

TESIS DEFENDIDA POR  
**Cuauhtémoc Turrent Thompson**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



---

**Dr. Juan Manuel López Mariscal**

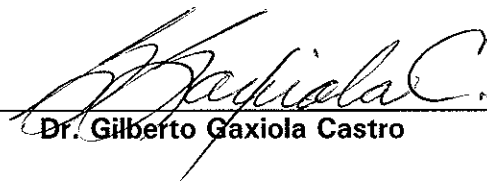
*Director del Comité*



---

**Dr. Pedro Ripa Alsina**

*Miembro del Comité*



---

**Dr. Gilberto Gaxiola Castro**

*Miembro del Comité*



---

**Dr. Silvio Guido Lorenzo Marinone Moschetto**

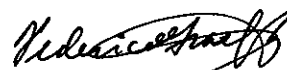
*Miembro del Comité*



---

**Dr. Silvio Guido L. Marinone Moschetto**

*Jefe del Departamento de  
Oceanografía Física*



---

**Dr. Federico Graef Ziehl**

*Director de Estudios de Posgrado*

28 de mayo de 1999

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y  
DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA**

**OCEANOGRAFÍA FÍSICA**



*"Estudio Numérico del Ajuste y Evolución de un  
Frente sobre un Cañón Submarino"*

**T E S I S**

**CUAUHTÉMOC TURRENT THOMPSON**

ENSENADA, B.C.

MAYO DE 1999

---

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN  
SUPERIOR DE ENSENADA

DIVISIÓN DE OCEANOLOGÍA  
DEPARTAMENTO DE OCEANOGRAFÍA FÍSICA

**Estudio Numérico del Ajuste y Evolución de un  
Frente sobre un Cañón Submarino**

TESIS

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

Cuauhtémoc Turrent Thompson

Ensenada, Baja California, México. Mayo de 1999.

---

**RESUMEN de la Tesis de CUAUHTÉMOC TURRENT THOMPSON presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS EN OCEANOLOGÍA con opción en OCEANOGRAFÍA FÍSICA. Ensenada, Baja California, México. Mayo de 1999.**

## **ESTUDIO NUMÉRICO DEL AJUSTE Y EVOLUCIÓN POSTERIOR DE UN FRENTE SOBRE UN CAÑÓN SUBMARINO**

Resumen aprobado por:

  
Dr. Manuel López Mariscal  
Director de Tesis

Un modelo numérico de ecuaciones primitivas, con coordenadas cartesianas en la horizontal y coordenada sigma en la vertical, fue utilizado para estudiar el ajuste de frentes sobre distintas batimetrías: fondo plano, un cañón submarino simétrico respecto a su eje longitudinal, y otro asimétrico. Dicho proceso simula, de manera idealizada, el que sufren los frentes asociados a las masas de agua formadas en la región norte del Golfo de California a finales de la temporada invernal. El modelo se aplica a una cuenca rectangular con una frontera abierta, y las corridas inician del reposo con un campo de densidad que está fuera de equilibrio. No hay forzamientos externos. El radio interno de deformación inicial fué variado como principal parámetro físico, cubriendo el intervalo de 8.7 a 15.2 km. Se encontraron tres etapas en el desarrollo del frente: (i) el ajuste inicial aproximadamente geostrófico, (ii) crecimiento de las inestabilidades del flujo asociado al frente, y (iii) circulación posterior al ajuste en forma de remolinos de pequeña escala y corrientes de densidad. Los mecanismos de disipación (fricción del fondo) y de mezcla, al igual que el crecimiento de las inestabilidades de la circulación asociada al frente, no permitieron que el ajuste inicial fuera completamente geostrófico. Todos los frentes fueron hidrodinámicamente inestables, con una tasa de crecimiento y longitud de onda más inestable proporcionales al radio interno de deformación inicial. Se encontró que el fondo variable tuvo un efecto desestabilizador sobre los frentes, pues las inestabilidades crecen más rápido conforme más compleja es la batimetría (cañón asimétrico). Los remolinos de pequeña escala que resultaron del desarrollo de las inestabilidades del flujo básico tuvieron diámetros del orden de 4 a 6 veces el radio interno de deformación, y los más energéticos fueron ciclónicos, por lo que hubo un predominio de vorticidad ciclónica durante la evolución de las simulaciones. Se describieron dos corrientes de densidad distintas, que transportaban agua densa hacia la frontera abierta del dominio: (a) una "costera", que resultó de la interacción de un remolino con una de las fronteras laterales y que estuvo aproximadamente en balance geostrófico en su dirección transversal; su intensidad fué proporcional al radio interno de deformación inicial y a la pendiente del fondo en esa misma dirección, y (b) una "de fondo", más irregular que la costera, que fué canalizada por el cañón submarino (no apareció en las corridas con fondo plano), y cuyo balance parece ser dominado, al menos en parte, por la gravedad. Las estructuras que evolucionaron a partir de la desestabilización del frente (remolinos de pequeña escala y

corrientes de densidad), pueden tener implicaciones importantes para la dinámica y circulación de la región norte del Golfo de California durante los eventos de formación de masas de agua que ahí ocurren. En particular, el que la intensidad de las corrientes de densidad dependa de la pendiente del fondo en la dirección transversal a la corriente puede servir para explicar una parte de la evolución de dicho fenómeno.

*Palabras clave: Formación de masas de agua, ajuste de frentes, inestabilidades hidrodinámicas, corrientes de densidad.*

# A NUMERICAL STUDY OF THE ADJUSTMENT AND EVOLUTION OF A FRONT OVER A SUBMARINE CANYON

## SUMMARY

A primitive equations numerical model, with cartesian coordinates in the horizontal and the sigma coordinate in the vertical, was used to study the adjustment of fronts over three different topographies: a flat bottom, a submarine canyon that was symmetric with respect to its longitudinal axis, and an asymmetric canyon. This process simulates an idealization of the adjustment that occurs to the fronts associated to the water masses that are formed in the northern region of the Gulf of California towards the end of the winter season. The model is applied to a rectangular basin that has an open boundary, and the model runs begin from rest with a density field that is not in equilibrium. There are no external forces. The initial internal radius of deformation was varied as the main physical parameter, covering the range of 8.7 to 15.2 km. Three stages were found in the development of the fronts: (i) the initial adjustment, which was approximately geostrophic, (ii) growth of instabilities of the flow associated to the fronts, and (iii) circulation after the initial adjustment in the form of small scale eddies and density currents. The dissipation (by bottom friction) and mixing mechanisms, together with the growth of the instabilities of the circulation associated to the fronts did not permit the initial adjustment to be completely geostrophic. All the fronts were hydrodynamically unstable, with both the wavelength of maximum instability and the growth rate of the instabilities being proportional to the initial internal radius of deformation. It was found that the variable topography had a destabilizing effect on the fronts, because the instabilities grew faster as the topography became more complex (asymmetric canyon). The small scale eddies that resulted from the evolution of the instabilities of the basic flux had diameters approximately 4 to 6 times the internal radius of deformation, and the most energetic eddies were cyclonic. This accounted for the predominance of cyclonic vorticity that was observed in the evolution of the simulations. Two distinct density currents that transported dense water towards the open boundary were described. First, a "coastal" current that resulted from the interaction of one of the eddies with a lateral boundary and that was approximately in geostrophic balance in its transversal direction; its intensity was proportional to both the initial internal radius of deformation and the bottom slope in that direction. And a "bottom" current, more irregular than the coastal current, that was canalized by the submarine canyon (it was not present in the flat bottom simulations), and whose balance appeared to be dominated, at least in part, by gravity. The structures that evolved from the destabilization of the fronts (small scale eddies and density currents), can have important implications to the dynamics of the northern region of the Gulf of California during water mass formation events. In particular, the fact that the intensity of the density currents was proportional to the bottom's slope in the transversal direction of the current can help to explain a part of the evolution of that phenomenon.

*Key words: Water mass formation, adjustment of fronts, hydrodynamical instabilities, density currents.*

---

**DEDICADO A**

*las fuerzas del  
Ejercito Zapatista de Liberación Nacional*

¿Qué podemos decir, nosotros, occidentales, privilegiados, que  
hemos perdido la medida de lo humano en la posesión y el  
consumo, que vivimos bajo cielos impolutos y sobre una tierra a la  
que ni siquiera le hace falta producir para tenernos hartos a todas  
horas?

Rosa Regàs

## AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Manuel López Mariscal, por su apoyo e invaluable dedicación.

A los miembros del comité de tesis: Dr. Guido Marinone, Dr. Pedro Ripa, Dr. Alejandro Parés Sierra y Dr. Gilberto Gaxiola, por sus comentarios y sugerencias.

Al Dr. Miguel Lavín por leer un borrador de la tesis y aportar valiosas sugerencias.

Al Dr. Hernan Arango por sus múltiples ayudas para configurar correctamente *SCRUM*.

Al Dr. Dave Chapman por sugerir el uso de la salinidad como trazador pasivo, y por proporcionarnos el paquete de graficado y una versión actualizada de *SCRUM*.

Al L.C.C. Roberto Soto por la ayuda que siempre brindó con la red de cómputo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por los recursos aportados a través del proyecto 225080-5-1889-PT.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por el apoyo económico que me otorgó durante las etapas finales de este trabajo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico que me brindó para realizar mis estudios.



# CONTENIDO

	<u>Página</u>
Resumen.	i
Dedicatoria.	iii
Agradecimientos.	iv
Contenido.	v
Lista de figuras y tablas.	vi
I. INTRODUCCIÓN.	1
1.1 Antecedentes: la formación de masas de agua en el Golfo de California.	1
1.2 El ajuste geostrófico de frentes.	3
1.3 Objetivos y organización del escrito.	4
II. EL MODELO NUMÉRICO.	6
2.1 El modelo <i>SCRUM</i> .	6
2.1.1 Condiciones de frontera.	7
2.1.2 Coeficientes de mezcla vertical.	8
2.2 El diseño experimental.	9
2.2.1 Morfología de la cuenca.	10
2.2.2 El campo inicial de densidad.	13
2.2.3 La ecuación de estado.	15
2.2.4 El radio interno de deformación como principal parámetro físico.	16
2.2.5 Parámetros numéricos.	17
2.3 La solución analítica de Ou (1984).	18
III. LA SIMULACIÓN BÁSICA (C2).	22
3.1 Ajuste inicial.	25
3.2 Desarrollo de inestabilidades.	30
3.3 Circulación dominada por remolinos y corrientes de densidad.	33
3.3.1 Mezcla de remolinos.	33
3.3.2 Corriente costera.	39
3.3.3 Corriente de fondo.	46
IV. VARIACIÓN DE PARÁMETROS.	50
4.1 Efecto de la variación del radio interno de deformación.	50
4.2 Efecto de la batimetría.	57
V. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES.	62
5.1 Efecto de la fricción del fondo.	62
5.1.1 Desarrollo de asimetrías.	62
5.1.2 Balance geostrófico de la corriente costera.	65
5.2 Implicaciones para la formación de masas de agua en el Golfo de California.	68
5.3 Conclusiones.	69
LITERATURA CITADA	72

# LISTA DE FIGURAS Y TABLAS

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
1	Morfología de la cuenca. Frontera a lo largo de $x = 0$ : <i>Frontera</i> $Y_1$ ; frontera a lo largo de $y = 0$ km: <i>Frontera</i> $X_1$ ; frontera a lo largo de $y = 200$ km: <i>Frontera</i> $X_2$ ; frontera a lo largo de $x = 360$ km: <i>Frontera abierta</i> . (a) Batimetría del cañón submarino simétrico [m]; (b) batimetría del cañón submarino asimétrico [m]. La región entre las isóbatas con líneas quebradas ( $h = 50$ y $80$ m) indica la zona donde se localizó inicialmente el frente.	11
2	Comparación de las batimetrías analíticas empleadas en las simulaciones numéricas (curvas suaves) con perfiles promedio de la batimetría de la región norte del Golfo de California. (a) Sección longitudinal; (b) sección transversal.	12
3	Campo inicial de densidad de la simulación básica [ $\text{kg/m}^3$ ]. (a) Vista de planta en superficie ( $z = -15$ m); se indican las tres regiones del campo de densidad: (i) zona somera y homogénea [ $h < 50$ m]; (ii) zona del frente ó de transición [ $50 \leq h \leq 80$ m]; (iii) zona profunda y estratificada [ $h > 80$ m]; (b) sección longitudinal a lo largo de $y = 100$ km; (c) sección transversal a lo largo de $x = 162$ km.	14
4a	Solución analítica de Ou (1984) para el ajuste geostrófico de un frente con distribución continua de densidad. Se muestra un corte transversal al frente del campo de densidad (contornos punteados), y de la corriente paralela al frente (contornos sólidos). El intervalo de contornos para la densidad es 0.15. El campo de densidad está adimensionalizado por el salto total de densidad ( $\Delta\rho$ ), y el de rapidez por $f \cdot R$ , donde $f$ es el parámetro de Coriolis y $R$ es el radio interno de deformación. $H$ es la profundidad total (constante).	19
4b	Como en la figura 4a, pero ahora para la solución obtenida numéricamente con <i>SCRUM</i> . La solución numérica es el promedio del primer día de la simulación ( $T = 0.5$ días). $H_m$ es la profundidad total constante (65 m).	21
5	Evolución del campo de velocidad de la simulación básica en superficie ( $z = -15$ m; gráficas superiores) y el nivel más cercano al fondo (inferiores). (a) y (d) $T = 0.5$ días; (b) y (e) $T = 5.5$ días; (c) y (f) $T = 10.5$ días; (g) y (j) $T = 15.5$ días; (h) y (k) $T = 20.5$ días; (i) y (l) $T = 25.5$ días.	23

## LISTA DE FIGURAS Y TABLAS (*continuación*)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
6	Corte transversal de la circulación asociada al frente [cm/s], a lo largo de $x = 144$ km y al tiempo $T = 0.5$ días, para la simulación básica. (a) Componente $u$ (positiva hacia afuera de la hoja); contornos sólidos son positivos, contornos quebrados son negativos; (b) campo de rapidez.	26
7	Esquema simplificado que muestra las trayectorias que deben seguir las parcelas de agua para fluir de manera paralela al frente durante el ajuste inicial.	27
8	Series de tiempo de $\epsilon$ para los cortes verticales de $u$ (línea continua) y $v$ (línea punteada), de la simulación básica.	29
9	Vista de planta del campo de densidad [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ] de la simulación básica cerca de la superficie ( $z = -15$ m), al tiempo en que se están desarrollando las inestabilidades, las cuales se manifiestan como meandros del frente ( $T = 7.5$ días).	31
10	Series de tiempo de la raíz cuadrada del valor cuadrático medio de la vorticidad relativa [ $\text{s}^{-1}$ ], para la simulación básica. Curva sólida, vorticidad relativa total; curva quebrada, vorticidad positiva (ciclónica); curva punteada, vorticidad negativa (anticiclónica).	32
11	Vista de planta, en el nivel más cercano al fondo, del campo de velocidad de la simulación básica, con una isopicna sobrepuesta ( $\rho = 24.88$ [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]) y al tiempo $T = 20.5$ días. Muestra aspectos de la circulación posterior al ajuste inicial del frente (remolinos y corrientes de densidad).	34
12	Sección transversal de la componente $u$ [cm/s] (positiva hacia afuera de la hoja) a lo largo de $x = 144$ km y al tiempo $T = 10.5$ días; contornos continuos son positivos, contornos quebrados son negativos. Muestra la estructura vertical de los remolinos asociados al frente.	35

## LISTA DE FIGURAS Y TABLAS (*continuación*)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
13	Contornos del nivel del mar [cm] de la simulación básica, con el campo de velocidad cerca de la superficie sobrepuesto ( $z = 15$ m), mostrando el dominio de los remolinos ciclónicos ( $T = 11.5$ días). Los contornos continuos son negativos y los punteados son positivos.	37
14	Evolución del campo de densidad del nivel más cercano al fondo, para la simulación básica. Se grafican sólo dos isopicnas ( $\rho = 24.9$ y $25.0$ [kg/m <sup>3</sup> ]) para mostrar la advección y mezcla producidas por remolinos ciclónicos (de núcleo "caliente") que se desprenden del frente; (a) $T = 11.5$ ; (b) $T = 13.5$ ; (c) $T = 15.5$ ; (d) $T = 17.5$ ; (e) $T = 19.5$ ; (f) $T = 21.5$ días.	38
15	Serie de tiempo, para la simulación básica, de la densidad promedio [kg/m <sup>3</sup> ] en las tres regiones del campo inicial de densidad; (i) región somera [ $h < 50$ m], curva continua; (ii) región del frente [ $50 \leq h \leq 80$ m], curva con cruces (+); (iii) región profunda [ $h > 80$ m], curva con círculos (o).	40
16	Secuencia del campo de velocidad del nivel más cercano al fondo que muestra el origen y la evolución de la corriente costera para la simulación básica (se muestra sólo una región del dominio: $100 \leq x \leq 310$ km; $0 \leq y \leq 110$ km). Se grafica además la isopicna de $25.0$ kg/m <sup>3</sup> , para mostrar mejor la evolución de la corriente de densidad. (a) $T = 11.5$ ; (b) $T = 13.5$ ; (c) $T = 15.5$ ; (d) $T = 17.5$ ; (e) $T = 19.5$ ; (f) $T = 21.5$ ; (g) $T = 23.5$ ; (h) $T = 25.5$ ; (i) $T = 27.5$ días.	41
17	Como en la figura 16, pero para el campo del nivel del mar [cm]. Contornos continuos son negativos; contornos punteados son positivos. El intervalo de los contornos es de 1 cm. (a) $T = 11.5$ ; (b) $T = 13.5$ ; (c) $T = 15.5$ ; (d) $T = 17.5$ ; (e) $T = 19.5$ ; (f) $T = 21.5$ ; (g) $T = 23.5$ ; (h) $T = 25.5$ ; (i) $T = 27.5$ días.	44
18	Secciones transversales de la componente $u$ [cm/s] (gráficas superiores) y de $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ] (inferiores) para mostrar la estructura vertical de las tres regiones de la corriente costera de la simulación básica, al tiempo $T = 23.5$ días. La componente $u$ es positiva hacia afuera de la hoja. Contornos continuos son positivos, los quebrados son negativos y los contornos punteados son de 0 cm/s. Sólo se muestra una región del dominio en la dirección $y$ [ $0 \leq y \leq 50$ km]. (a) y (d) $x = 204$ km (corriente arriba); (b) y (e) $x = 240$ km (remolino asociado a la nariz); (c) y (f) $x = 284$ km (nariz de la corriente costera).	45

