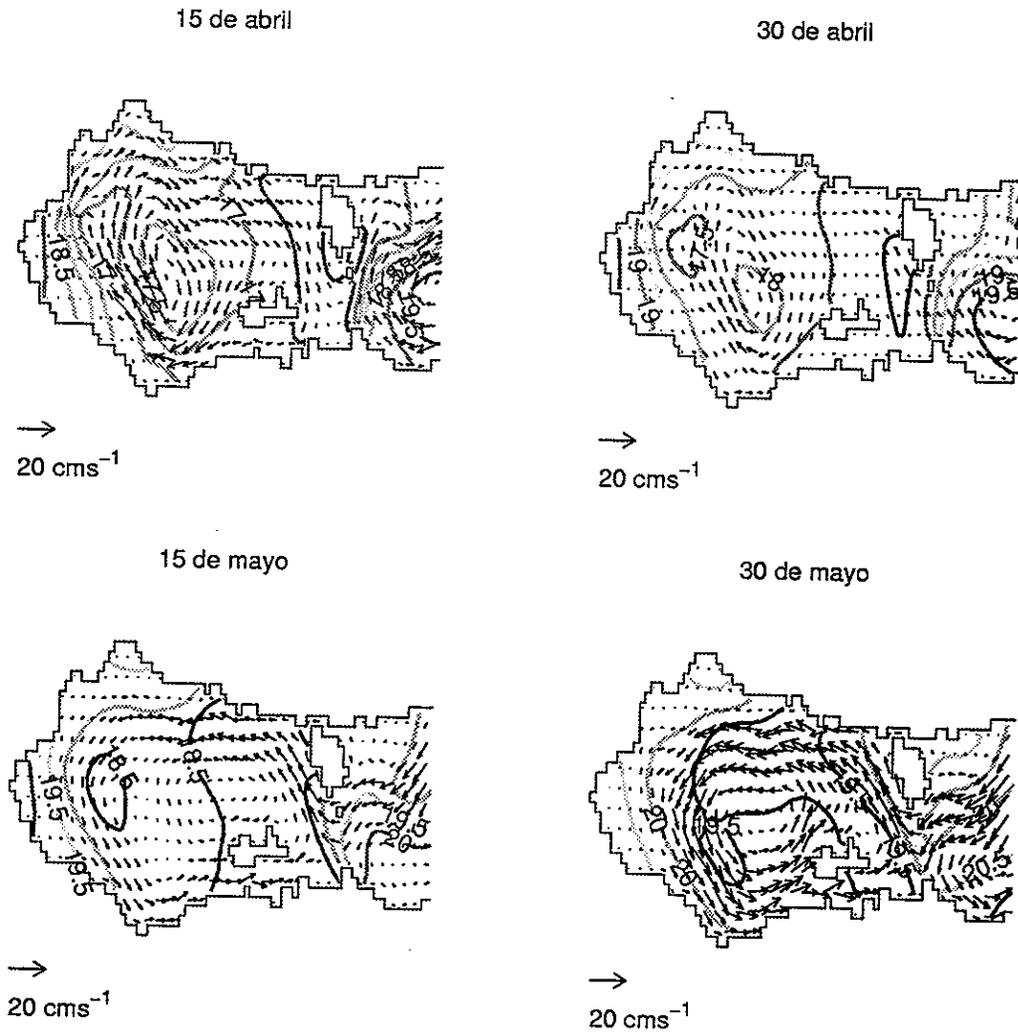


Figura 60: Idem *Fig.(59)*.

Entre el 30 de abril y el 15 de mayo se produce la transición a la circulación ciclónica, *Fig.(60)*. Nótese que durante las transiciones las velocidades disminuyen y por esta razón se ha cambiado la escala de velocidades. Durante abril el giro anticiclónico se debilita y se mueve hacia el lado de Baja California.

Durante la segunda mitad de mayo el giro ciclónico abarca todo el *NGC*. Desde junio y hasta agosto *Fig.(61)*, la circulación es ciclónica y más parecida al caso lineal en el sentido que el giro se concentra sobre la parte profunda del *NGC*. Durante septiembre se alcanzan las máximas temperaturas en el golfo norte. A fines de septiembre el giro ciclónico se encuentra debilitado pero ubicado todavía en la región central del golfo sin