## LISTA DE FIGURAS Y TABLAS (*continuación*)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
19	Secuencia de perfiles de la densidad [ $\text{kg/m}^3$ ], del nivel más cercano al fondo, como función de la coordenada longitudinal $x$ (a lo largo de $y = 2$ km). Muestra el avance de la nariz de la corriente costera de la simulación básica. Se grafican curvas cada dos días, empezando en $T = 15.5$ días (línea quebrada), y hasta $T = 29.5$ días (línea continua con cuadros).	47
20	Secuencias del campo de velocidad del nivel más cercano al fondo que muestran el origen y la evolución de la corriente de fondo para la simulación básica (se presenta sólo una región del dominio: $90 \leq x \leq 360$ km; $35 \leq y \leq 140$ km). Se grafica además, en contornos continuos, algunas isolíneas del campo del trazador pasivo (salinidad) para mostrar mejor la evolución de la corriente de densidad, y en contornos punteados algunas isóbatas [m]. (a) $T = 14.5$ ; (b) $T = 16.5$ ; (c) $T = 22.5$ ; (d) $T = 24.5$ ; (e) $T = 32.5$ ; (f) $T = 34.5$ días.	49
21	Vista de planta de la isopicna de $25.0$ [ $\text{kg/m}^3$ ], cerca de la superficie ( $z = -15$ m) y al tiempo $T = 8.5$ días, para los cinco experimentos con cañón submarino simétrico ( $R = 8.7, 10.7, 12.4, 13.9$ y $15.2$ km). La curva continua más cercana a la frontera abierta ( $x = 360$ km) corresponde a $R = 8.7$ km, la curva continua más cercana a la cabeza de la cuenca ( $x = 0$ km) corresponde a $R = 15.2$ km; el valor de $R$ aumenta progresivamente entre ambas.	51
22	Serie de tiempo de la energía cinética promedio de toda la cuenca para los experimentos con cañón submarino simétrico. (a) $R = 8.7$ km; (b) $R = 10.7$ km; (c) $R = 12.4$ km; (e) $R = 13.9$ km; (f) $R = 15.2$ km.	52
23	Serie de tiempo del transporte neto [ $\text{m}^3/\text{s}$ ] producido por la corriente costera a través del plano $x = 242$ km, en los experimentos con cañón simétrico. (a) $R = 8.7$ km; (b) $R = 10.7$ km; (c) $R = 12.4$ km; (e) $R = 13.9$ km; (f) $R = 15.2$ km.	54
24	Valores de (a) el Número de Richardson ( $Ri$ ), y (b) el Número de Rossby ( $Ro$ ), para los experimentos con cañón submarino simétrico, graficados como función de $R$ .	55

## LISTA DE FIGURAS Y TABLAS *(continuación)*

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
25	Vista de planta de la isopicna de 25.0 [kg/m <sup>3</sup> ], cerca de la superficie ( $z = -15$ m) y al tiempo $T = 8.5$ días, para los tres experimentos con $R = 12.4$ km. La curva continua corresponde al experimento con fondo plano; la curva punteada y rayada corresponde a la simulación con cañón submarino simétrico; la curva quebrada corresponde al experimento con el cañón submarino asimétrico.	58
26	Series de tiempo del transporte neto [m <sup>3</sup> /s] producido por la corriente costera a través del plano $x = 202$ km, en los tres experimentos con $R = 12.4$ km. (a) fondo plano; (b) cañón submarino simétrico; (c) cañón submarino asimétrico.	59
27	Posición de la isopicna de 24.5 [kg/m <sup>3</sup> ] en $T = 0$ (línea punteada) y $T = 3.5$ días (línea continua), para indicar el desarrollo asimétrico de la circulación costera inicial de la simulación básica (C2). (a) Corriente de agua ligera cerca de la superficie ( $z = -15$ m); se muestra sólo parte del dominio ( $225 \leq x \leq 255$ km; $184 \leq y \leq 198$ km); (b) corriente de agua densa cerca del fondo; se muestra sólo parte del dominio ( $250 \leq x \leq 280$ km; $2 \leq y \leq 15$ km).	63
28	Experimentos numéricos del frente rectilíneo sobre fondo plano y $R = 12.4$ km. Vistas de planta del campo de densidad [kg/m <sup>3</sup> ], al tiempo $T = 6.5$ días, en superficie (gráficas superiores; se muestra sólo parte del dominio [ $40 \leq x \leq 320$ km; $100 \leq y \leq 200$ km]) y fondo (gráficas inferiores; se muestra sólo parte del dominio [ $40 \leq x \leq 320$ km; $0 \leq y \leq 100$ km]). (a) y (c) Experimento con fricción del fondo; (b) y (d) simulación sin fricción del fondo.	64
29	Secciones transversales de $\mu = 0.25$ (contornos quebrados) y $\mu = 0.5$ (contornos continuos) para la corriente costera de tres experimentos: cañón simétrico sin fricción de fondo (gráficas superiores), cañón simétrico con fricción de fondo (gráficas intermedias), y cañón asimétrico con fricción de fondo (gráficas inferiores). El sombreado claro indica regiones de $\mu < 0.5$ , el sombreado oscuro regiones de $\mu > 0.5$ . (a), (d) y (g) corriente arriba (región III); (b), (e) y (h) zona del remolino (región II); (c), (f) e (i) zona de la nariz (región I).	66

## LISTA DE FIGURAS Y TABLAS (*continuación*)

<u>Tabla</u>		<u>Página</u>
I	Valores iniciales del cambio de densidad a través del frente ( $\Delta\rho$ ) y del radio interno de deformación ( $R$ ), para los distintos experimentos realizados.	17
II	Principales parámetros numéricos.	18

# I. INTRODUCCIÓN.

## 1.1 Antecedentes: la formación de masas de agua en el Golfo de California.

Algunas observaciones y simulaciones numéricas recientes de las condiciones invernales de la parte norte del Golfo de California han confirmado la existencia de zonas localizadas de formación de masas de agua en esa cuenca. Por formación de masas de agua se entiende el hundimiento de aguas superficiales con una hidrografía característica que les permite ser detectadas a una profundidad dada. Este fenómeno es causado por eventos de enfriamiento y evaporación de las aguas superficiales, por lo que se afirma que su forzamiento es atmosférico (Lavín *et al.*, 1995). Una parte importante de la dinámica básica involucrada en la formación de masas de agua, corresponde al ajuste geostrofico del frente asociado a la masa de agua formada (Symonds y Gardiner-Garden, 1994; López, 1997), y la descripción de dicha dinámica constituye la motivación principal del presente trabajo. Por lo tanto, resulta pertinente presentar una breve reseña de dos estudios recientes realizados sobre este tema.

Con observaciones basadas en un arreglo de lances de CTD hechos a finales del invierno de 1988 y que abarcaron toda la región norte del Golfo de California, Lavín *et al.* (1995) encontraron masas de agua de origen superficial<sup>1</sup> tanto en el fondo de la cuenca de Wagner<sup>2</sup>, como en el fondo del cañón submarino que une, hacia el suroeste, a dicha cuenca con la cuenca Delfín. También identificaron claramente una región de frentes, aproximadamente transversal al golfo y de ~ 18 km de grosor, que separaba dos regímenes de salinidad: uno hacia el norte con máximos de salinidad subsuperficiales o cercanos al fondo, y otro hacia el sur donde la columna de agua estaba estratificada y la salinidad disminuía monotónicamente con la profundidad. Según Lavín *et al.* (1995), una base de datos hidrográficos tomados en 1973, y la suya (de 1988), son las únicas dos conocidas que muestran claramente la formación de masas de agua a finales del invierno en el Golfo de California.

---

<sup>1</sup> El que fueran de origen superficial fué establecido por los valores altos de salinidad y oxígeno disuelto de dichas masas, así como por su bajo contenido de nutrientes.

<sup>2</sup> La cuenca de Wagner se encuentra en la parte central del Alto Golfo, y tiene profundidades máximas de aproximadamente 200 m.



López (1997), utilizando un modelo numérico con batimetría y forzamientos realistas (viento, evaporación y flujo de calor), simuló las condiciones hidrográficas de la región norte del Golfo de California a finales de la temporada invernal. Encontró formación de masas de agua principalmente sobre la plataforma nororiental ancha y somera de dicha cuenca, después de eventos fuertes de enfriamiento y evaporación. López postula que, siguiendo un proceso de ajuste geostrófico, las aguas densas que se forman en las zonas someras circulan ciclónicamente alrededor de la región norte del golfo, hasta que llegan a la plataforma noroccidental (del lado peninsular del golfo), donde se siguen hundiendo (hasta ~ 115 m) posiblemente por incrementos en la pendiente del fondo. Sin embargo, el modelo numérico que empleó López (1997) utiliza la coordenada vertical cartesiana  $z$ , que sólo permite representar a la batimetría como escalones. Esto implica que, estrictamente, las pendientes del fondo en ese modelo solo pudieron tener valores de cero ó infinito, lo cual posiblemente constituyó una fuerte limitación al estudiar el papel que juega la batimetría en determinar la profundidad a la que viaja la masa de agua formada. Específicamente, el trabajo de López (1997) dejó pendiente la confirmación de que sea la mayor pendiente de la plataforma noroccidental con respecto a la pendiente de la plataforma nororiental-la responsable del hundimiento adicional de las masas de agua formadas. Además, es necesario confirmar si dichas masas viajan como una corriente de gravedad bien definida.

El estado final de las simulaciones de López (1997) presenta frentes marcados de temperatura y salinidad en el fondo, que se parecen cualitativamente a los observados por Lavín *et al.* (1995). Además, ambos estudios sugieren fuertemente que la masa de agua de alta salinidad encontrada en el fondo de la cuenca de Wagner se originó por el hundimiento de aguas inicialmente cercanas a la costa, y no por convección vertical ocurrida directamente encima de dicha cuenca, como lo sugieren otros estudios observacionales (Bray, 1988).

Antes de finalizar esta sección, cabe citar un par de estudios más que, aunque no están relacionados directamente con el Golfo de California, tienen una gran relevancia para el presente trabajo. Gawarkiewicz y Chapman (1995) estudiaron numéricamente la respuesta tridimensional y dependiente del tiempo de un fluido de densidad inicialmente

---

homogénea (sobre un fondo uniforme con pendiente ligera), a un forzamiento de flotabilidad negativa aplicado sobre una región limitada (simulando la formación, en las polynyas del Ártico, de masas de agua con mayor densidad que la inicial). Encontraron tres etapas en el desarrollo de la circulación del agua densa: [a] ajuste geostrófico; [b] formación de inestabilidades y remolinos; y [c] transporte (por medio de dichos remolinos) del agua densa hacia mar adentro. Posteriormente, Chapman y Gawarkiewicz (1995) repitieron esas simulaciones, pero incluyendo un cañón submarino en la topografía del modelo, para investigar los efectos de un fondo variable. Encontraron las mismas tres etapas en la circulación del agua densa, pero con dos diferencias notables: [i] las inestabilidades y por ende los remolinos-crecieron más rápido en presencia del cañón submarino; [ii] la presencia de una corriente de gravedad en el fondo del cañón que transportó agua densa adicional hacia mar adentro.

### *1.2 El ajuste geostrófico de frentes.*

El ajuste geostrófico de una masa de agua es el proceso mediante el cual un fluido en rotación evoluciona hacia un estado estacionario en el que el gradiente de presión es balanceado únicamente por la fuerza de Coriolis, a partir de algún estado inicial en el que no existe dicho balance. Es un fenómeno que, al deberse a la rotación de la tierra, ocurre comúnmente en la naturaleza. Por ejemplo, todos los frentes que ocurren tanto en la atmósfera como en el océano, tienden inicialmente hacia un balance geostrófico, sea cual fuere el mecanismo que les dió origen (Cushman-Roisin, 1994).

Ou (1984) utilizó un modelo analítico de dos dimensiones para determinar el estado geostróficamente ajustado de un fluido inicialmente en reposo y con un gradiente lateral continuo de densidad. Demostró que la circulación asociada al proceso de ajuste geostrófico puede producir zonas de convergencia en donde el gradiente inicial de densidad aumenta, fortaleciéndose así la estructura del frente.

Sólo parte de la energía potencial liberada durante el ajuste geostrófico de un frente se queda ahí como energía cinética del estado ajustado (Rossby, 1938, citado por Ou, 1986). Una cierta cantidad de energía es transportada lejos de la zona donde ocurrió el ajuste por medio de las ondas de gravedad que se forman durante el proceso.

### *1.3 Objetivos y organización del escrito.*

Éste es un estudio numérico idealizado de las situaciones bajo las que se desarrolla la formación y circulación de masas de agua en la región norte del Golfo de California, que, sin pretender reproducir el fenómeno cuantitativamente, intenta describir algunos aspectos de la dinámica básica involucrada en él. Para ello, se realiza una idealización de los frentes generados por forzamiento atmosférico en la región norte del Golfo de California que parecen jugar un papel clave en la circulación de las masas de agua que ahí se forman. Dicha idealización se hace para estudiar tanto el proceso inicial de ajuste geostrófico del frente, como la evolución posterior a ese ajuste. En particular, se busca investigar el efecto que puede tener la batimetría sobre la evolución del frente. Para ello, se hacen experimentos numéricos utilizando una geometría sencilla (una cuenca rectangular con una frontera abierta), con tres batimetrías diferentes: un fondo plano, un cañón submarino simétrico respecto a su eje longitudinal, y uno asimétrico<sup>3</sup>. Para cada una de esas batimetrías, se hacen simulaciones en las que se varía el radio interno de deformación inicial ( $R$ ) como principal parámetro físico. Dicha variación se logra mediante una idealización del campo inicial de densidad. Se trabaja en el plano  $f$ , a una latitud de  $30^\circ\text{N}$ . Esta latitud se escogió porque coincide aproximadamente con la latitud de la parte central de la región norte del Golfo de California, pero además porque a los  $30^\circ\text{N}$  el periodo inercial es exactamente un día. El periodo de integración de la mayoría de las simulaciones es de 40 días. Por medio de estos experimentos numéricos se busca, específicamente:

1. Describir el efecto que tiene la batimetría sobre el ajuste geostrófico y la estabilidad de un frente.
2. Describir de manera cualitativa los aspectos más generales de la estabilidad del frente, para determinar la importancia de las inestabilidades hidrodinámicas que puedan surgir del flujo básico, en la circulación de las masas de agua formadas.

---

<sup>3</sup> El cañón asimétrico se incluyó con el fin de representar la asimetría que existe en la batimetría de la región norte del Golfo de California. Las pendientes de la plataforma continental del lado de Baja California son considerablemente mayores que las de la plataforma del lado de Sonora.

3. Investigar si las masas de agua de alta densidad pueden viajar como una corriente de gravedad bien definida, y describir el efecto que pudiera tener la batimetría sobre las características de dicha corriente.

El escrito está organizado de la siguiente manera. En el próximo capítulo se hace una descripción de las principales características del modelo numérico utilizado. También se describen las modificaciones hechas al código del modelo, las condiciones de frontera empleadas, y el diseño experimental. Por último, se hace una breve comparación de resultados obtenidos con el modelo numérico y los analíticos de Ou (1984). En el tercer capítulo se hace una descripción detallada de la evolución obtenida en el experimento básico<sup>4</sup>. En el cuarto capítulo se hace una discusión del efecto que tuvo variar el radio interno de deformación inicial, y de las diferencias encontradas al utilizar las distintas batimetrías. En el último capítulo se hace una discusión general sobre los aspectos principales del trabajo, incluyendo el efecto de la fricción del fondo y las implicaciones de los resultados obtenidos para el fenómeno de formación de masas de agua en la región norte del Golfo de California. También se resumen las conclusiones alcanzadas en este estudio.

---

<sup>4</sup> Se escogió como corrida básica al experimento que tuvo el valor intermedio del radio de deformación inicial ( $R$ ), y el cañón submarino simétrico.

---

## II. EL MODELO NUMÉRICO.

### 2.1 El modelo SCRUM.

Las simulaciones numéricas de este estudio fueron realizadas con el modelo de circulación oceánica *SCoordinate Rutgers University Model* (*SCRUM* por sus siglas en inglés). Sus principales características se presentan a continuación. Una descripción más detallada se puede encontrar en Song y Haidvogel (1994) y Hedström (1997).

*SCRUM* es un modelo de ecuaciones primitivas con superficie libre, que opera bajo las simplificaciones clásicas de Boussinesq y de la aproximación hidrostática. Para resolver estas ecuaciones el modelo emplea en la horizontal una malla tipo Arakawa-C. En la vertical también utiliza una malla alternada.

En este trabajo se utilizan coordenadas cartesianas en la horizontal, pero en la vertical el modelo emplea una coordenada que se ajusta a la topografía: la coordenada  $\sigma$ . Esta coordenada permite, entre otras cosas, una mejor representación de la batimetría que la que se logra en los modelos que usan la coordenada vertical cartesiana (o geopotencial)  $z$ , pues las superficies de  $\sigma$  constante se ajustan a la forma del fondo, mientras que las superficies de  $z$  constante son siempre planos horizontales<sup>1</sup>. Al hacer las discretizaciones necesarias para la aplicación de un modelo numérico utilizando esta última coordenada vertical, la batimetría queda representada a manera de escalones. En consecuencia, las pendientes del fondo sólo pueden ser, estrictamente, cero o infinito. Esto puede ser una limitación importante si se trata de estudiar efectos de la batimetría, o concretamente, de la pendiente del fondo, como es el caso en el presente estudio. Por ello, trabajar con la coordenada  $\sigma$  representa aquí una gran ventaja.

Debe mencionarse, sin embargo, que al usar la coordenada  $\sigma$  también se presentan algunas desventajas. Al escribir las ecuaciones de movimiento discretizadas utilizando la coordenada  $\sigma$ , surgen términos a partir del gradiente de presión (específicamente, a partir de la componente del gradiente de presión que se debe a las variaciones espaciales del campo de densidad) que no pueden ser resueltos correctamente utilizando el tipo de malla

---

<sup>1</sup> Es decir, son planos perpendiculares en todo punto a la gravedad efectiva. Por eso, la coordenada  $z$  se conoce también como coordenada geopotencial.

alternada convencional (como la Arakawa-C) que utiliza el modelo *SCRUM* (Beckman y Haidvogel, 1993). Los errores que resultan de resolver inadecuadamente esos términos traen como consecuencia que el modelo numérico produzca una circulación espuria, no debida a factores físicos reales. Afortunadamente, en todos los experimentos numéricos de este estudio, esa circulación fué algunos ordenes de magnitud menor que la que se produjo por los campos iniciales de densidad que se diseñaron para cada corrida.

El modelo *SCRUM* resuelve las ecuaciones tridimensionales completas con un paso de tiempo relativamente largo, pero también resuelve por separado y con un paso de tiempo menor, un conjunto de ecuaciones barotrópicas (integradas en la vertical). Una vez resueltos ambos conjuntos de ecuaciones para un paso de tiempo "baroclínico"<sup>2</sup>, el promedio vertical de la solución baroclínica es reemplazado por el valor de la solución barotrópica.

Además de las ecuaciones de momentum y de continuidad, el modelo resuelve una ecuación para la temperatura y la salinidad en la que se emplea el esquema de advección de Smolarkiewicz, el cual es una variante del esquema "corriente arriba". Las ecuaciones de los campos tridimensionales se avanzan en el tiempo utilizando el método Adams-Bashworth de tercer orden, con excepción del término de viscosidad vertical, el cual es tratado implícitamente por medio de un esquema de tipo Crank-Nicolson. Las ecuaciones barotrópicas son resueltas utilizando la técnica de "salto de rana" con corrección trapezoidal.

### 2.1.1 Condiciones de frontera.

En la horizontal, las condiciones de frontera utilizadas fueron deslizamiento libre y ausencia de flujos normales (de calor y momentum) a las fronteras laterales. En la frontera abierta se utilizó, tanto para las componentes de momentum como para la temperatura y la superficie libre, el esquema de radiación de Orlanski.

El esquema de radiación de Orlanski no conserva masa. Con el fin de corregir este problema, a cada paso de tiempo se restó de la solución barotrópica en la frontera abierta

---

<sup>2</sup> En un paso de tiempo "baroclínico" las ecuaciones completas se resuelven una vez, mientras que las ecuaciones barotrópicas se resuelven, dependiendo de la resolución temporal "barotrópica" que se escoja, varias veces más.

el transporte neto que ocurría a través de dicha frontera. Es decir, se restringió la solución a que no hubiera transporte neto a través de la frontera abierta. Esta técnica produjo resultados satisfactorios, pues la integral de área de la superficie libre (sobre todo el dominio) siempre se mantuvo muy cercana a cero.

Las condiciones de frontera en la vertical se pueden escribir como<sup>3</sup>:

(a) en la superficie libre  $z = \zeta(x,y,t)$ :

$$A_v \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (1a)$$

$$A_v \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (1b)$$

$$w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (1c)$$

$$A_d \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (1d)$$

(b) en el fondo  $z = -h(x,y)$ :

$$A_v \frac{\partial u}{\partial z} = \rho_0^{-1} \cdot \tau_F^x(x,y,t) = u \cdot \gamma_1 \quad (2a)$$

$$A_v \frac{\partial v}{\partial z} = \rho_0^{-1} \cdot \tau_F^y(x,y,t) = v \cdot \gamma_1 \quad (2b)$$

$$-w + \vec{u} \cdot \nabla h = 0 \quad (2c)$$

$$A_d \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (2d)$$

Esto es, a través de la superficie libre no hay flujo de momentum (1a y 1b) ni de calor (1d). Se aplica la condición de frontera cinemática en la superficie libre (1c). La fricción del fondo es parametrizada por medio de una fórmula lineal (2a, 2b). No hay flujo normal de momentum (2c), ni flujo de calor (2d), a través del fondo.

### 2.1.2 Coeficientes de mezcla vertical.

Para resolver los coeficientes de mezcla vertical en toda la malla, se le adaptó al modelo *SCRUM* un esquema sencillo en el que dichos coeficientes son inversamente

<sup>3</sup> Por sencillez, las condiciones de frontera verticales se escriben referidas a la coordenada  $z$ , no a la coordenada  $\sigma$ , pues en este último marco de referencia adquieren una forma más complicada.

proporcionales a potencias del Número de Richardson local ( $Ri$ ) [v. gr. Munk y Anderson, 1948; Gawarkiewicz y Chapman, 1995]. Estas parametrizaciones, en unidades de  $m^2s^{-1}$ , son:

$$A_v = 0.0001 + \frac{0.0049}{(1 + 0.3Ri)^{1/2}} \quad (3a)$$

$$A_d = 0.0001 + \frac{0.0049}{(1 + 0.3Ri)^{3/2}} \quad (3b)$$

Las ecuaciones (3a) y (3b) muestran que, al aumentar la estratificación del medio para un mismo flujo (ó, lo que es lo mismo, al aumentar el valor de  $Ri$ ), el coeficiente de difusión turbulenta vertical ( $A_d$ ) disminuye más rápido que el coeficiente de viscosidad turbulenta vertical ( $A_v$ ). Dicho en otras palabras, en un medio estratificado es más fácil mezclar momentum que calor (Kundu, 1990). El código de *SCRUM* fué ligeramente alterado para que cuando se presentara una inestabilidad hidrostática, la parte de la columna de agua que abarcara dicha inestabilidad fuera mezclada "instantáneamente"<sup>4</sup> (estrictamente, ello equivale a asignarle al coeficiente de difusión turbulenta vertical un valor infinito).

## 2.2 El diseño experimental.

Como se mencionó en el capítulo anterior, la motivación principal de este trabajo es el fenómeno de formación de masas de agua que ocurre al finalizar la estación de invierno en la región norte del Golfo de California. Sin embargo, aquí no se pretende reproducir dicho fenómeno cuantitativamente, sino estudiar algunas características básicas de la dinámica involucrada. En particular, se estudia el papel que juega la batimetría en la circulación de la masa de agua formada. Para ello se decidió realizar experimentos numéricos sin forzamiento atmosférico y simplificar ó idealizar la mayoría de los restantes factores relevantes: la morfología de la cuenca (sobre todo la forma de la batimetría), las condiciones iniciales (en especial las del campo de densidad), la geometría y dimensiones

---

<sup>4</sup> Esto es, se reemplazó el valor de la densidad en todos los puntos de la columna de agua que eran hidrostáticamente inestables (en ese paso de tiempo), por el promedio vertical de la densidad en dichos puntos. Esta operación se repetía cuantas veces fuera necesario para eliminar completamente la inestabilidad.



del frente asociado a la masa de agua formada, y el efecto de la salinidad sobre la densidad (esto es, las características de la ecuación de estado). Se describe a continuación en que consistió cada una de dichas simplificaciones.

### 2.2.1 Morfología de la cuenca.

Se escogió la morfología más sencilla posible: una cuenca rectangular de 360 km de largo por 200 km de ancho, con la frontera abierta ubicada a lo largo de  $x = 360$  km (ver figura 1)<sup>5</sup>. La orientación de la cuenca respecto al norte es irrelevante dado que se trabajó en el plano  $f$ . Como se mencionó en la introducción, las tres categorías de corridas que se realizaron en este trabajo se distinguen entre sí por su batimetría: fondo plano, cañón submarino simétrico y cañón submarino asimétrico. En las corridas con fondo plano, la batimetría estuvo dada simplemente por<sup>6</sup>:  $h(x,y) = 65.0$  m. Por otro lado, en las corridas con cañón submarino (tanto simétrico como asimétrico), la batimetría fué idealizada por medio de una gaussiana en la dirección transversal y una tangente hiperbólica en la dirección longitudinal (ver figura 2). Pero estas funciones no fueron escogidas arbitrariamente. Para mantener cierta semejanza con la batimetría del la región norte del Golfo de California, se ajustó la tangente hiperbólica (la cual le dá la forma longitudinal a la batimetría idealizada) al transecto longitudinal promedio de una batimetría del golfo [García-Silva *et al.*, 1996] (ver figura 2a). De igual manera, para los casos con cañón submarino asimétrico, se ajustó la curva gaussiana (que le dá la forma transversal a la batimetría idealizada) al transecto transversal promedio de esa misma batimetría del Golfo de California (ver figura 2b). Las batimetrías con cañón submarino están dadas por:

$$h(x, y) = H_0(x) + A(x) \cdot \exp\left\{\frac{-(y - y_0)^2}{b(x, y)^2}\right\} \quad (4a)$$

<sup>5</sup> Para facilitar la presentación de resultados en los siguientes capítulos, es conveniente adoptar una convención sobre los nombres de las fronteras:

Frontera a lo largo de $y = 0$ :	"Frontera $X_1$ "
Frontera a lo largo de $y = L_y = 200$ km:	"Frontera $X_2$ "
Frontera a lo largo de $x = 0$ :	"Frontera $Y_1$ "
Frontera a lo largo de $x = L_x = 360$ km:	"Frontera abierta"

<sup>6</sup> Se escogió este valor de la profundidad en las corridas de fondo plano para que el radio interno de deformación inicial de dichas corridas, que es proporcional a  $h$ , pudiera ser comparable al de las corridas con cañón submarino, pues en éstas, el frente se localizó inicialmente entre las isóbatas de 50 y 80 m (esto es, tenía una profundidad media de 65 m).

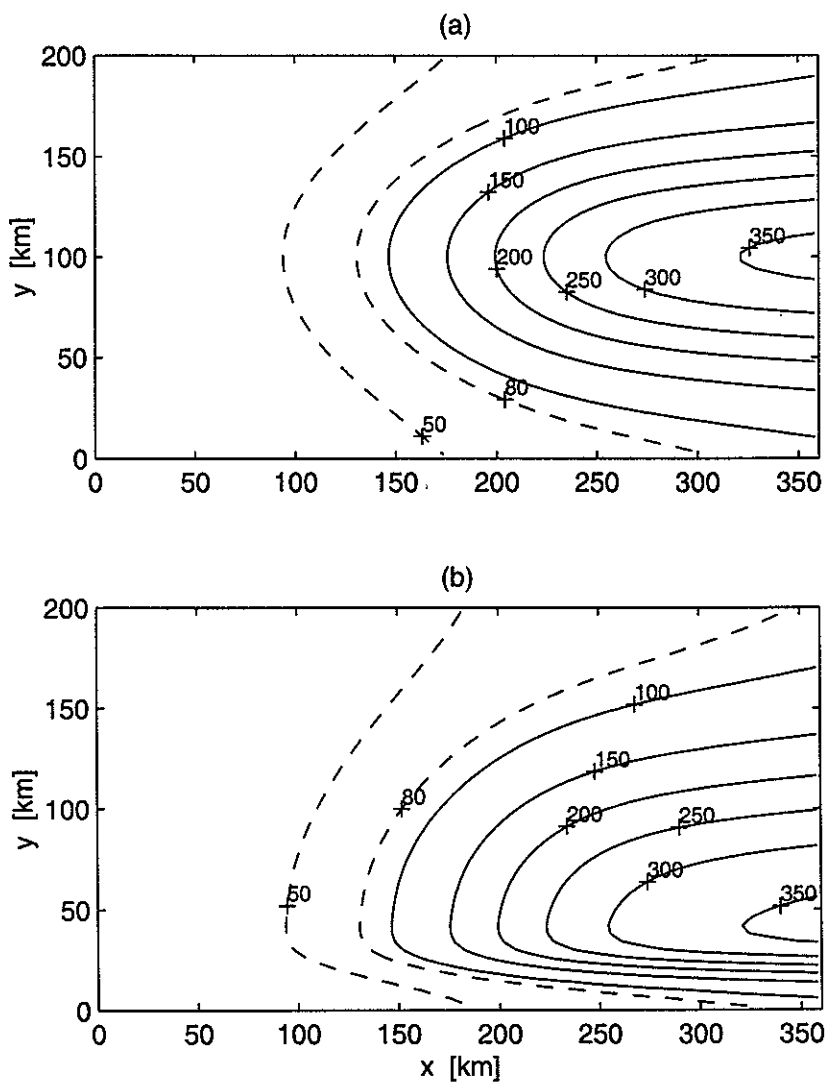


Figura 1: Morfología de la cuenca. Frontera a lo largo de  $x = 0$ : *Frontera*  $Y_1$ ; frontera a lo largo de  $y = 0$  km: *Frontera*  $X_1$ ; frontera a lo largo de  $y = 200$  km: *Frontera*  $X_2$ ; frontera a lo largo de  $x = 360$  km: *Frontera* abierta. (a) Batimetría del cañón submarino simétrico [m]; (b) batimetría del cañón submarino asimétrico [m]. La región entre las isóbatas con líneas quebradas ( $h = 50$  y  $80$  m) indica la zona donde se localizó inicialmente el frente.

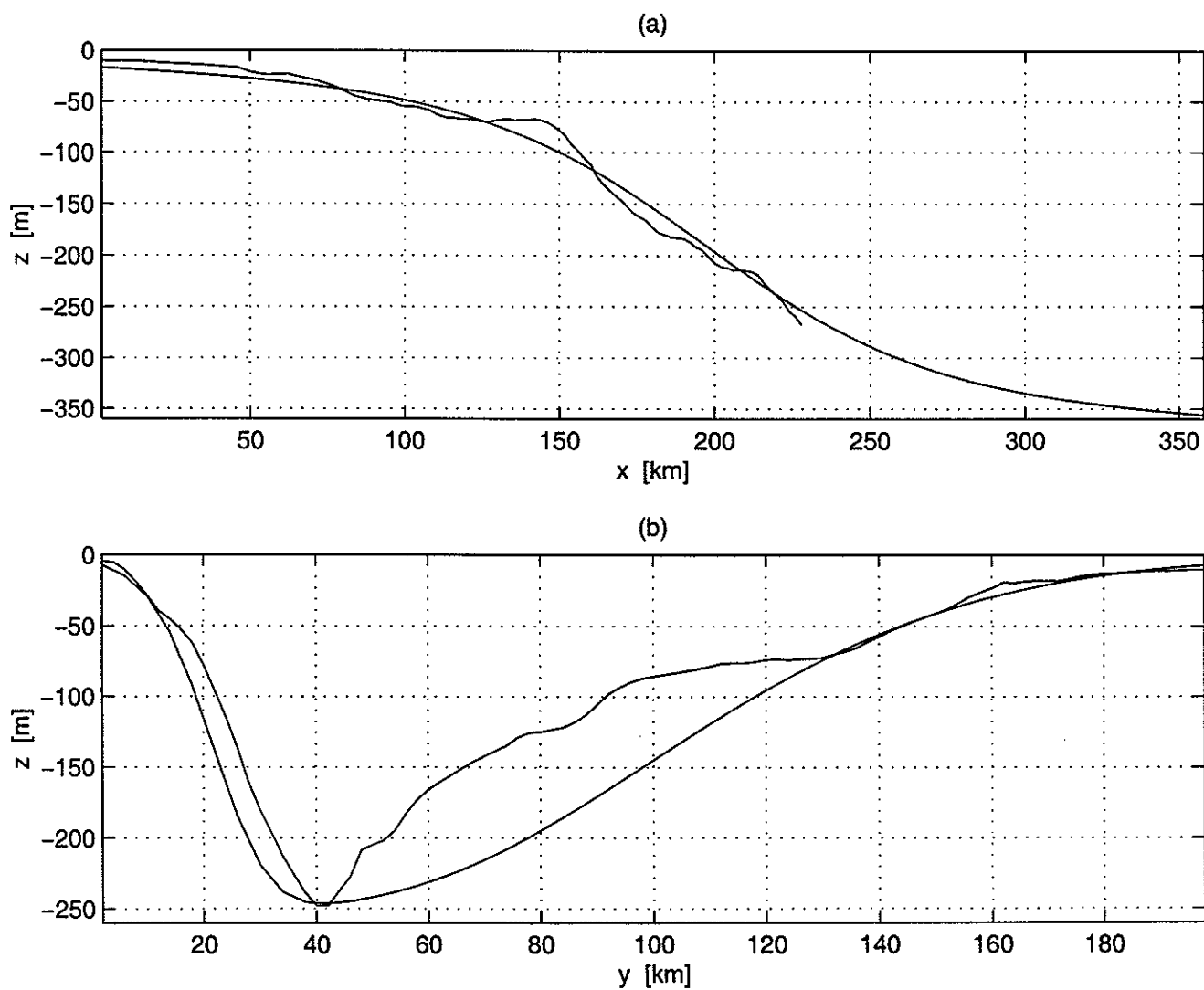


Figura 2: Comparación de las batimetrías analíticas empleadas en las simulaciones numéricas (curvas suaves) con perfiles promedio de la batimetría del Alto Golfo de California. (a) Sección longitudinal; (b) sección transversal.

donde:

$$H_0(x) = m_1x + H_1 \quad (4b)^7$$

$$A(x) = A_0 \left[ 1 + \tanh\left(\frac{x - x_0}{A_1}\right) \right] \quad (4c)$$

La asimetría en el cañón submarino se introdujo a través de la escala de decaimiento de la curva gaussiana:

$$b(x, y) = \left\{ \begin{array}{ll} m_2x + B_1 & \text{(cañón simétrico)} \\ B_2 \tanh\left(\frac{y - y_0}{B_3}\right) + m_3x + B_4 & \text{(cañón asimétrico)} \end{array} \right\} \quad (4d)$$

### 2.2.2 El campo inicial de densidad.

En los experimentos numéricos no se utilizó forzamiento alguno; la circulación lograda fué solo producto de la evolución de las condiciones iniciales del campo de densidad<sup>8</sup>. El efecto del forzamiento se introdujo por medio de las condiciones iniciales del campo de densidad. Se consideró un campo de densidad inicial con tres regiones distintas: [a] una zona costera (somera) completamente mezclada, y por lo tanto con una masa de agua homogénea, [b] una zona profunda con una estratificación lineal, y [c] una zona de transición (que constituye un frente) entre ambas. En todos los casos, el agua de la zona costera es más densa que el agua superficial de la zona estratificada, pero tiene una densidad intermedia entre los valores que abarca dicha estratificación.

Este campo de densidad pretende idealizar las condiciones iniciales bajo las cuales se da la formación de masas de agua. Durante eventos atmosféricos de enfriamiento espacialmente uniformes y con escalas temporales cortas (del orden de días), las zonas someras se enfrían más, resultando inclusive verticalmente homogéneas. Se forma, por lo tanto, un frente entre dichas zonas y las zonas más profundas, las cuales todavía presentan una estratificación continua por debajo de una capa de mezcla (López, 1997). En el estudio numérico de López (1997), la formación de masas de agua se dió, principalmente, durante la relajación del forzamiento atmosférico, bajo condiciones cualitativamente

<sup>7</sup> Esta forma de  $H_0(x)$  se escogió para que las isóbatas no cruzaran perpendicularmente las fronteras laterales  $X_1$  y  $X_2$ , sino que lo hicieran con un ángulo menor.

Figura 3. Campo inicial de densidad de la simulación básica [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]. (a) Vista de planta en superficie ( $z = -15$  m); se indican las tres regiones del campo de densidad: (i) zona somera y homogénea [ $h < 50$  m]; (ii) zona del frente ó de transición [ $50 \leq h \leq 80$  m]; (iii) zona profunda y estratificada [ $h > 80$  m]; (b) sección longitudinal a lo largo de  $y = 100$  km; (c) sección transversal a lo largo de  $x = 162$  km.