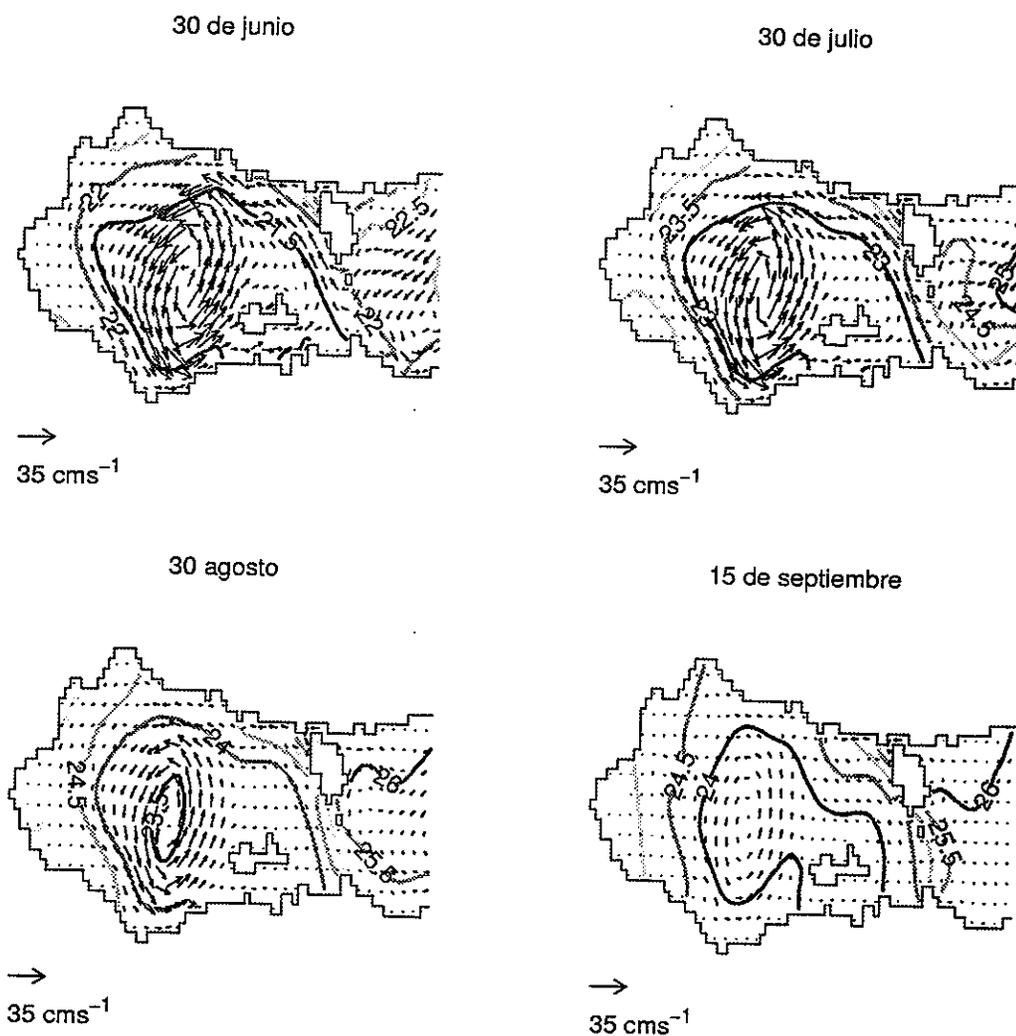


Figura 61: Idem *Fig.*(59)

desplazarse hacia la costa de Baja California. El 15 de octubre, *Fig.*(62), la circulación anticiclónica es todavía muy débil pero abarca toda la cuenca, y el 30 de noviembre el giro se encuentra totalmente desarrollado.

Como se puede observar, los dos regímenes de circulación no tienen la misma duración. La circulación anticiclónica (≈ 7 meses) es más prolongada que la circulación ciclónica (≈ 5 meses). Una posible asimetría temporal del giro estacional se induce de las imágenes satelitales, (*Soto-Mardones et al.*, 1999) y más claramente de cálculos geostroficados, (*Carrillo-Bibriezca y Lavín*, 1999). La asimetría en el tiempo que surge de observaciones de largo período es analizada en *Palacios et al.* (1999). Esto se puede