---

<sup>8</sup> Todas las corridas iniciaron del reposo, pero con un campo de densidad que estaba fuera de equilibrio.

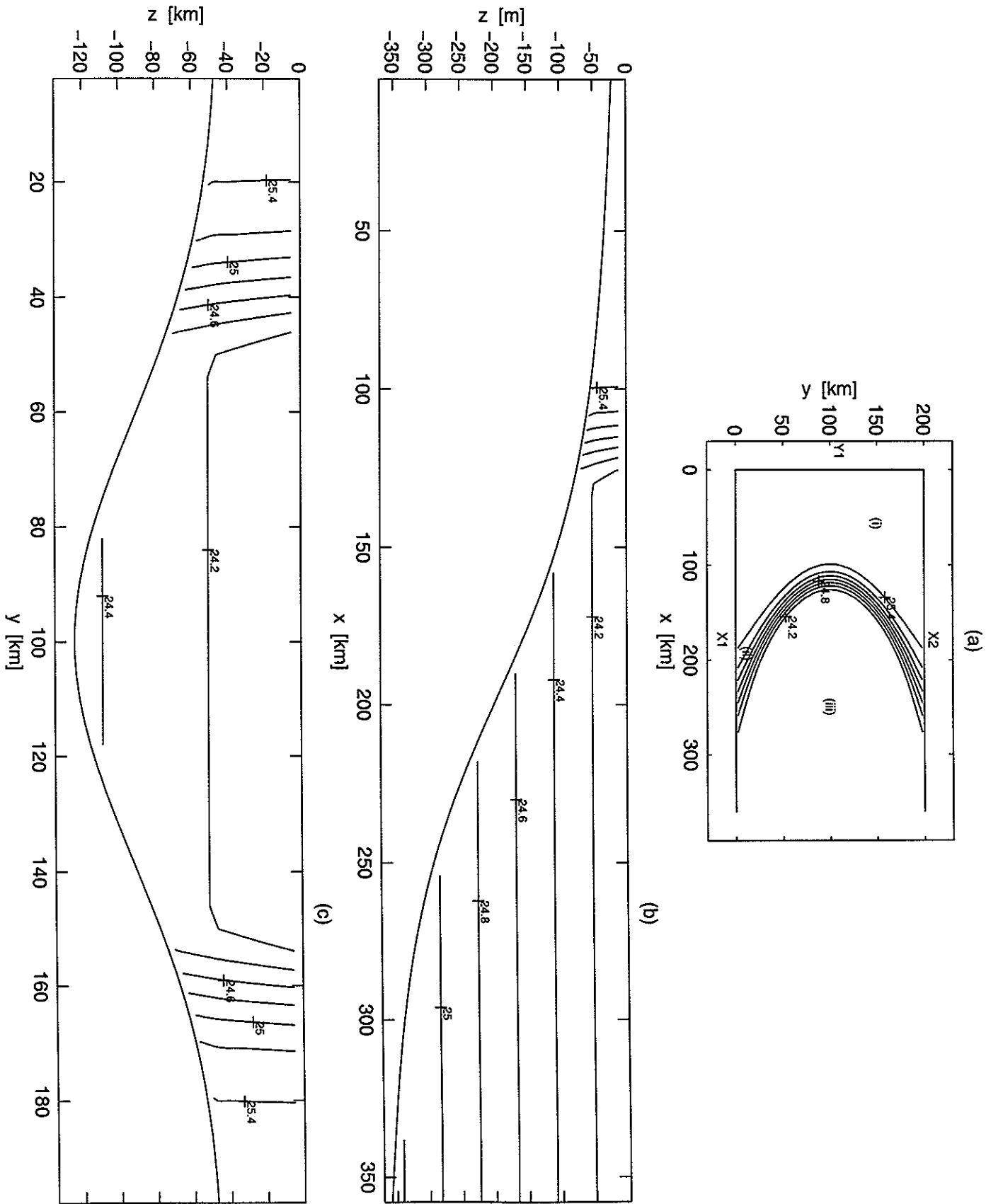


Figura 3:

similares a las del campo de densidad idealizado descrito arriba, con la excepción de que el campo idealizado no presenta una capa mezclada superficial en la zona profunda.

Para definir las tres regiones del campo de densidad inicial se utilizó la batimetría. La razón de escoger isóbatas para definir el campo inicial de densidad viene de la idea de que, al sufrir la cuenca un evento de enfriamiento repentino y espacialmente uniforme, las columnas de agua en regiones someras se enfrían más que las columnas de agua en regiones más profundas. Bajo esta suposición, es de esperarse que la batimetría deje alguna señal en el campo de temperatura, y en consecuencia también en el campo de densidad. Las tres zonas del campo inicial de densidad quedaron limitadas por las isóbatas de  $h_1 = 50$  y  $h_2 = 80$  m, de la siguiente manera<sup>9</sup> (ver figura 3):

- i. La zona homogénea (costera), del lado somero de la isóbata de 50 m.
- ii. La zona de transición (el frente), entre las isóbatas de 50 y 80 m.
- iii. La zona estratificada (profunda), en la región con profundidades mayores que 80 m.

Para que la transición entre la zona homogénea y la zona estratificada fuera suave, el campo inicial de densidad se definió de la siguiente forma:

$$\rho(x, y, z) = \left\{ \begin{array}{l} \rho_{\text{cos}} \rightarrow h(x, y) < h_1 \\ \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \left[ \pi \frac{h(x, y) - h_1}{h_2 - h_1} \right] \right) \cdot [p_1 z + \rho_{\text{sup}} - \rho_{\text{cos}}] + \rho_{\text{cos}} \rightarrow h_1 \leq h(x, y) \leq h_2 \\ p_1 z + \rho_{\text{sup}} \rightarrow h(x, y) > h_2 \end{array} \right\} \quad (5)$$

donde  $\rho_{\text{cos}}$  es el valor constante de la densidad en la zona costera;  $\rho_{\text{sup}}$  y  $p_1$  son el valor superficial y la magnitud del gradiente vertical de la densidad en la zona profunda, respectivamente.

### 2.2.3 La ecuación de estado.

Para simplificar aún más las situaciones estudiadas con el modelo numérico, se optó por utilizar una ecuación de estado lineal que depende únicamente de la temperatura;

<sup>9</sup> En las corridas con fondo plano, que obviamente no tienen isóbatas, simplemente se definió el campo inicial de densidad de tal manera que el frente quedara ubicado exactamente en la misma posición que ocupa inicialmente dentro de la cuenca en las corridas con fondo variable.

la salinidad fué incluida sólo como trazador pasivo. El campo de densidad quedó entonces relacionado al campo de "temperatura aparente" por medio de la siguiente ecuación de estado lineal:

$$\rho = \rho_0 + \beta T \quad (6)$$

Se le llama "temperatura aparente" a  $T$  porque el valor del coeficiente  $\beta$ , al igual que el valor de la densidad de referencia  $\rho_0$ , se escogieron de tal manera que (6) se aproximara lo más posible a la ecuación de estado no lineal<sup>10</sup> a presión atmosférica y con  $S = 35.0$  ‰.

Con el fin de identificar con mayor claridad el movimiento de las masas de agua que ocupaban inicialmente ambos lados del frente, se utilizó la salinidad como un trazador pasivo. Esto es, dicha variable no tuvo efecto alguno sobre el campo de densidad, y por lo tanto no influyó dinámicamente en la evolución de las simulaciones. La distribución inicial del trazador pasivo fué más sencilla que la del campo inicial de densidad; el campo fué homogéneo a ambos lados del frente, con  $S = 35.0$  del lado somero ( $h < 50$  m),  $S = 33.5$  del lado profundo ( $h > 80$  m), y una transición suave entre ambos valores en la región ocupada por el frente ( $50 \leq h \leq 80$  m).

#### 2.2.4 El radio interno de deformación como principal parámetro físico.

Una vez establecidas las tres categorías principales de experimentos numéricos en base a su topografía (fondo plano, cañón simétrico y cañón asimétrico), para cada una de ellas se hicieron corridas en las que se varió el radio de deformación interno inicial ( $R$ ) como principal parámetro físico.  $R$  se definió como:

$$R = \frac{\sqrt{\left(g \frac{\Delta\rho}{\rho_{\cos}}\right) H_m}}{|f|} \quad (7a)$$

donde:

$$H_m = \frac{h_1 + h_2}{2} = 65 \text{ m} \quad (7b)$$

<sup>10</sup> El polinomio adoptado por la UNESCO en 1983.



es la profundidad media de la zona del frente. El cambio de densidad a través del frente,  $\Delta\rho$ , se estableció como:

$$\Delta\rho = \rho_{\text{cos}} - \bar{\rho} \quad (7c)$$

donde  $\bar{\rho}$  es el promedio vertical del perfil inicial de densidad en la zona estratificada (tomando dicho promedio desde la superficie hasta  $z = -H_m$ ). En la Tabla I se muestra el rango de variación de  $R$  para los distintos experimentos, el cual varió de aproximadamente 9 a 15 km.

Tabla I. Valores iniciales del cambio de densidad a través del frente ( $\Delta\rho$ ) y del radio interno de deformación ( $R$ ), para los distintos experimentos realizados.

<i>Experimento</i>			$\Delta\rho$	$R$
Fondo Plano	Cañón simétrico	Cañón asimétrico	$[kg \cdot m^{-3}]$	$[km]$
A1	A2	A3	0.64	8.7
B1	B2	B3	0.97	10.7
C1	C2	C3	1.30	12.4
D1	D2	D3	1.63	13.9
E1	E2	E3	1.95	15.2

### 2.2.5 Parámetros numéricos.

Para finalizar esta sección, en la Tabla II se presentan los principales parámetros numéricos utilizados en este estudio: los coeficientes (constantes) de difusión y viscosidad turbulenta horizontal ( $K_d$  y  $K_v$ ), así como el valor máximo de los coeficientes de mezcla vertical ( $A_d$  y  $A_v$ ), la "luz de malla" horizontal ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ), los rangos que tuvo dentro de las tres cuencas la discretización vertical ( $\Delta z$ ), los pasos de tiempo "baroclínico" y "barotrópico", el coeficiente de fricción de fondo lineal, las dimensiones de la cuenca ( $L_x$  y  $L_y$ ), y las máximas profundidades de las tres batimetrías.

Tabla II. Principales parámetros numéricos.

<b>Difusión horizontal (<math>K_d</math>)</b>	$10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
<b>Viscosidad horizontal (<math>K_v</math>)</b>	$40 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
<b>Difusión vertical (<math>A_d</math>)<sup>11</sup></b>	$0.005 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
<b>Viscosidad vertical (<math>A_v</math>)<sup>11</sup></b>	$0.005 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
<b><math>\Delta t</math> ("baroclínico")</b>	400 s
<b><math>\Delta t</math> ("barotrópico")</b>	6.6 s
<b>Fricción del fondo</b>	$2.5 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$
<b>(<math>\Delta x, \Delta y</math>)</b>	4 km
<b><math>\Delta z</math> (fondo plano)</b>	4.3 m
<b><math>\Delta z</math> (simétrico)</b>	[1.4 - 24.1] m
<b><math>\Delta z</math> (asimétrico)</b>	[1.4 - 24.1] m
<b><math>H</math> (fondo plano)</b>	65 m
<b><math>H_{max}</math> (simétrico)</b>	362 m
<b><math>H_{max}</math> (asimétrico)</b>	361.3 m
<b><math>L_x</math></b>	360 km
<b><math>L_y</math></b>	200 km

### 2.3 La solución analítica de Ou (1984).

Una buena manera de establecer la validez de resultados numéricos es por medio de la comparación con las soluciones analíticas de problemas similares. Para tener condiciones más parecidas al problema analítico estudiado por Ou (el cual se presentó brevemente en el primer capítulo), se realizó una corrida en la que se eliminó la estratificación vertical en la región profunda de la cuenca. Es decir, en esa corrida el frente separaba, inicialmente, dos masas de agua homogéneas<sup>12</sup>. Además, para que fuera comparable la geometría de ambos casos, se utilizó un frente rectilíneo (en lugar del frente con forma elipsoidal que se muestra en la figura 3a) sobre un fondo plano. Esta corrida tuvo un radio interno de deformación inicial de 14.3 km.

La figura 4a resume la solución analítica de Ou (1984) al problema del ajuste geostrófico de una masa de agua sobre un fondo plano-que inicialmente está en reposo, pero que tiene un cierto gradiente horizontal continuo de densidad. Dicha figura es una sección transversal al frente (adimensionalizada) del estado ajustado del campo de

<sup>11</sup> Valor máximo (el que se obtiene con  $Ri = 0$ ).

<sup>12</sup> A diferencia de las demás corridas, en las que el frente separaba una masa de agua homogénea de un estratificada.

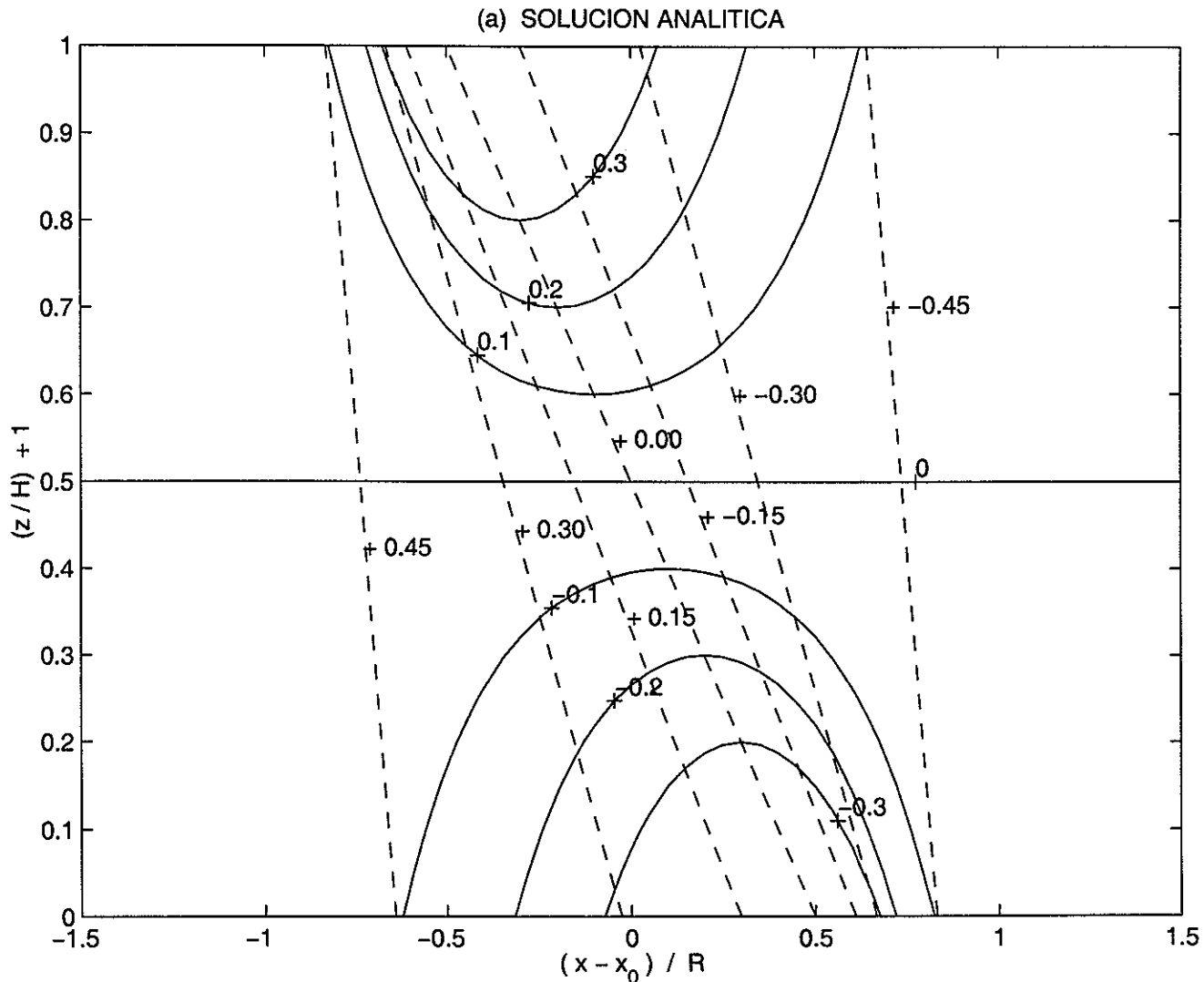


Figura 4: (a) Solución analítica de Ou (1984) para el ajuste geostrófico de un frente con distribución continua de densidad. Se muestra un corte transversal al frente del campo de densidad (contornos punteados), y de la corriente paralela al frente (contornos sólidos). El intervalo de contornos para la densidad es 0.15. El campo de densidad está adimensionalizado por el salto total de densidad ( $\Delta\rho$ ), y el de rapidez por  $fR$ , donde  $f$  es el parámetro de Coriolis y  $R$  es el radio interno de deformación.  $H$  es la profundidad total (constante).

densidad y de la corriente asociada al frente<sup>13</sup>. La figura 4b es la correspondiente sección de la solución obtenida con el modelo numérico (tomada a lo largo de  $y = 100$  km). Como se puede observar, existe una buena similitud cualitativa y una razonable similitud cuantitativa entre la solución analítica y la numérica. Ambas tienen los mismos rasgos generales, entre los que destacan:

1. Zonas de convergencia cerca de la superficie y del fondo, producidas por la corriente, en donde los gradientes horizontales de la densidad y de la rapidez de la corriente son máximos.
2. La forma de los núcleos de la corriente.
3. La inclinación de las isopícnas.

Las diferencias cuantitativas se pueden deber a varios factores, pero principalmente es necesario tener en cuenta que el modelo simplificado de Ou no incluye los procesos de disipación y mezcla que están presentes en las simulaciones numéricas. Por otro lado, la solución numérica posiblemente esté afectada por la presencia de las fronteras laterales, cuyo efecto no está considerado en la solución analítica de Ou. Es posible también que la resolución horizontal empleada en el modelo numérico (4 km) esté afectando la comparación con la solución analítica, pues el radio interno de deformación (14.3 km) se resolvía únicamente con tres puntos de malla.

---

<sup>13</sup> En el estado inicial del problema estudiado por Ou, las isopícnas son completamente verticales.

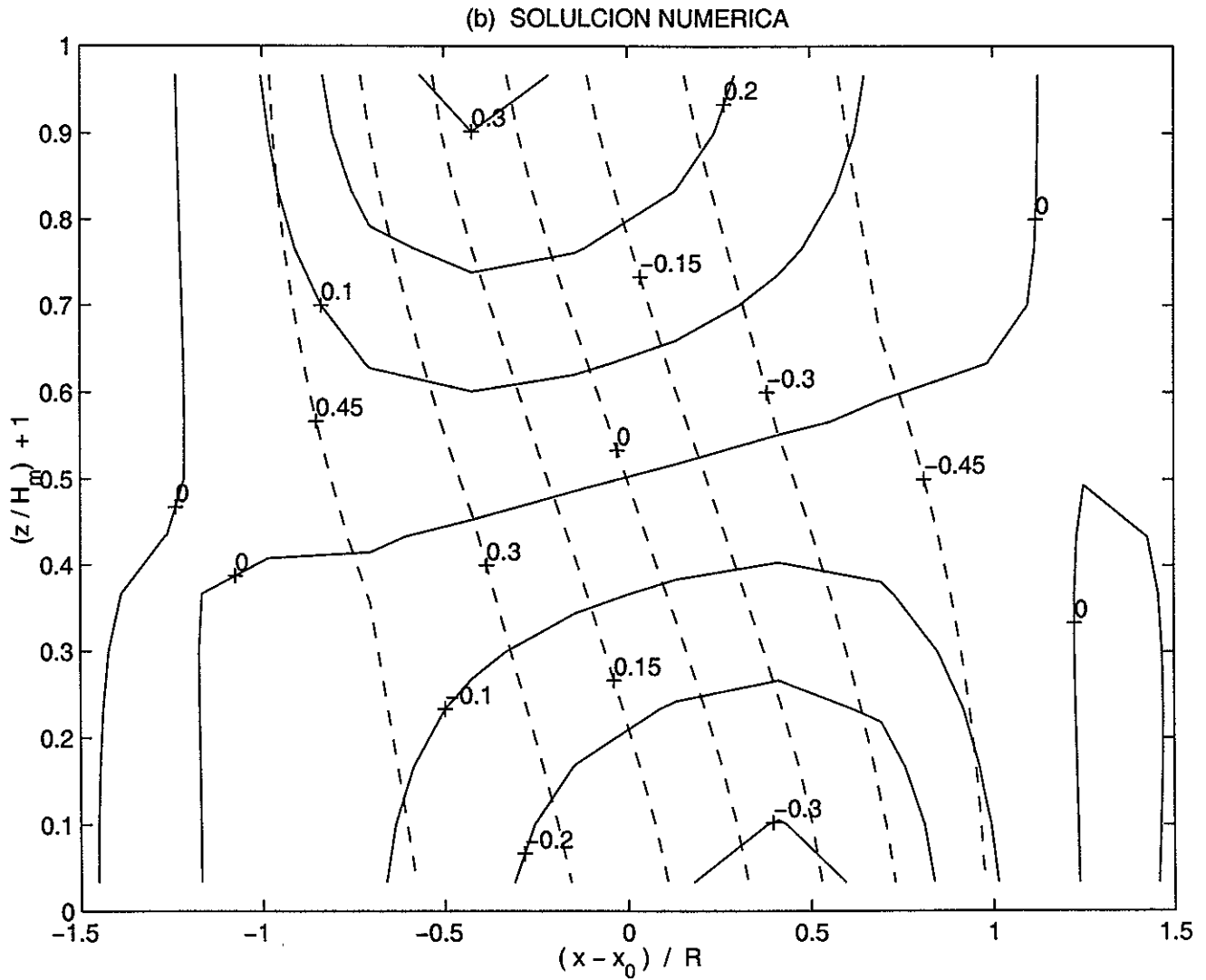


Figura 4: (b) Como en la figura 4a, pero para la solución obtenida numéricamente con *SCRUM*. La solución numérica es el promedio del primer día de la simulación ( $T = 0.5$  días).  $H_m$  es la profundidad total constante (65 m).

### III. LA SIMULACIÓN BÁSICA (C2).

En este capítulo se describe con detalle la simulación básica, la cual se caracterizó por tener al cañón submarino simétrico, y el valor intermedio del radio de deformación interno inicial ( $R = 12.4$  km). La mayoría de los resultados que se presentan en los próximos dos capítulos son promedios, sobre un periodo inercial, de los campos "instantáneos" que calculó el modelo numérico. Estos promedios permiten eliminar las ondas de periodo igual o menor al inercial, que son inherentes al ajuste geostrófico del frente, y que no son de interés para este estudio.

La figura 5 sirve para ilustrar las tres etapas que se presentaron en la evolución del experimento C2, y que en general se manifestaron en todas las simulaciones realizadas, de una manera muy similar a lo que ocurrió en el trabajo de Gawarkiewicz y Chapman (1995). Estas tres etapas son: [a] el ajuste inicial (del día 1 al día 5)<sup>1</sup>, que dá lugar a un sistema de corrientes baroclínicas asociadas al frente y que están aproximadamente en balance geostrófico, [b] la aparición y crecimiento de las inestabilidades de dicho flujo geostrófico (del día 6 hasta aproximadamente el día 14), las cuales se manifiestan primero como meandros de la corriente y posteriormente evolucionan para formar remolinos de distintos signos, y [c] la circulación posterior al ajuste geostrófico (del día 14 hasta el final de la corrida), debida principalmente a dichos remolinos, pero también a dos corrientes de densidad bien definidas: una costera y otra que se propaga por el fondo a lo largo de una de las caras del cañón submarino (ver figura 5k). A continuación se da una descripción y explicación más detalladas de estas etapas.

---

<sup>1</sup> La duración de las tres etapas fue distinta para cada una de las otras corridas. En general, a mayor  $R$ , menor fue la duración de la etapa del ajuste geostrófico inicial.

Figura 5. Evolución del campo de velocidad de la simulación básica en superficie ( $z = -15$  m; gráficas superiores) y el nivel más cercano al fondo (inferiores). (a) y (d)  $T = 0.5$  días; (b) y (e)  $T = 5.5$  días; (c) y (f)  $T = 10.5$  días.

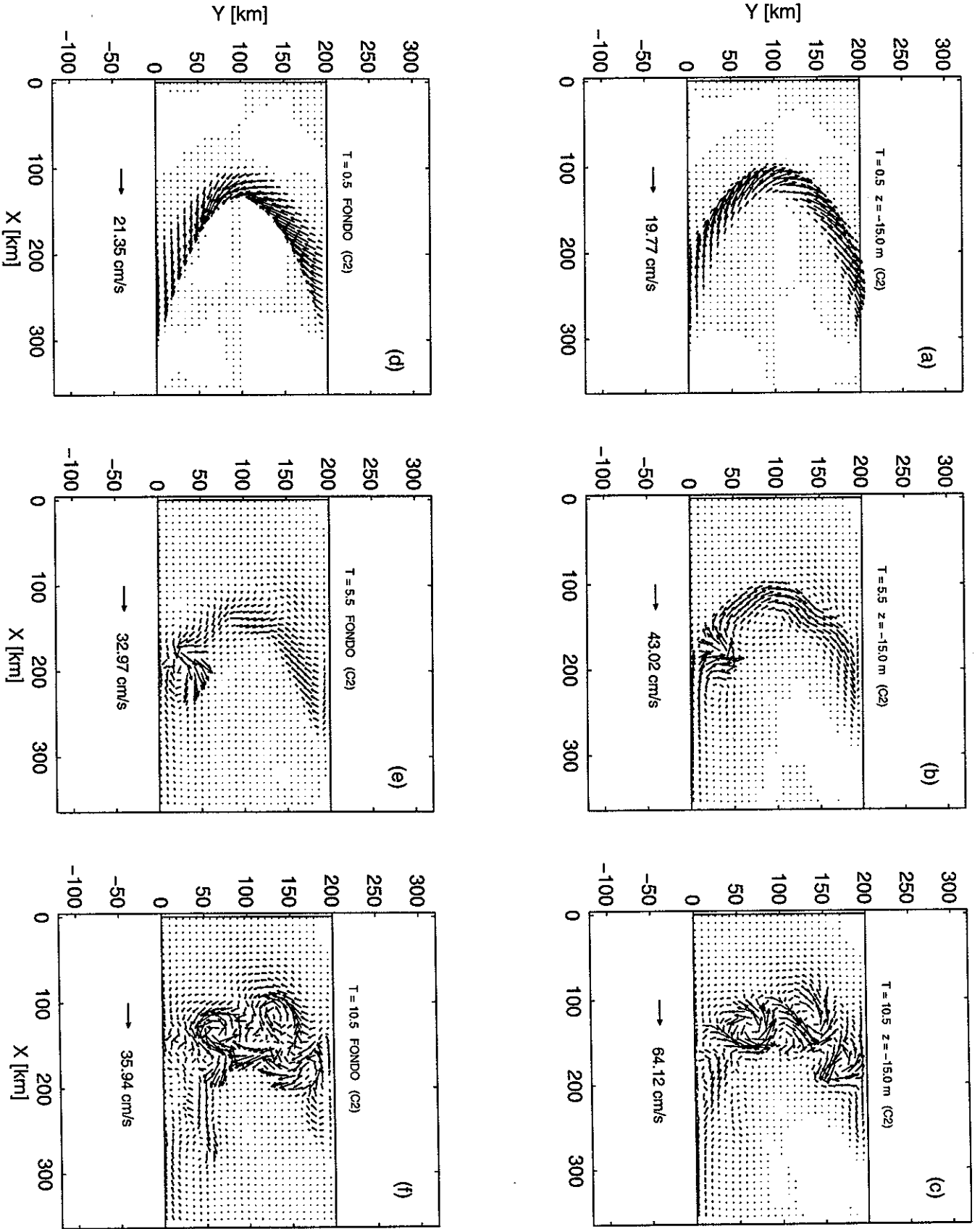


Figura 5:



Figura 5 [continuación]. (g) y (j)  $T = 15.5$  días; (h) y (k)  $T = 20.5$  días; (i) y (l)  $T = 25.5$  días.

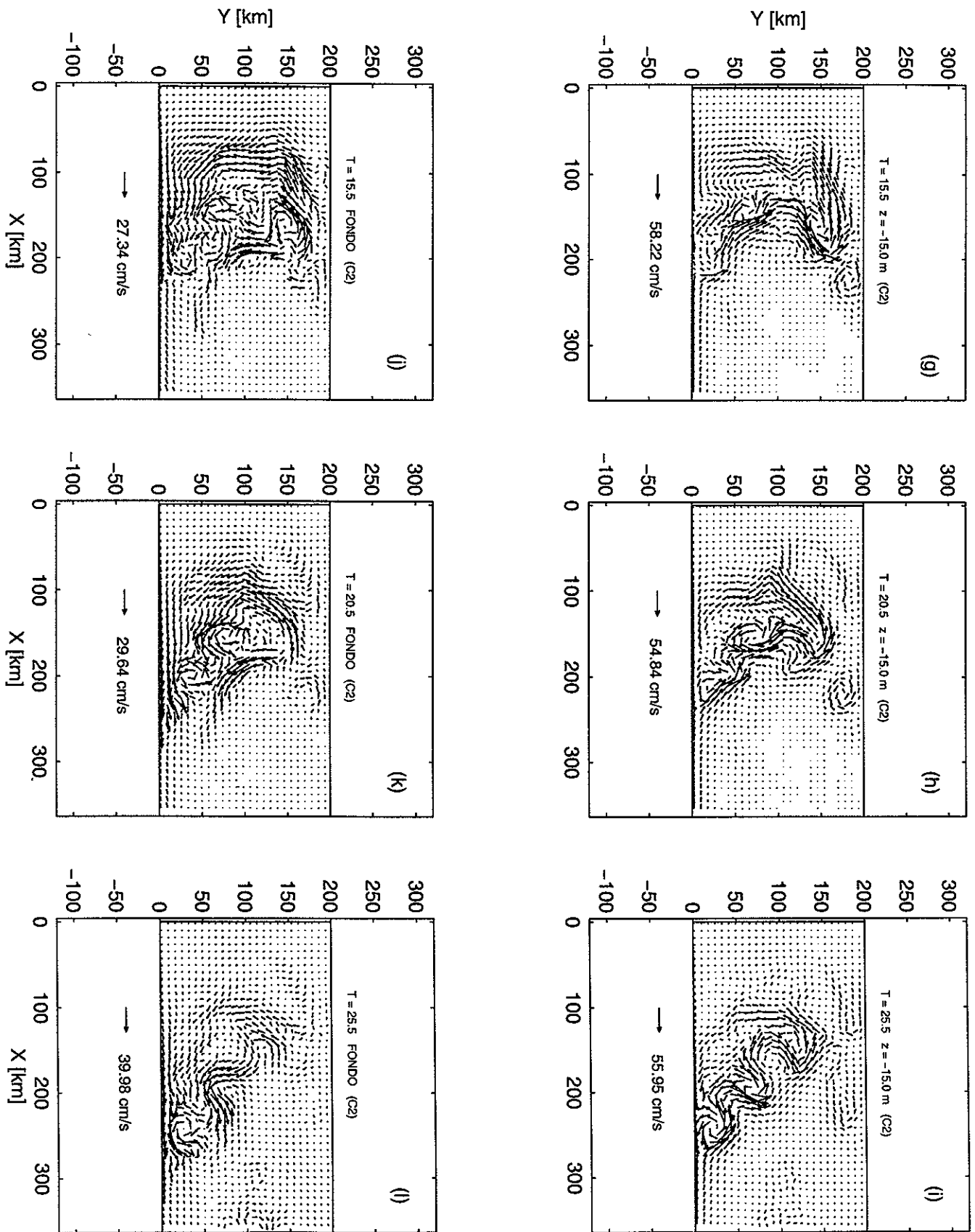


Figura 5: [continuación]

### 3.1 Ajuste inicial.

El efecto de la fricción con el fondo debe ser uno de los factores que no permiten que se alcance un balance completamente geostrófico. Esto se puede observar al comparar la dirección de la corriente en superficie y fondo al tiempo  $T = 0.5$  días. Cerca del fondo (figura 5d), la dirección de la corriente es menos paralela a las isóbatas y por lo tanto menos geostrófica que cerca de la superficie (figura 5a), lo cual debe ser un efecto de la fricción del fondo, ya que al repetir la corrida C2 sin fricción de fondo, no ocurrió esa alteración en la dirección de la corriente cerca del fondo.

La figura 6a es una sección transversal de  $u$  al tiempo  $T = 0.5$  días, que muestra el sistema de corrientes baroclínicas, asociadas al frente y aproximadamente en balance geostrófico, que resultaron del ajuste inicial. Estas corrientes, como era de esperarse por el sentido del gradiente inicial de densidad, circulan en sentido anticiclónico a lo largo del frente cerca de la superficie, y en sentido ciclónico cerca del fondo<sup>2</sup>.

La asimetría que se observa en la figura 6a (la componente  $u$  es considerablemente más débil cerca del fondo alrededor de  $y = 140$  km, que alrededor de  $y = 60$  km) se debe a la trayectoria que deben seguir las parcelas de agua cercanas a las fronteras laterales durante el ajuste inicial para fluir paralelamente al frente. Dicho en otras palabras, esa asimetría es una consecuencia de la forma en que el frente intersecta las fronteras laterales. La figura 7 muestra esquemáticamente esas trayectorias. Es claro que, cerca de la frontera  $X_2$  (tanto en la capa superior como en la capa inferior), las parcelas de agua deben rotar más hacia la derecha de su movimiento inicial para fluir de manera paralela al frente que cerca de la frontera  $X_1$ . En consecuencia, cerca de  $X_2$  la componente  $u$  disminuye mientras que  $v$  aumenta. El hecho de que la asimetría no esté presente en el campo de rapidez (figura 6b) es consistente con esta idea.

El hecho de que el ajuste inicial del frente no haya sido completamente geostrófico también se puede observar en la figura 8. Dicha gráfica es una serie de tiempo de  $\epsilon$  (para el corte vertical de  $u$  y de  $v$ ), que se definió como:

---

<sup>2</sup> Inicialmente, el agua más densa se localiza del lado del frente que abarca las zonas someras de la cuenca. Por lo tanto, el movimiento inicial cercano al fondo es hacia las zonas profundas. Al ser desviado éste por la fuerza de Coriolis, se produce la circulación ciclónica. Lo contrario ocurre cerca de la superficie.

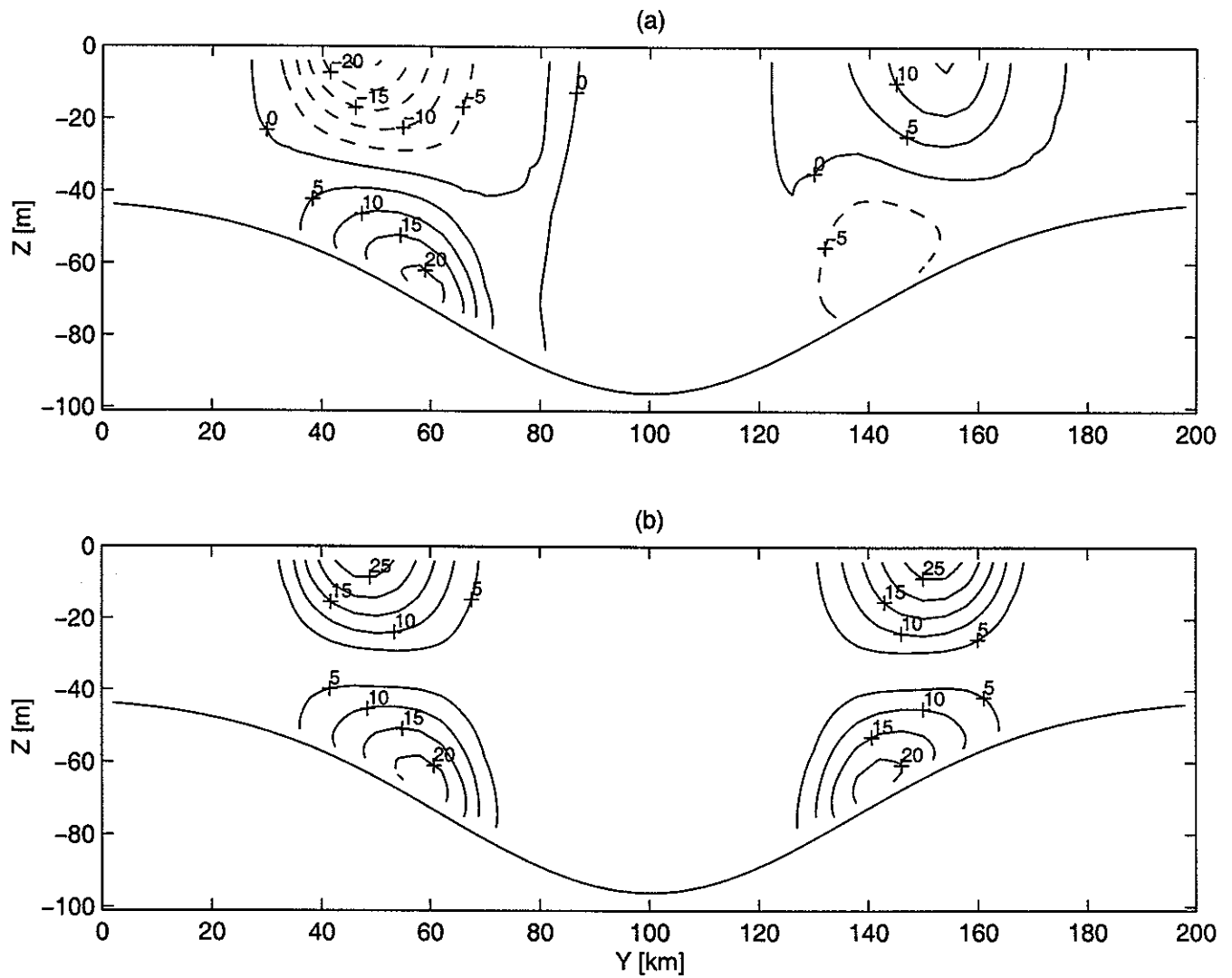


Figura 6: Corte transversal de la circulación asociada al frente [cm/s], a lo largo de  $x = 144$  km y al tiempo  $T = 0.5$  días, para la simulación básica. (a) Componente  $u$  (positiva hacia afuera de la hoja); contornos sólidos son positivos, contornos quebrados son negativos; (b) campo de rapidez.