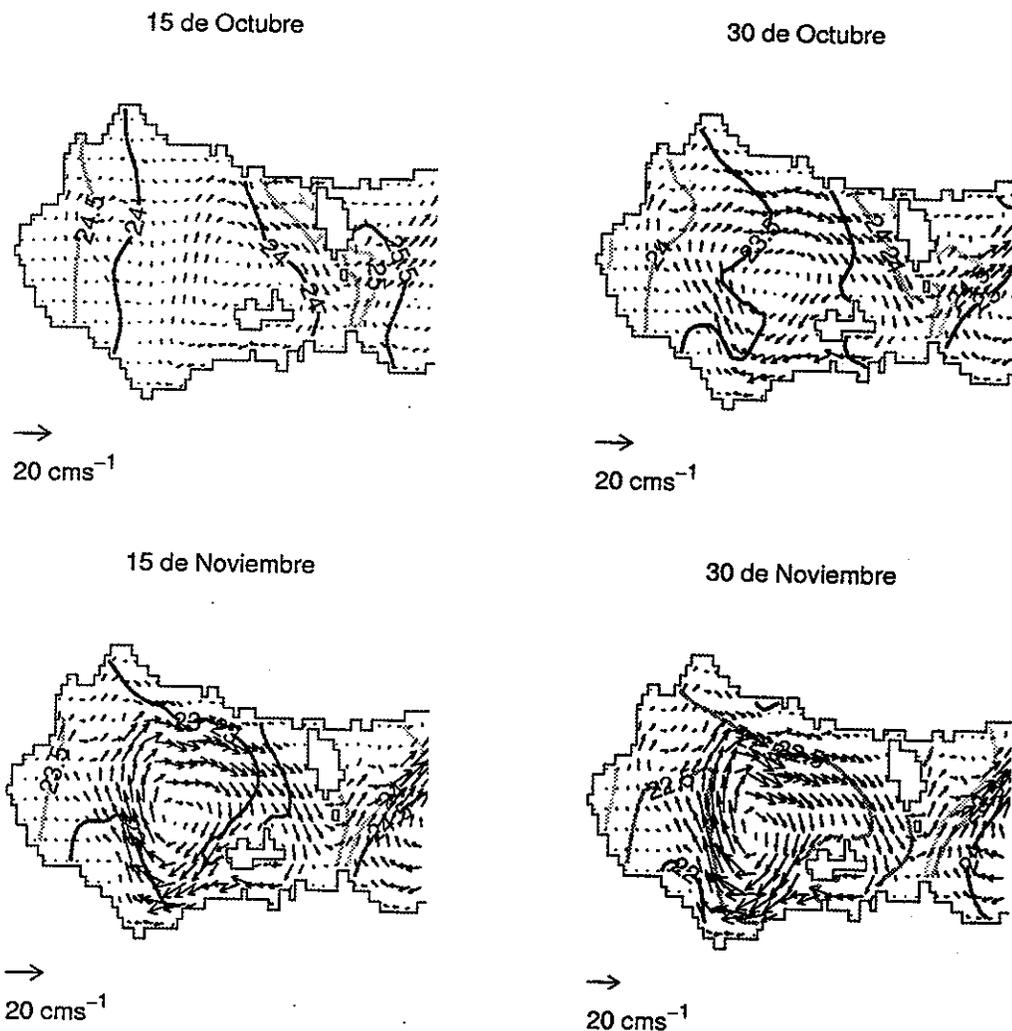


Figura 62: Idem *Fig.*(59)

explicar porque aunque el giro en la frecuencia anual tiene igual período para ambos giros, ahora debemos superponerle la circulación media del *NGC*, que es anticiclónica por las razones explicadas en la sección anterior, resultando una asimetría en el tiempo de duración de cada giro. Las velocidades son, en valor absoluto, menores a las del modelo lineal para los mismos valores del forzamiento pues el abordamiento genera fricción entre capas. Esto también mejora la comparación con las observaciones, pues en el caso lineal las velocidades resultaban, aunque del mismo orden, más altas que las observadas en Lavín et al. (1997).

V.4 Mezcla vertical producida por la marea semidiurna.

En la sección anterior hemos visto cómo la circulación en el *NGC* se modifica por incorporar el efecto del abordamiento a los forzantes en la escala anual. El enfriamiento superficial producido por este sólo mecanismo permite incorporar una parte del flujo superficial del calor de frecuencia cero en una cantidad igual a 7 TW. En la distribución del campo medio de temperatura transversalmente integrado que se obtiene de las observaciones, *Fig.(57a)* podemos notar que la zona más fría del golfo es la región del estrechamiento que producen las grandes islas. El efecto del abordamiento producido por el paso de la onda interna anual no puede producir un enfriamiento tan pronunciado en esta zona porque, para esta dinámica, ésta no es la región donde se producen los desplazamientos de la interfaz más grandes.

En la *Sección I* vimos que la marea interna forzada por la propagación de las componentes barotrópicas semidiurnas en su interacción con la topografía producen los desplazamientos más amplios de la interfaz exactamente en esta región. Estos desplazamientos de la interfaz son del mismo orden en amplitud que los que produce la escala anual, aunque con un período (el de la modulación de M_2 y S_2) próximo a los 15 días. En esta sección se incorpora la marea semidiurna al modelo no lineal forzado en la escala anual y se permite el ingreso de todo el flujo estacionario del calor superficial (18 TW). La combinación de todos los forzantes en la escala anual más la marea semidiurna producen un enfriamiento superficial y una distribución superficial de la temperatura más de acuerdo con las observaciones.

En la *Fig.(63a)* se puede ver el campo de temperaturas medias transversalmente integradas (línea llena gruesa) como una función de la distancia a la cabeza del golfo cuando se incluye la marea semidiurna al modelo y se permite el ingreso de todo el calor por la superficie que surge de las observaciones hidrográficas históricas. La comparación es favorable respecto de las temperaturas medias observadas de los primeros 70 m, *Beron-Vera et al. [1999], Fig.(63a, símbolos)*. La inclusión de la marea semidiurna produce un enfriamiento superficial en la región de los umbrales que está más de acuerdo con las observaciones que los resultados obtenidos con el abordamiento producidos solamente por los forzantes en la escala anual. Si se hace ingresar todo el flujo de calor superficial manteniendo el abordamiento producido por los forzantes en la escala anual solamente, se obtiene una distribución de la temperatura media superficial que crece hacia la cabeza del golfo y no se produce el mínimo de temperatura observado en la región de los umbrales *Fig.(63a)* línea quebrada.