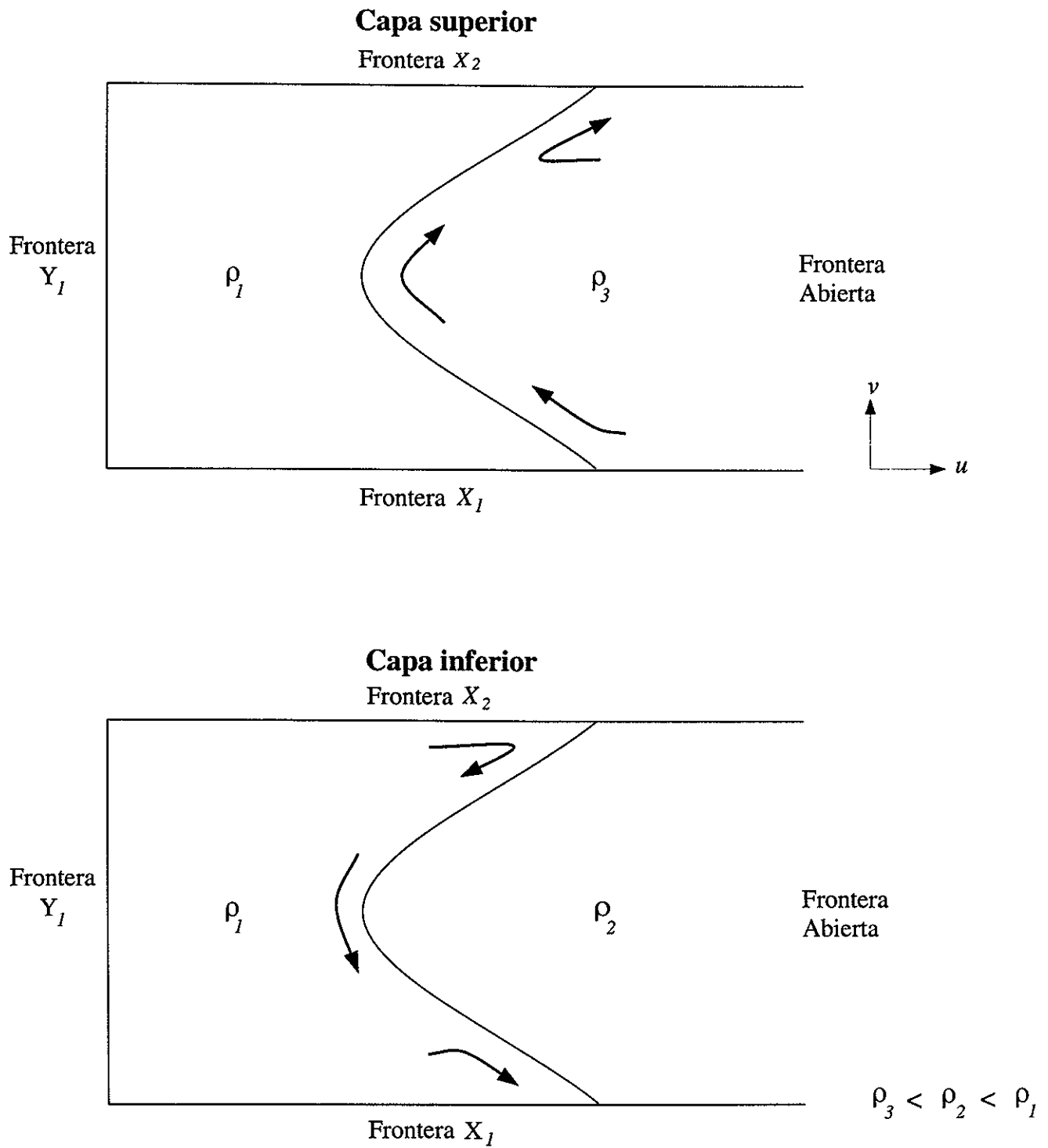


Figura 7. Esquema simplificado que muestra las trayectorias que deben seguir las parcelas de agua para fluir de manera paralela al frente durante el ajuste inicial.

$$\varepsilon = \frac{\left( \sum^N \left[ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_G - \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_M \right]^2 \right)^{1/2}}{\left( \sum^N \left[ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_G \right]^2 \right)^{1/2}} \quad (8)$$

donde las sumatorias son sobre los puntos de la malla que cayeron dentro de la región abarcada por las corrientes ( $N$ ),  $\Phi$  es cualquiera de las componentes de la velocidad horizontal ( $u$  o  $v$ ), el subíndice  $M$  se refiere al corte modelado y el subíndice  $G$  al corte puramente geostrófico (es decir, al corte calculado a partir del campo de densidad por medio de las relaciones de viento térmico). Así, mientras más cercano a cero es el valor de  $\varepsilon$ , más geostróficas son las corrientes. En la figura 8 se observa claramente que, durante el primer período inercial (el primer día), el valor de  $\varepsilon$  tiende a acercarse a cero, y por lo tanto el frente tiende hacia un estado geostrófico. Sin embargo, el valor más bajo que alcanza  $\varepsilon$  es de aproximadamente 0.55 (para  $u$  o para  $v$ ), durante el periodo del día 1 al día 3. Ese lapso de tiempo constituye la etapa "más geostrófica" en la evolución del frente.

En particular, la fricción del fondo parece jugar un papel importante para impedir que durante el ajuste inicial se alcance un estado completamente geostrófico ( $\varepsilon = 0$ ). Al repetir la corrida C2, pero sin fricción de fondo, los valores de  $\varepsilon$  (para  $u$  y  $v$ ) fueron considerablemente menores durante el período que abarca el ajuste inicial (disminuyeron hasta  $\sim 0.37$ ). Por lo tanto, en ausencia de fricción de fondo, el ajuste inicial fue considerablemente más geostrófico que cuando si fue incluido ese proceso de disipación.

Al desarrollarse las inestabilidades del flujo inicial, a partir del día 5, el valor de  $\varepsilon$  aumenta hasta  $\sim 0.9$  durante el periodo en el que ocurren los remolinos (no se observa en la figura 8). Se debe concluir entonces, que tanto las inestabilidades que se desarrollan en la circulación asociada al frente, como los procesos de disipación (fricción) y difusión que ocurren durante los primeros días, no permiten que en el ajuste inicial se alcance un balance completamente geostrófico; el frente es forzado hacia otro estado, dominado por los remolinos, en el que se destruye su estructura inicial.

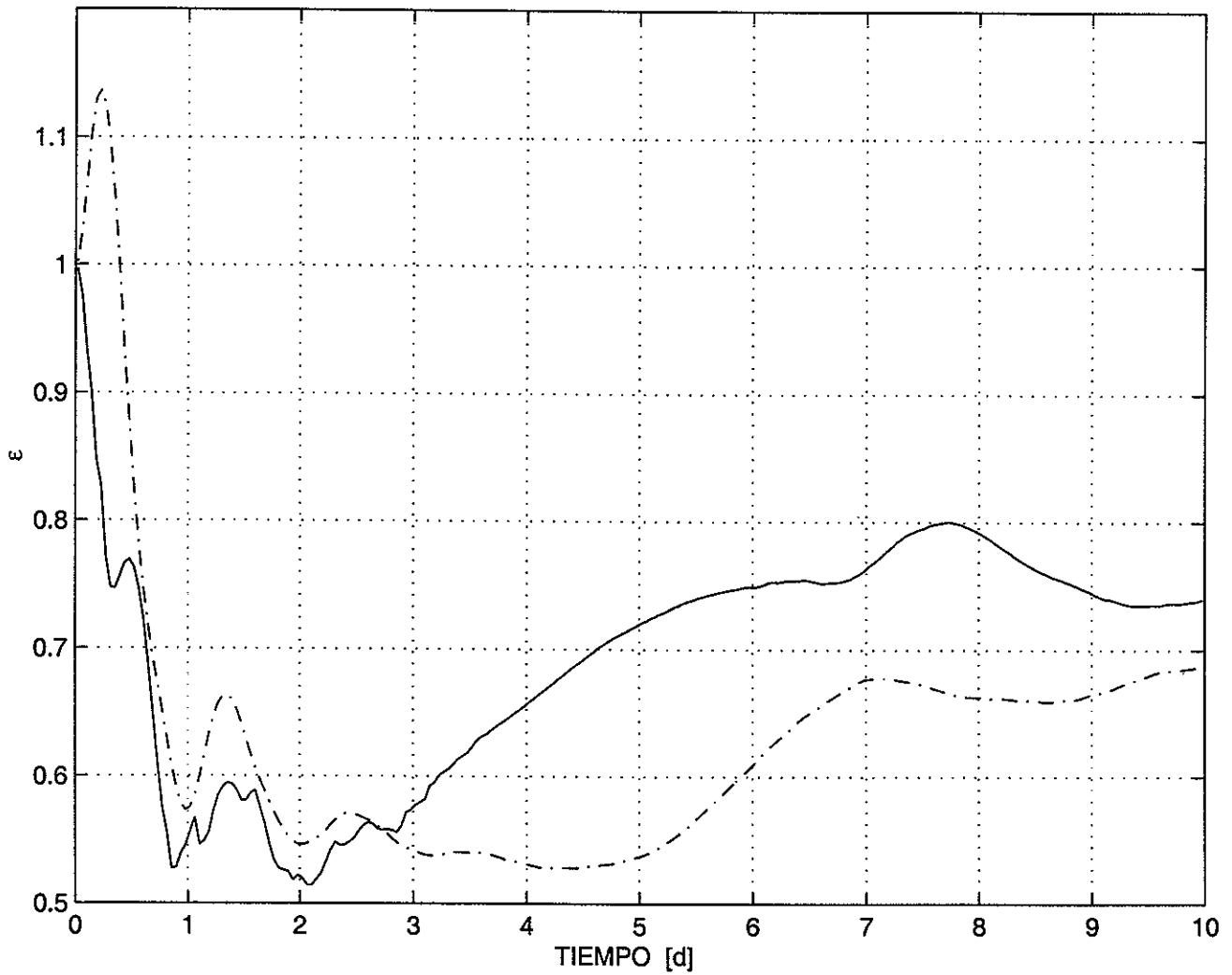


Figura 8: Series de tiempo de  $\varepsilon$  para los cortes verticales de  $u$  (línea continua) y  $v$  (línea punteada), de la simulación básica.

### 3.2 Desarrollo de inestabilidades.

La figura 9 muestra el campo de densidad cerca de la superficie ( $z = -15$  m), al tiempo en el que se están desarrollando las inestabilidades de la circulación asociada al frente ( $T = 7.5$  días). Dichas inestabilidades se manifiestan primero como meandros de la corriente (en la figura 9 se observan como ondulaciones en la estructura del frente), que evolucionan hasta formar los remolinos que se desprenden del frente y terminan por destruirlo. La longitud de la onda más inestable es aproximadamente 50 km (es decir, un poco más de 4 veces el radio de deformación inicial).

Un aspecto notable en el desarrollo de las inestabilidades está dado por una perturbación, que se origina aproximadamente al tiempo  $T = 5$  días (alrededor de  $x = 180$  km,  $y = 40$  km; ver figuras 5b, 5e y 9), y que antecede al resto de la desestabilización del frente. Dicha perturbación da lugar a una estructura que se propaga, como un pulso de agua densa, hacia las zonas profundas de la cuenca. La señal más fuerte de este pulso ocurre cerca del fondo, pero es lo suficientemente grande como para afectar a toda la columna de agua. Al interactuar la perturbación con la circulación inicial asociada al frente se produce una estructura baroclínica, con flujo anticiclónico cerca del fondo y ciclónico pero más débil-cerca de la superficie (ver figuras 5b y 5e). El desarrollo del pulso ocurre antes de que se formen las otras estructuras que surgen por la evolución de las inestabilidades de la circulación asociada al frente. Consecuentemente, las corrientes de densidad que se propagan hacia la frontera abierta por esa zona algunos días después no lo hacen contra el estado inicial del campo de densidad, sino que se propagan en un medio perturbado por el paso de este primer pulso de agua densa. Aunque sólo tiene una estructura coherente durante sus primeros 6 días, la parte frontal del pulso todavía es distinguible cerca del fondo y en el campo de densidad al tiempo  $T = 32$  días.

En la figura 10 se presentan las series de tiempo de los valores cuadráticos medios de la vorticidad relativa total, positiva y negativa de toda la cuenca. A partir del día 6, la vorticidad relativa (de ambos signos) empieza a crecer notablemente, marcando el fin de la etapa de ajuste inicial, aproximadamente geostrófico, del frente. Las tres curvas alcanzan su máximo aproximadamente al día 12, cuando ya están completamente desarrollados los remolinos. El dominio de los remolinos ciclónicos, que se verá más adelante, está reflejado



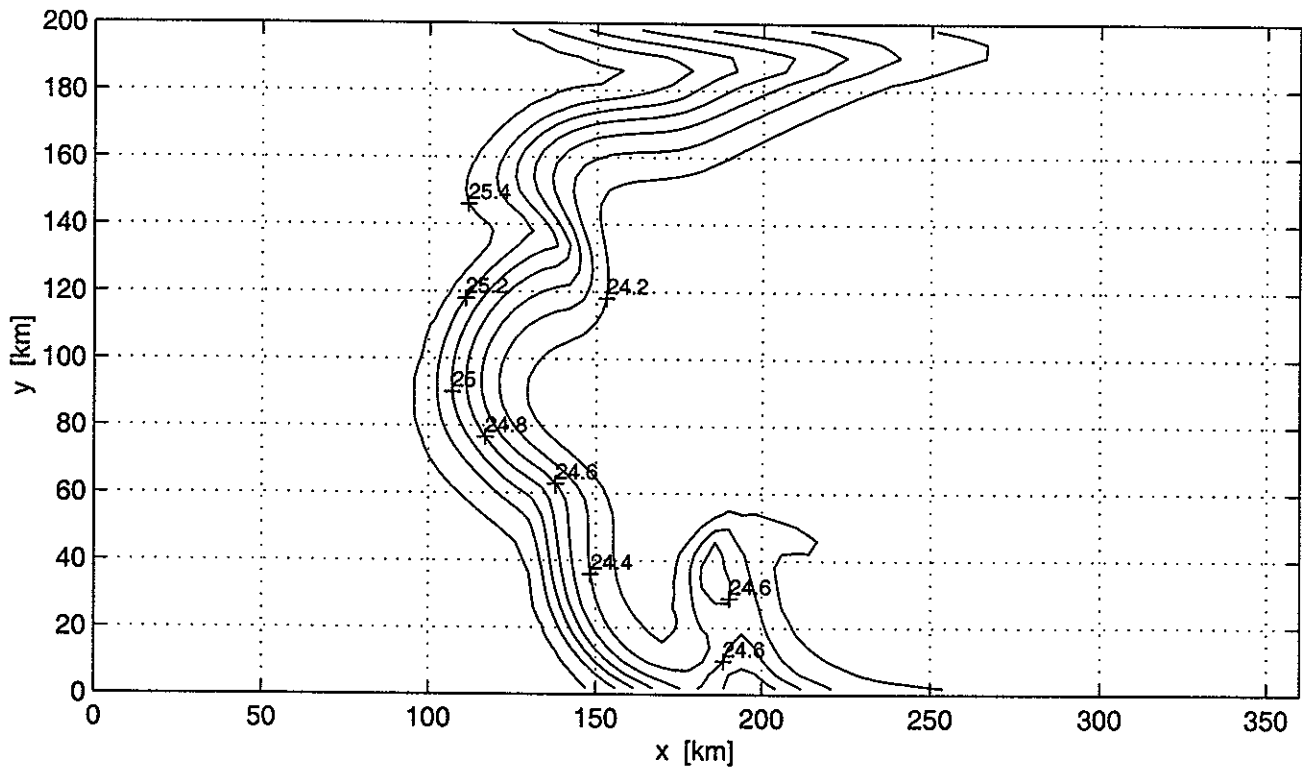


Figura 9: Vista de planta del campo de densidad [ $kg/m^3$ ] de la simulación básica cerca de la superficie ( $z = -15$  m), al tiempo en que se están desarrollando las inestabilidades, las cuales se manifiestan como meandros del frente ( $T = 7.5$  días).

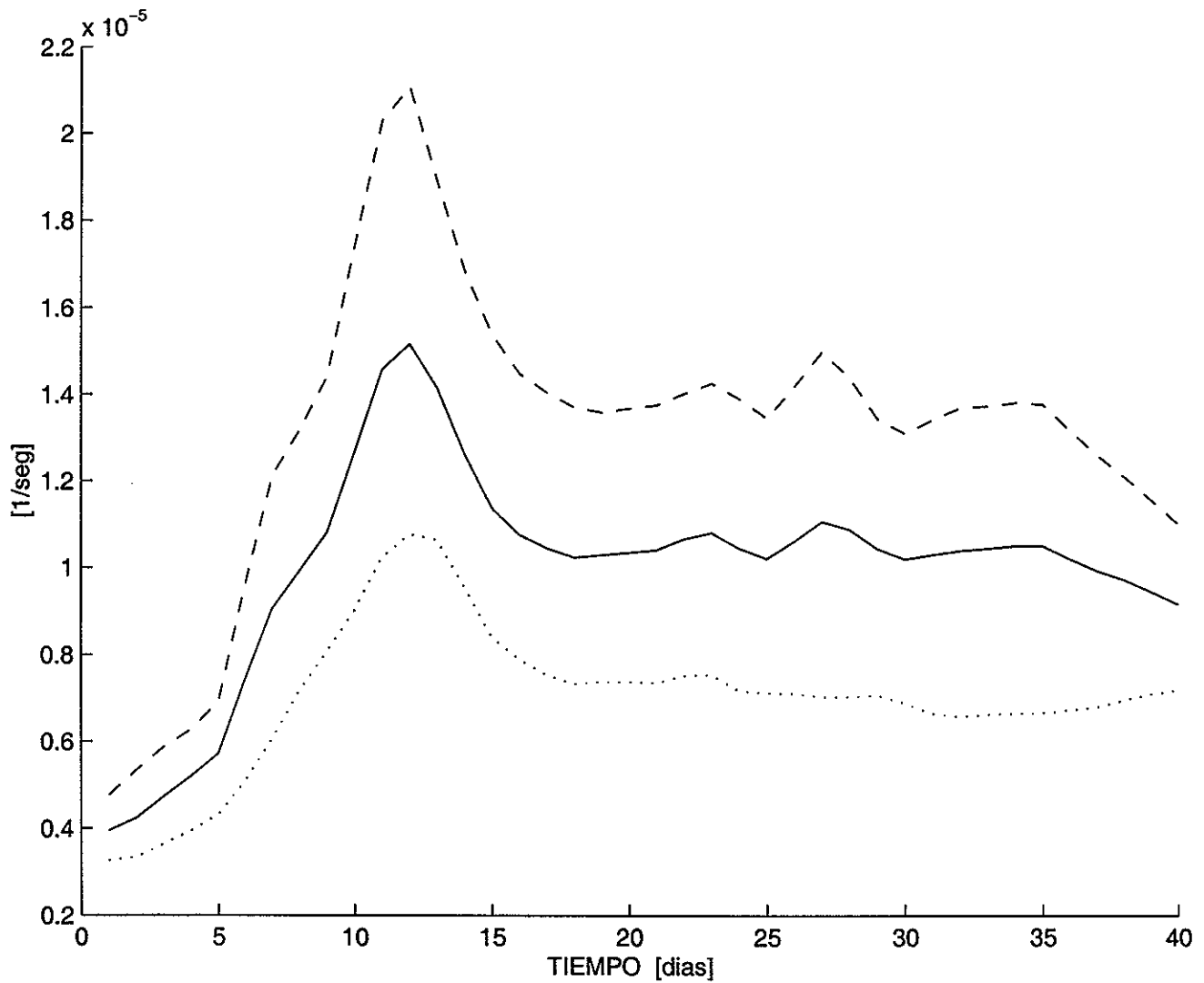


Figura 10: Serie de tiempo de la raíz cuadrada del valor cuadrático medio de la vorticidad relativa [ $s^{-1}$ ], para la simulación básica. Curva sólida, vorticidad relativa total; curva quebrada, vorticidad ciclónica; Curva punteada, vorticidad anticiclónica.

en la figura 10, pues el valor cuadrático medio de la vorticidad relativa ciclónica es siempre mayor que el de la vorticidad relativa anticiclónica.

### *3.3 Circulación dominada por remolinos y corrientes de densidad.*

La circulación dentro de la cuenca una vez que se desarrollaron completamente las inestabilidades del flujo geostrófico-fue dominada por dos factores que son evidentes en la figura 11: remolinos y corrientes de densidad. Esta figura muestra el campo de velocidad del nivel más cercano al fondo al tiempo  $T = 20.5$  días, con un contorno de densidad sobrepuesto ( $\rho = 24.88 \text{ kg/m}^3$ ) para mostrar con mayor claridad las corrientes de densidad.

En primer termino está la circulación producida por los remolinos, la cual, al acelerar los procesos de mezcla de la cuenca, es la principal responsable de la destrucción completa de la estructura inicial del frente. Por otro lado están las dos corrientes de densidad: una costera que se propaga hacia la frontera abierta a lo largo de la frontera  $X_I$ , y la segunda, más débil, que también se propaga hacia la frontera abierta pegada al fondo, pero a lo largo de una de las caras del cañón submarino. Esta corriente cruza isóbatas hasta que alcanza la profundidad a la cual se equilibra su densidad con la del agua circundante.

#### *3.3.1 Mezcla por remolinos.*

La figura 12 es un corte transversal del campo de  $u$ , tomado a lo largo de una sección cercana a la que se muestra en la figura 6a, sólo que para el tiempo  $T = 10.5$  días, para el que ya están desarrollados los remolinos. Al comparar las figuras 12 y 6a, se puede apreciar como la acción de los remolinos tiende a destruir los núcleos de las corrientes baroclínicas que resultaron del ajuste inicial. Aunque no resulta un estado barotrópico, si es evidente una disminución significativa del corte vertical, en relación al campo presentado en la figura 6a.

La sección mostrada en la figura 12 atraviesa, aproximadamente por el centro, los dos remolinos ciclónicos (centrales) que dominan la circulación de la zona inicialmente

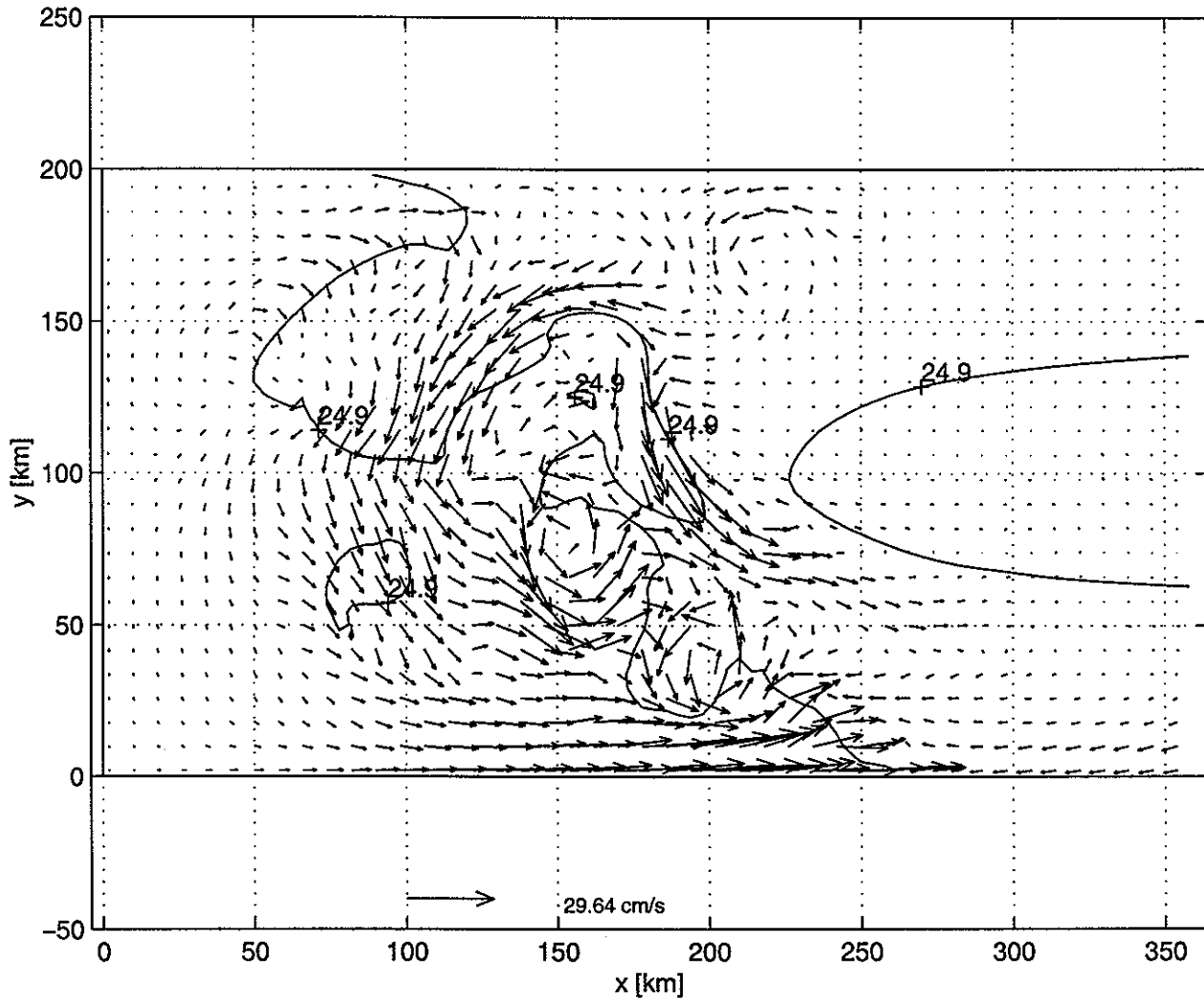


Figura 11: Vista de planta, en el nivel más cercano al fondo, del campo de velocidad de la simulación básica, con una isopicna sobrepuesta ( $\rho = 24.88 \text{ kg/m}^3$ ) y al tiempo  $T = 20.5$  días. Muestra aspectos de la circulación posterior al ajuste inicial del frente (remolinos y corrientes de densidad).

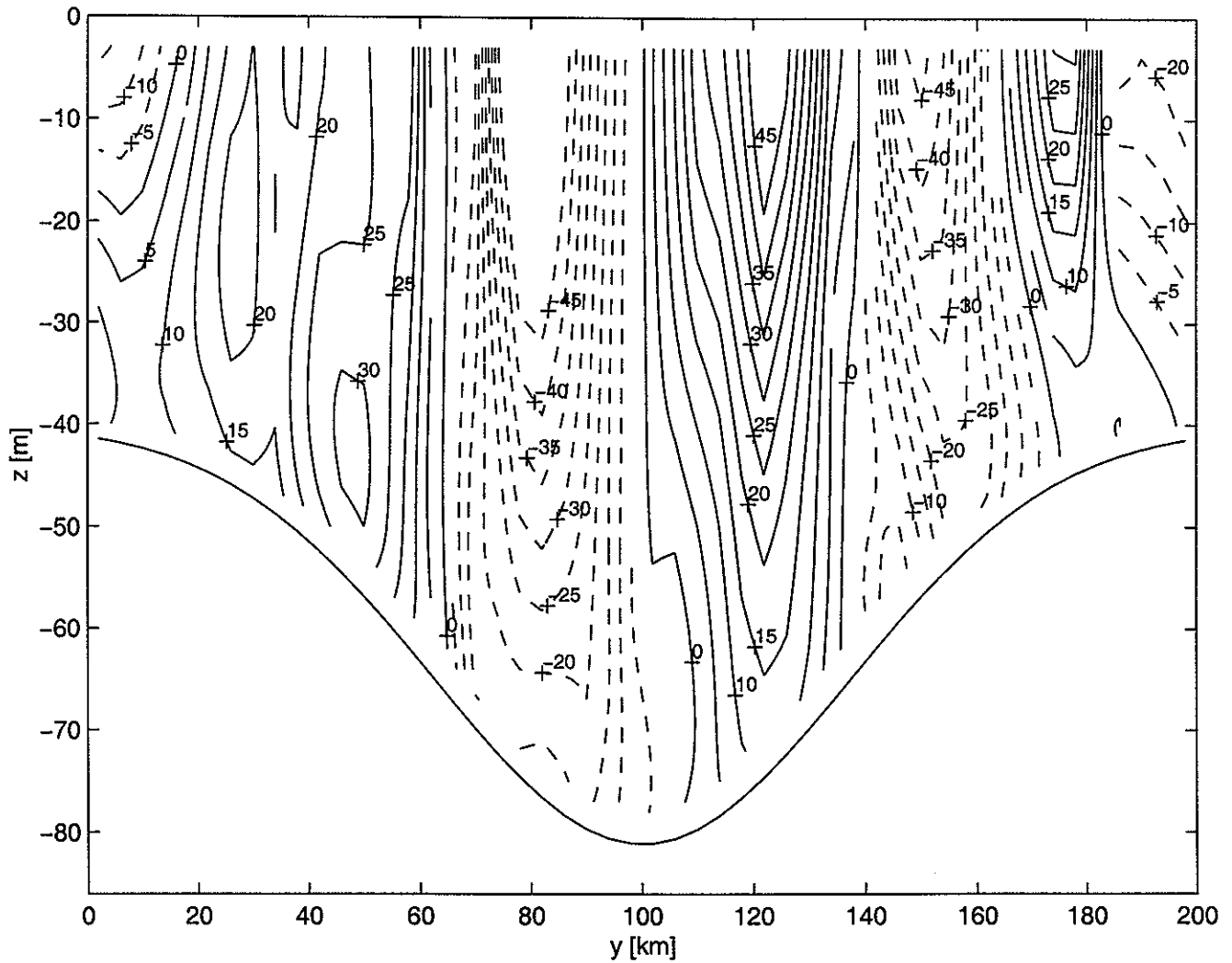


Figura 12: Sección transversal de la componente  $u$  [cm/s] (positiva hacia afuera de la hoja) a lo largo de  $x = 144$  km y al tiempo  $T = 10.5$  días; contornos continuos son positivos, contornos quebrados son negativos. Muestra la estructura vertical de los remolinos asociados al frente.

ocupada por el frente, al tiempo  $T = 10.5$  días (ver figuras 5c y 5f). Por lo tanto, esta figura ofrece una buena visión de la estructura vertical de estos dos remolinos, que se encuentran centrados alrededor de  $y = 65$  km y  $y = 140$  km, respectivamente. Aunque estos remolinos conservan un mismo sentido de rotación desde la superficie hasta el fondo (comparar figuras 5c y 5f), es claro que su estructura es también baroclínica, pues es evidente en la figura 12 una intensificación hacia la superficie de la circulación inducida por ellos.

En la figura 13 se grafican contornos del nivel del mar, sobrepuestos al campo de velocidad a  $z = -15$  m, a un tiempo al que ya están desarrollados los remolinos y que han actuado para destruir casi completamente la forma inicial del frente ( $T = 11.5$  días). En esta figura se puede apreciar que, como era de esperarse, los remolinos anticiclónicos son centros de alta presión, mientras que los ciclónicos son centros de baja presión. Un aspecto interesante que muestra la figura 13 es que casi todos los remolinos son ciclónicos, y además éstos son más intensos, y están más desarrollados, que los remolinos anticiclónicos. Esto concuerda con la manera en la que evoluciona la vorticidad relativa de la cuenca (ver figura 10). En su mayor parte, los remolinos son cuasi-geostróficos, pues la velocidad es aproximadamente paralela a los contornos del nivel del mar. Sin embargo, hay zonas con gradientes de presión fuertes en donde la velocidad tiene una componente ageostrófica significativa (ver figura 13).

La forma en la que los remolinos participan en la mezcla de la cuenca es evidente en la figura 14. Esta figura muestra la evolución cerca del fondo de dos isopicnas con valores cercanos ( $\rho = 24.9$  y  $25.0$  kg/m<sup>3</sup>), a partir del tiempo  $T = 11.5$  días. En ella se puede observar claramente la evolución de un par de remolinos de núcleo "caliente" (esto es, hacia su interior contienen agua menos densa que la circundante) que se desprenden de la región del frente. Con el paso del tiempo los remolinos se propagan hacia regiones someras, y al hacerlo su volumen, o área en el caso de la figura 14, va disminuyendo. Este mecanismo contribuye a la mezcla de las aguas que se encontraban inicialmente a ambos lados del frente.

Figura 13. Contornos del nivel del mar [cm] de la simulación básica, con el campo de velocidad cerca de la superficie sobrepuesto ( $z = -15$  m), mostrando el dominio de los remolinos ciclónicos ( $T = 11.5$  días). Contornos continuos son negativos; contornos punteados son positivos.

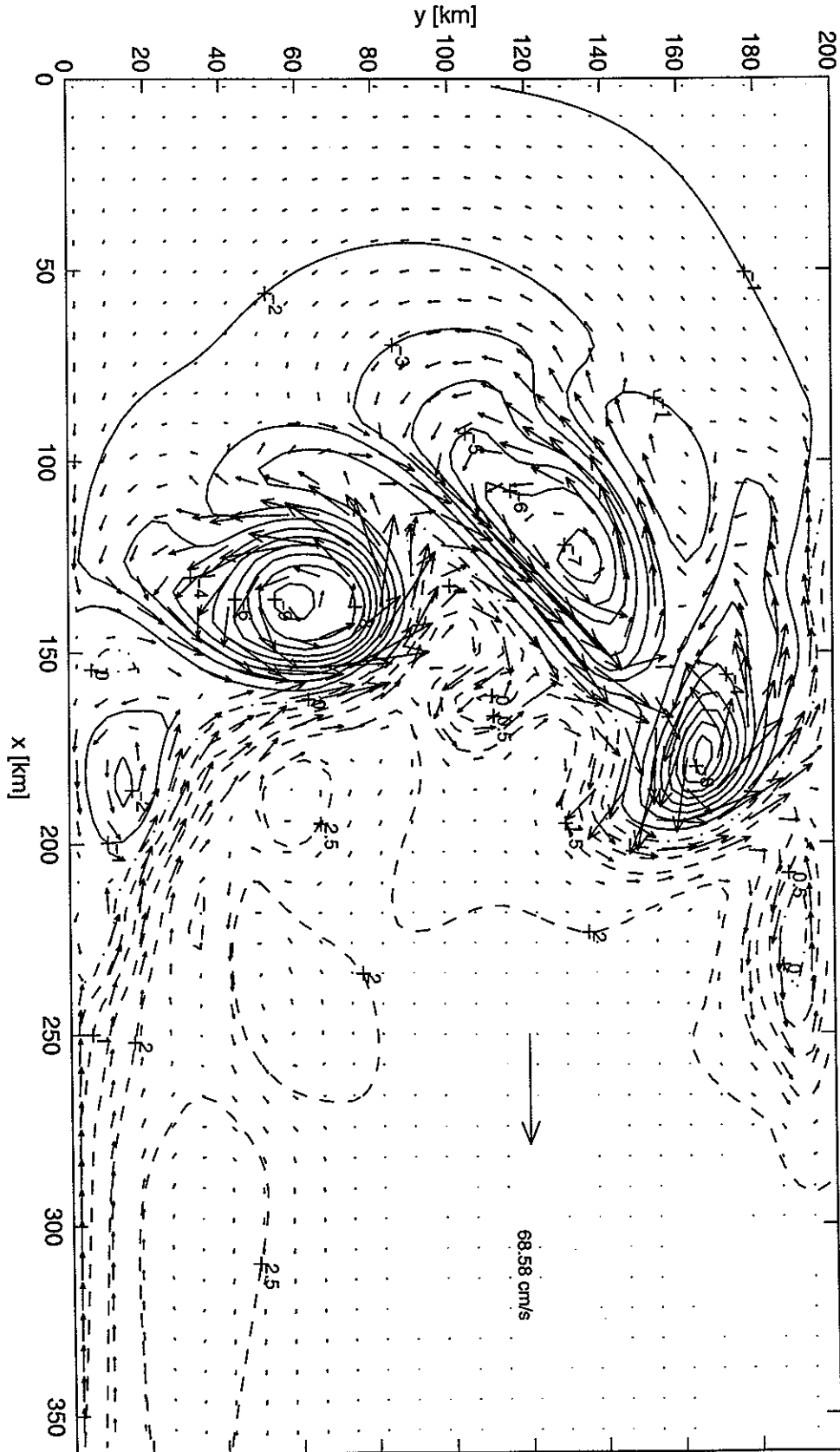


Figura 13:



Figura 14. Evolución del campo de densidad del nivel más cercano al fondo, para la simulación básica. Se grafican sólo dos isopicnas ( $\rho = 24.9$  y  $25.0 \text{ kg/m}^3$ ) para mostrar la advección y mezcla producidas por remolinos ciclónicos (de núcleo "caliente") que se desprenden del frente; (a)  $T = 11.5$ ; (b)  $T = 13.5$ ; (c)  $T = 15.5$ ; (d)  $T = 17.5$ ; (e)  $T = 19.5$ ; (f)  $T = 21.5$  días.