El comportamiento de la temperatura media observada de los primeros 70 m del

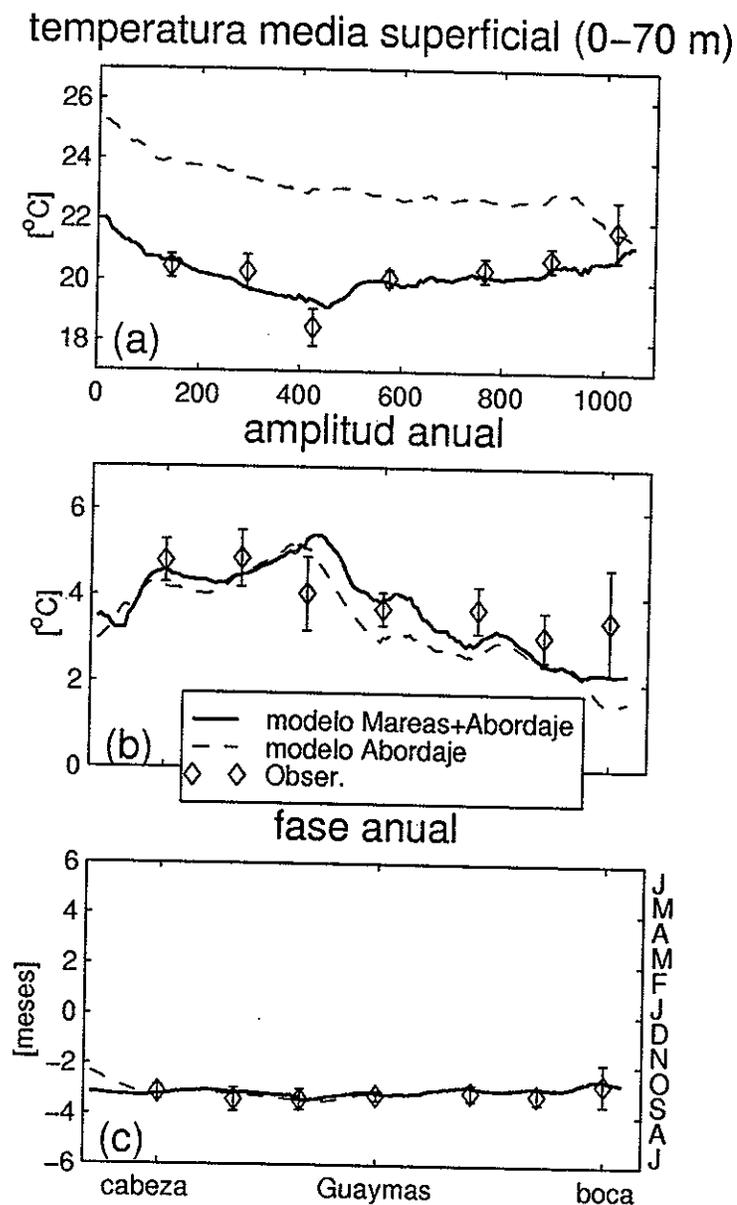


Figura 63: Temperatura superficial transversalmente integrada como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (a) temperatura media anual, la línea llena corresponde al modelo no-lineal forzado en la escala anual y la marea semidiurna, la línea quebrada corresponde al mismo modelo no-lineal sin incluir la marea y los símbolos son valores observados. (b) amplitudes de la componente anual. (c) fases de la componente anual.

golfo que, se muestra en la *Fig.*(63a) por medio de símbolos, también, se puede observar en la temperatura superficial del golfo obtenida de estaciones hidrográficas históricas y en la temperatura media superficial obtenida de imágenes satelitales, (*Soto-Mardones et al.*, 1999). Por ejemplo, de acuerdo con promedio de imágenes satelitales de 14 años, la temperatura superficial del golfo disminuye desde 26 °C en la boca a 24 °C cerca de la cabeza, pasando por un mínimo de 22.8 °C en la región de las grandes islas (*Soto-Mardones et al.*, 1999). Excepto por los valores absolutos, la distribución es muy similar a la obtenida por este modelo y las diferencias sólo parecen deberse a que las temperaturas pronosticadas con el modelo son representativas de los 70 m superiores y por lo tanto menores.

La *Fig.*(63b) muestra la amplitud de la temperatura superficial transversalmente integrada y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. Los símbolos corresponden a las observaciones analizadas por *Beron-Vera y P. Ripa* (1999) y las curvas a los resultados del modelo que incluye la marea semidiurna (línea gruesa continua) y sin la marea semidiurna (línea quebrada). Ambas curvas son similares, pero el incluir la marea incrementa las amplitudes de la componente anual en la región central del *GC*. La amplitud de la temperatura superficial en la frecuencia anual calculada de imágenes satelitales, (*Soto-Mardones et al.*, 1999), tiene una distribución similar a la que se muestra en esta figura, aunque con valores absolutos más altos por ser representativas de una fina capa superficial. Ésta varía casi linealmente de 3.5 °C en la boca a 6.5 °C en la región de las islas, disminuye suavemente en el *NGC* y se incrementa a 7.5 °C en la cabeza. Las amplitudes de la componente anual de la temperatura superficial modelada reproducen este comportamiento, como puede verse en la *Fig.*(63b). Las fases modeladas son muy similares a las observadas, *Fig.*(63c).

La inclusión de la marea no afecta en gran medida la amplitud modelada de la componente anual de la temperatura superficial, pero sí afecta significativamente a la temperatura media superficial. Esto se debe a que el período quincenal es muy corto comparado con el período anual. La *Fig.*(64a) muestra el campo de velocidades y temperaturas medias en la región central del *GC* donde la inclusión de la marea tiene mayor efecto. Las velocidades medias son muy similares a las obtenidas en la simulación sin la marea, excepto en la región de los umbrales donde dominan las corrientes residuales de la marea generadas por los términos advectivos del modelo no-lineal. Resultados de corrientes residuales de la marea similares fueron obtenidos por *Argote et al.* (1998). La ausencia de un patrón claro de circulación residual en los umbrales es probablemente debido a la baja resolución espacial del modelo. Con la inclusión de la marea, la región de los umbrales está en promedio más fría y esta particularidad se

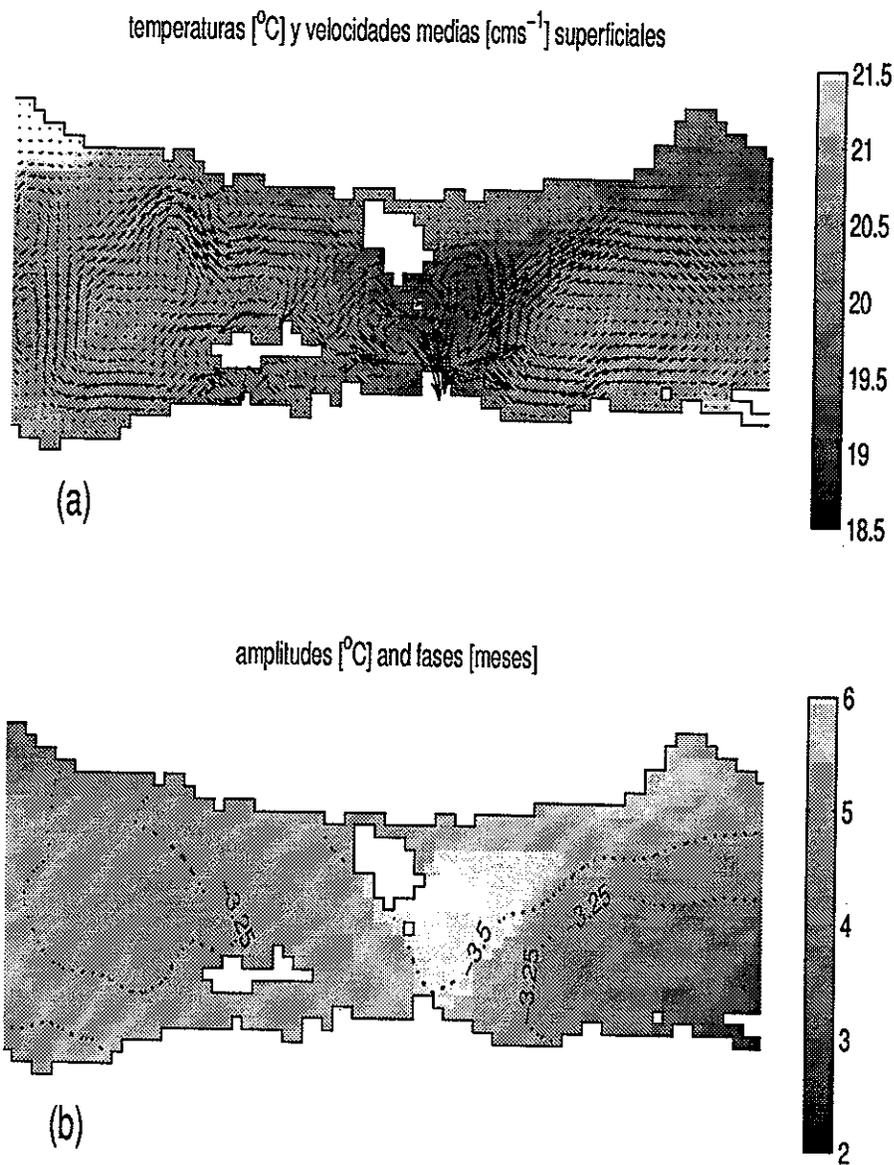


Figura 64: Efecto de incorporar la marea semidiurna M_2 y S_2 a los forzantes en la escala anual. (a) Temperatura y velocidad superficial media. (b) amplitudes y fases de la temperatura superficial.

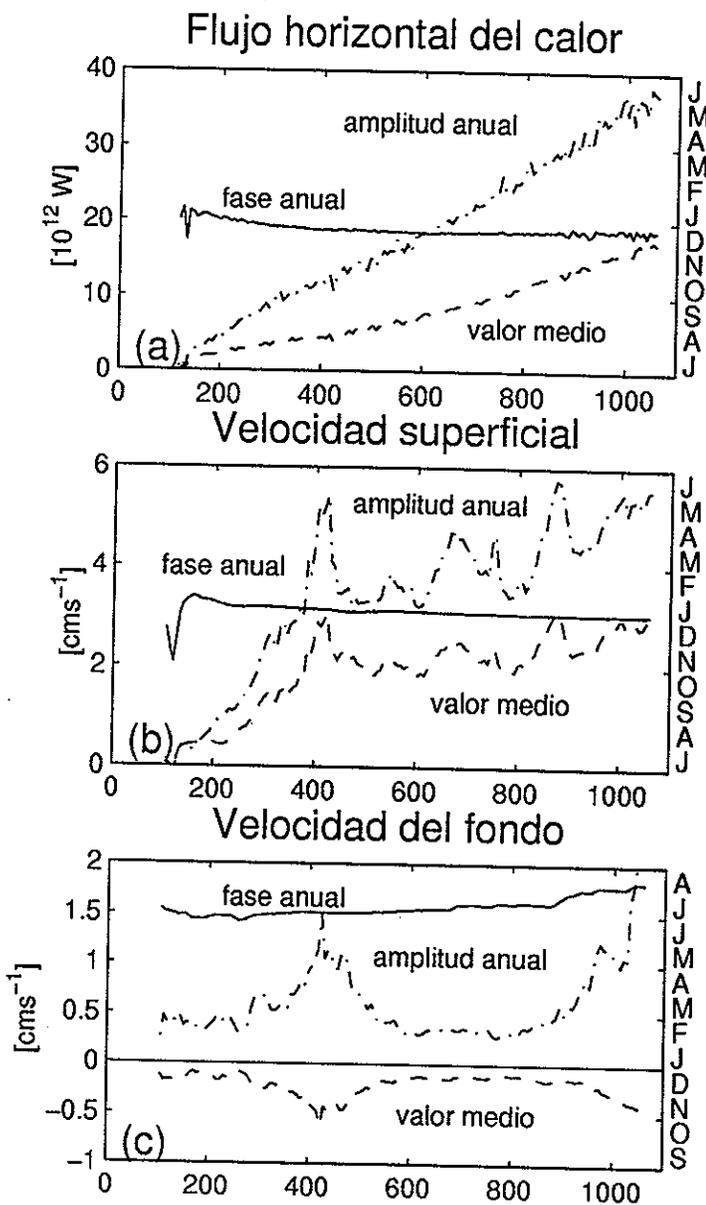


Figura 65: Balance Total del Calor en el Golfo de California. (a) flujo horizontal del calor transversalmente integrado y como una función de la distancia a la cabeza del golfo. (b), idem para la velocidad superficial. (c), idem para la velocidad de la capa de fondo.

puede ver en las imágenes satelitales de *Soto-Mardones et al.* (1999). La amplitud de la componente anual de la temperatura es en esta zona más grande que en el resto de golfo, *Fig.*(64a).

La *Fig.*(65a) muestra la descomposición del flujo horizontal del calor en su valor estacionario y en su componente anual. Los valores mostrados en esta figura coinciden con los obtenidos de las observaciones hidrográficas por *CLR94* y muestran que en promedio el *GC* exporta una cantidad de 18 TW hacia el Océano Pacífico incorporados en el interior del golfo por la superficie.

La *Fig.*(65b) muestra la descomposición de la velocidad superficial transversalmente integrada en un valor medio más la variación anual. El valor medio de la velocidad media superficial positiva mostrada en esta figura está directamente asociado con el flujo horizontal del calor en la boca del golfo. De acuerdo con la ecuación (63) se puede obtener un valor muy próximo al obtenido en la simulación. Teniendo en cuenta que el flujo difusivo del calor en la boca es dos órdenes de magnitud menor que el advectivo, resulta un valor de la velocidad superficial de $\tilde{u}_1^y = \mathcal{F}_B / (\rho_0 c_p \Delta T h_1 W) = 2.57 \text{ cm s}^{-1}$, donde se ha supuesto que T_1 y h_1 no son funciones de y y que el movimiento es preponderantemente baroclínico. La velocidad media de fondo es entonces de entrada al golfo y un orden de magnitud menor, *Fig.*(65c).

De acuerdo con este esquema, la circulación asociada a la parte estacionaria del balance total del calor en el *GC* consiste de una velocidad media superficial de salida y una velocidad media profunda de entrada al golfo. El agua fría entrante se incorpora a la capa superficial por procesos de abordamiento que enfrían la capa superficial, y a medida que abandona el golfo hacia el Océano Pacífico, se calienta por el calor recibido desde la superficie.

V.5 Conclusiones.

Utilizando un modelo numérico no-lineal de dos capas, la superficial heterogénea, se propone una explicación a la dinámica asociada al balance promedio de calor en el *GC*. La circulación estacionaria modelada consiste de un flujo de salida de agua superficial caliente del golfo y de un flujo de entrada frío en la capa profunda. Esta circulación permanente explica los 18 TW que el golfo exporta anualmente al Océano Pacífico y que es el flujo neto promedio que se gana por la superficie calculado en *CLR94*. El agua fría del fondo ingresa a la superficie por procesos de abordamiento simulados en este trabajo por la surgencia que en invierno producen los forzantes en la escala anual. Durante ese período de fuerte abordamiento, la modulación quincenal de las mareas

semidiurnas intensifica aún más los desplazamientos de la interfaz en la región de las grandes islas resultando en un abordamiento mayor en esta región.

El enfriamiento superficial diabático producido por el agua profunda es compensado por el calentamiento desde la atmósfera que restituye en el modelo la estratificación. El agua superficial se calienta a medida que abandona el *GC*, produciendo en la boca un flujo de agua caliente con una velocidad promedio de 2.5 cm s^{-1} . El flujo estacionario de salida es en forma de giros localizados: en el *NGC*, anticiclónico; en la región central del golfo, anticiclónico; y entre las secciones de Guaymas-Santa Rosalía y Topolobampo-La Paz, ciclónico.

El campo de temperatura superficial transversalmente integrado se compara favorablemente con el obtenido de observaciones hidrográficas. La temperatura media anual transversalmente integrada disminuye desde la boca hacia la cabeza pasando por un mínimo en la región de las grandes islas, 450 km desde la cabeza. La amplitud de la temperatura superficial crece hacia la cabeza desde $2 \text{ }^\circ\text{C}$ en la boca hasta $5.5 \text{ }^\circ\text{C}$ en la región de las grandes islas. En el *NGC* las amplitudes pasan por un mínimo relativo de $4.25 \text{ }^\circ\text{C}$. Aunque la comparación con las observaciones es cualitativa, la solución obtenida para el campo de temperaturas superficiales es mucho más realista que todas las simulaciones numéricas a la fecha. La comparación de las amplitudes del nivel del mar a lo largo de la costa es mejor que la obtenida con la versión lineal del modelo, resultando favorable en todo el golfo y no solamente en las regiones sur y central, como en el caso lineal.

La superposición de la escala estacionaria y la escala anual resulta en un campo de velocidades superficiales con una asimetría entre verano e invierno. En el *NGC* el campo de velocidades superficiales obtenido, con el modelo, muestra una asimetría estacional que concuerda con las observaciones directas de velocidades superficiales. El período anticiclónico tiene una duración de 7 meses y el ciclónico de 5 meses. Aunque esta asimetría temporal se puede inducir de imágenes satelitales y cálculos geostróficos, se necesitan observaciones de corrientes directas de largo período que la confirmen. Las transiciones entre un período y otro resultan ser muy rápidas, del orden de 3 semanas, tanto en las observaciones como en el modelo. La fricción entre capas producida por el abordamiento de agua hacia la superficie produce un campo de velocidades superficiales menores, más parecidas con las observaciones de Lavín et al (1997) que las obtenidas en la simulación lineal.

El abordamiento de agua producido por los forzantes en la escala anual y la marea semidiurna producen efectos distintos. Mientras que los forzantes en la escala anual enfrían más la región del *NGC*, la marea lo hace en la región central del *GC*. Si se quiere

obtener una solución con el efecto del abordamiento producido por los forzantes en la escala anual solamente, la temperatura media anual obtenida crece hacia la cabeza y el campo de temperatura media superficial se aleja de las observaciones.

Literatura Citada.

- Argote, M.L., A. Amador, M.F. Lavín y J. R. Hunter, 1995, Tidal Dissipation and stratification in the Gulf of California, *J. Geophys Res.*, **100**, 16 103-16 118.
- Argote, M.L., M.F. Lavín y A. Amador, 1998: Barotropic Eulerian residual circulation on the Gulf of California due to M_2 tide and windstress, *Atmósfera*, **11**, 173-197.
- Beier, E., 1997, A Numerical Investigation of the Annual Variability of the Gulf of California. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 615-632.
- Beier, E. y P. Ripa, 1999, Seasonal Gyres in the Northern Gulf of California, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 305-311.
- Bennett, A. F. y P. C. McIntosh, 1982, Open Ocean Modeling as an Inverse Problem: Tidal Theory. *J. Phys. Oceanogr.* **12**, 1004-1018.
- Beron-Vera, F.J. y P. Ripa, 1999, On the Thermodynamics of the Gulf of California. Part I: Three-dimensional aspect of the seasonal heat balance, submitted to *J. Geophys Res.*
- Bray, N.A., 1988a, Thermohaline Circulation in the Gulf of California., *J. Geophys. Res.*, **93**, 4993-5020.
- Bray, N.A., 1988b, Water mass formation in the Gulf of California, *J. Geophys. Res.*, **93**, 9223-9249.
- Carbajal, N., y J. Backhaus, 1998, Simulation of tides, residual flow and energy budget in the Gulf of California, *Oceanologica Acta*, **21**,(3), 429-446.
- Carrillo-Bibriezca, L., 1996, Circulación geostrofica en la región norte del Golfo de California. Tesis de Maestría, Departamento de Oceanografía Física, CICESE, Ensenada, México, 64 pp.
- Carrillo-Bibriezca, L. y M.F. Lavín, 1999, Seasonal evolution of the geostrophic circulation in the Northern Gulf of California. (enviado a *J. Geophys. Res*)
- Castro, R., M.F. Lavín, y P. Ripa, 1994, Seasonal Heat Balance in the Gulf of California. *J. Geophys. Res.*, **99**, 3249-3261.

- Cushman-Roisin, B., y J. J. O'Brien, 1983, The influence of bottom topography on baroclinic transports, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1600-1611.
- Denman, K.L., 1973, A time-dependent model of the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **3**, 173-184.
- Filloux, J.H., 1973, Tidal patterns and energy balance in the Gulf of California, *Nature*, **243**, 213-221.
- Gill, A. 1982, *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press.
- Grijalba, N., 1972, Tidal computation in the Gulf of California, *Geofís. Int.*, **12**, 13-34.
- Gutiérrez, C. y R. Morales, 1986, Revisión de datos de mareas para el GC, *Reporte Técnico OC-85-03*, CICESE, km 107 carr. Tijuana-Ensenada, 22800 Ensenada, B.C., México, 40 pp.
- Hendershott, M.C., y A. Speranza, 1971, Co-oscillation tides in long narrow bays: The Taylor problem revised, *Deep Sea Res.*, **18**, 959-980.
- Kraus, E.B. y J.S. Turner, 1967, A one-dimensional model of the seasonal thermocline: II. The general theory and its consequences, *Tellus*, **19**, 98-106.
- Kundu, P.K., 1980, A numerical investigation of mixed-layer dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 220-236.
- Lavín, M.F., R. Durazo, E. Palacios, M.L. Argote, y L. Carrillo, 1997, Lagrangian Observations of the Circulation in the Northern Gulf of California. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 2298-2305.
- Lavín, M.F., E. Beier y A. Badan, 1997, Estructura Hidrográfica y circulación del Golfo de California: Escalas estacional e interanual, *Contribuciones a la Oceanografía Física en Mexico, Unión Geofísica Mexicana, Monografía N° 3*, 141-171.
- Marinone; S.G., 1997 Tidal residual currents in the Gulf of California: Is M_2 tidal constituent sufficient to induce them?, *J. Geophys. Res.*, **102**, 8611-8623.
- McCreary, J. P., Y. Fukamachi y P. K. Kundu, 1991, A Numerical Investigation of Jets and Eddies Near Eastern Ocean Boundary, *J. Geophys. Res.*, **96(C2)**, 2515-2534.

- McCreary, J. P. y P.K. Kundu, 1988, A numerical investigation of the Somali Current during the Southwest Monsoon, *J. Mar. Res.*, **46**, 25-58.
- Merrifield, M., y C. Winant, 1991, Shelf circulation in the Gulf of California: A description of the variability, *J. Geophys. Res.*, **96**, 18,337-18,359.
- Merrifield M., A comparison of long coastal-trapped wave theory with remote-storm-generated wave events in the Gulf of California, 1992, *J. Phys. Ocean.*, **22**, 5-18.
- Paden C.A., Winant C. D. y Abbott M., 1993, Tidal and Atmospheric Forcing of the Upper Ocean in the Gulf of California 2. Surface Heat Flux, *J. Geophys. Res.*, **98(C11)**, 20091-20103.
- Palacios-Hernández, E., E. Beier y M.F. Lavín, 1999, The effects of winter mixing over the seasonally reversing gyres in the Northern Gulf of California, en preparación.
- Phillips, O. M., 1975, *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*, Capítulo 7 (Entrainment), Pergamon Press.
- Ripa, P., y S. G. Marinone, 1989, Seasonal variability of temperature, salinity, velocity, vorticity and sea level in the central Gulf of California, as inferred from historical data, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **115**, 887-913.
- Ripa, P., 1990, Seasonal circulation in the Gulf of California, *Ann. Geophys.*, **8**, 559-564.
- Ripa, P., 1993, Conservation laws for primitive equations models with inhomogeneous layers, *Geophys. Astrophys. Fluid Dym.*, **70**, 85-111.
- Ripa, P. y Velázquez, 1993, Modelo unidimensional de la marea en el Golfo de California, *Geofís. Int.*, **32**, 41-56.
- Ripa, P., 1997, Towards a Physical Explanation of the Seasonal Dynamics and Thermodynamics of the Gulf of California. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 597-614.
- Ripa, P., y J. Zavala-Garay, 1999, Ocean Channel Modes. *J. Geophys. Res.*, *in press*.
- Schopf, P.S. y M.A. Cane, 1983, On equatorial dynamics, mixed layer physics and sea surface temperature, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 917-935.

- Soto-Mardones L., S. G. Marinone y A. Parés-Sierra, 1999, Time and spatial variability of the sea surface temperature in the Gulf of California, *Ciencias Marinas*, **25(1)**, 1-30.
- Tanahara-Romero, S. A.; 1997, Estudio de la circulación debida al forzamiento del viento en la zona norte del Golfo de California durante invierno, Tesis de Maestría, Departamento de Oceanografía Física, CICESE, Ensenada, B.C., México, 60 pp.
- Taylor, G. I., 1921, Tidal Oscillations in gulfs and rectangular basins. *Proc. London Math. Soc.* **20**, 148-181. [También en "Scientific Papers," Vol 20, pp 144-171. Cambridge Univ. Press, London and New York].
- Thompson, R.O.R.Y., 1976, Climatological numerical models of the sea surface mixed layer of the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 496-503.
- Zavala-Garay, J., 1993, Parametrización de la fricción de fondo para el Golfo de California mediante la comparación de dos modos de Marea. *Tesis de Licenciatura*, 51 pp, Universidad Autónoma de Baja California, Ensenada, B.C., México.
- Zavala-Garay, J., 1996, Estudio sobre la propagación de modos en un canal con aplicación a la marea en el Golfo de California, *Tesis de Maestría*, 68 pp, Biblioteca de CICESE, Ensenada, B.C., México.