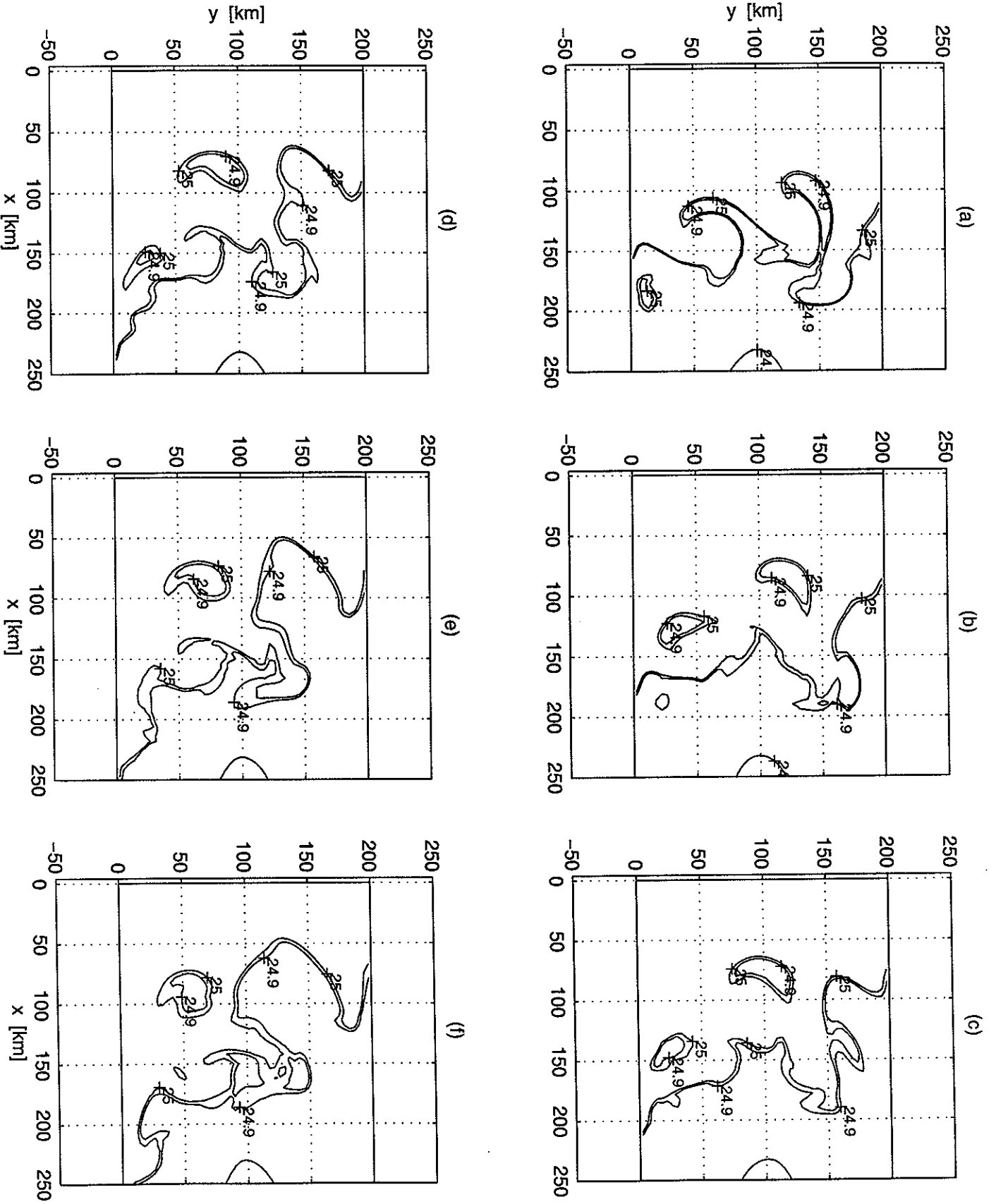


Figura 14:

El impacto que producen los remolinos en los procesos de mezcla de la cuenca después del ajuste geostrófico es más evidente en la figura 15. Dicha figura es una serie de tiempo de la densidad promedio de cada una de las tres regiones en las que se divide el campo inicial de densidad<sup>3</sup>. La densidad de la masa de agua homogénea y de alta densidad que inicialmente ocupa la región somera ( $h < 50$  m) primero se mantiene constante durante el ajuste geostrófico, pero después tiende a disminuir notablemente (de  $\sim 25.45$  a  $\sim 25$  kg/m<sup>3</sup>) al sentirse el efecto de la mezcla producida por los remolinos. Por otro lado, la densidad promedio de la zona inicialmente estratificada, que también se mantiene aproximadamente constante durante el ajuste inicial, tiende a aumentar ligeramente durante el resto del experimento (de  $\sim 24.4$  a  $24.45$  kg/m<sup>3</sup>). Esta diferencia en la variación de la densidad promedio de las dos regiones (la somera y la profunda) indica que hay un intercambio de calor entre ellas, y que el transporte neto de calor es hacia la zona somera. La densidad promedio en la zona inicialmente ocupada por el frente ( $50 \leq h \leq 80$  m) disminuye durante toda la evolución del experimento, desde su valor inicial de  $\sim 24.82$  kg/m<sup>3</sup>, hasta que alcanza la densidad promedio de la zona profunda ( $\rho = 24.45$  kg/m<sup>3</sup>) aproximadamente al día 37.5.

### 3.3.2 Corriente costera.

La figura 16 es una secuencia del campo de velocidad cerca del fondo, con una isopicna sobrepuesta ( $\rho = 25.0$  kg/m<sup>3</sup>), que muestra claramente el origen y la evolución de la corriente de densidad costera. En ella, se puede apreciar como la corriente costera surge de la colisión, aproximadamente al día 13.5, de uno de los remolinos ciclónicos con la frontera  $X_I$ . Este remolino se desplaza con agua somera a su derecha, tal y como lo predice la deriva de remolinos en presencia de gradientes topográficos (Cushman-Roisin, 1994). La propagación de la nariz de la corriente costera ya es evidente para el día 13.5 (figura 16b). Esta corriente no se propaga contra el estado inicial del campo de densidad, sino que lo hace sobre la perturbación provocada por el pulso de agua densa que

---

<sup>3</sup> Las tres regiones son: (a) la homogénea y somera, (b) la estratificada y profunda, y (c) la de transición ó del frente.

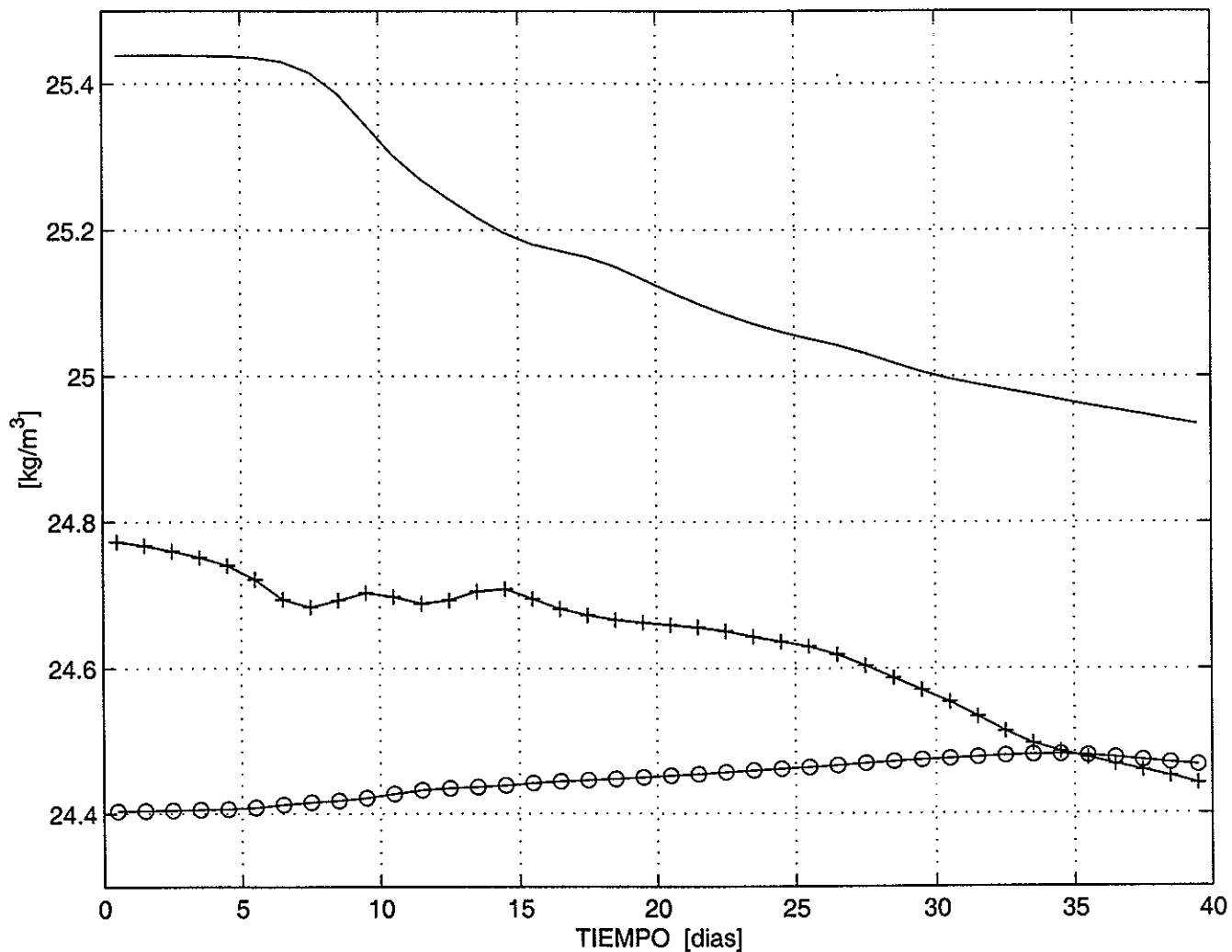


Figura 15: Serie de tiempo, para la simulación básica, de la densidad promedio  $[kg/m^3]$  en las tres regiones del campo inicial de densidad; (i) región somera  $[h < 50 \text{ m}]$ , curva continua; (ii) región del frente  $[50 \leq h \leq 80 \text{ m}]$ , curva con cruces (+); (iii) región profunda  $[h > 80 \text{ m}]$ , curva con círculos (o).

Figura 16. Secuencia del campo de velocidad del nivel más cercano al fondo que muestra el origen y la evolución de la corriente costera para la simulación básica (se muestra sólo una región del dominio:  $100 \leq x \leq 310$  km;  $0 \leq y \leq 110$  km). Se grafica además la isopícnica de  $25.0 \text{ kg/m}^3$ , para mostrar mejor la evolución de la corriente de densidad. (a)  $T = 11.5$ ; (b)  $T = 13.5$ ; (c)  $T = 15.5$ ; (d)  $T = 17.5$ ; (e)  $T = 19.5$ ; (f)  $T = 21.5$ ; (g)  $T = 23.5$ ; (h)  $T = 25.5$ ; (i)  $T = 27.5$  días.

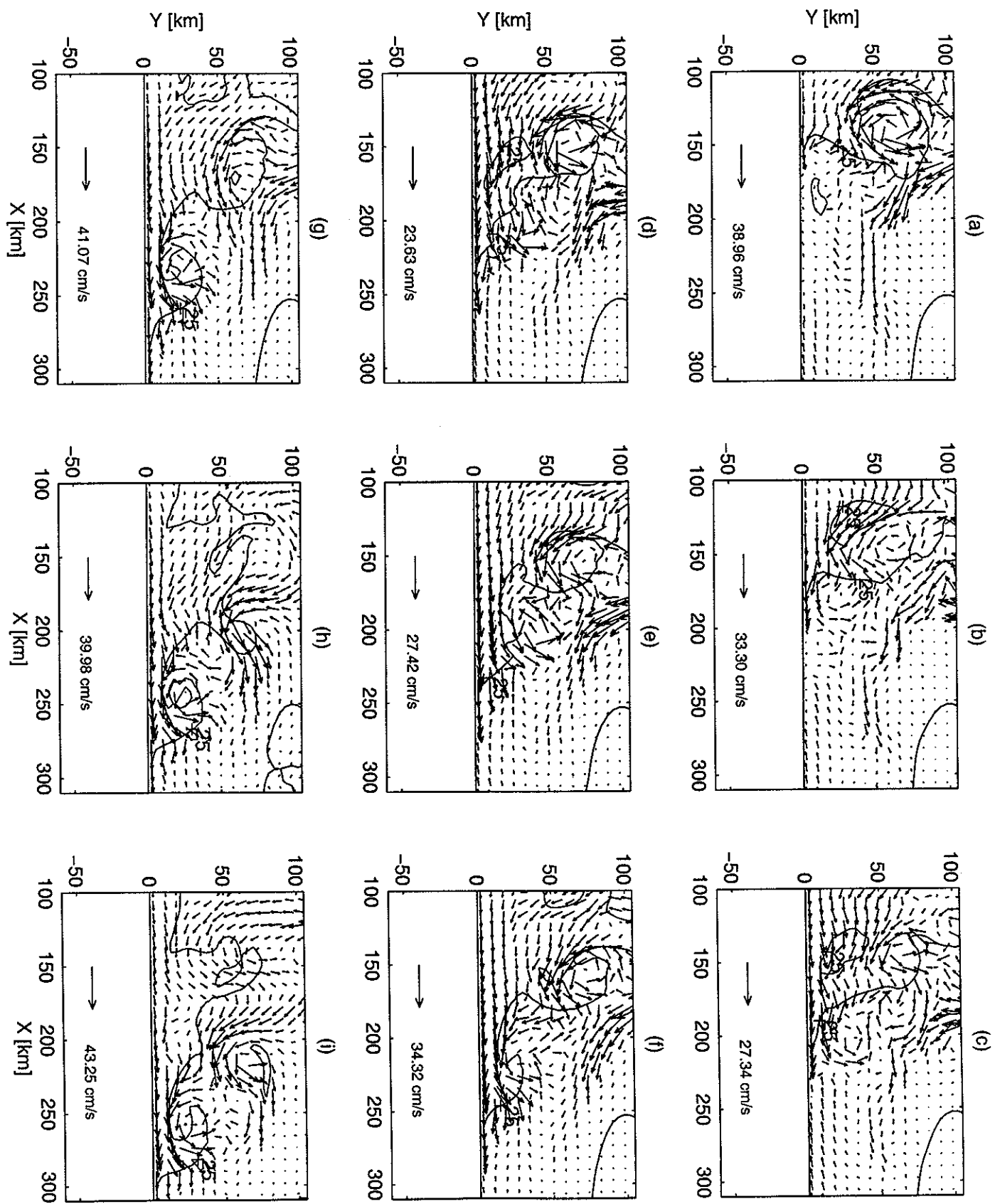


Figura 16:

antecedió al resto de los fenómenos que se desarrollan en la cuenca. La profundidad donde se origina la corriente costera (aproximadamente  $x = 160$  km,  $y = 2$  km) es de  $\sim 50$  m, mientras que en  $x = 360$  km,  $y = 2$  km (la frontera abierta) es de  $\sim 90$  m. Por lo tanto, la corriente se propaga sobre una pendiente muy pequeña de  $\sim 2 \times 10^{-4}$ .

Otro aspecto interesante que se aprecia en la figura 16 es la creciente deformación de la isopícnica en la región de la nariz de la corriente costera (ver figuras 16d - 16i). Esta deformación acaba por formar una onda que "rompe hacia atrás" (ver figuras 16f - 16i), dando lugar a un pequeño remolino ciclónico que se propaga junto con la nariz de la corriente, aproximadamente al tiempo  $T = 20.5$  días. Dicha estructura parece ser típica de las corrientes de gravedad, y se debe a que el fluido ubicado junto a la frontera por detrás de la nariz llega a fluir con una rapidez ligeramente mayor que la propia nariz. Esta característica de la corriente costera está reflejada en la figura 16, pues una mayor magnitud del vector de velocidad es perceptible en la región por detrás de la nariz [alrededor de  $x \approx 235$  km], en comparación a la zona de la nariz [ $x \approx 255$  km] (ver figura 16e). Este tipo de estructuras, asociadas a la nariz de corrientes de gravedad, han sido observadas en experimentos en mesas rotatorias (v. gr. Griffiths y Hopfinger, 1983). La evolución del remolino asociado a la nariz lo lleva a interactuar con la sección posterior de la corriente costera, y, aunque no se observa en la figura 16, dicha interacción alcanza tal proporción que incluso produce una notoria disminución del transporte de la corriente alrededor del día 29 (ver figura 23c, día 29.5).

La corriente costera parece estar alimentada por pulsos que provienen de la parte central de la cuenca, de la zona inicialmente ocupada por el frente. Como se mencionó antes, la corriente primero tiene su origen por la colisión de un remolino ciclónico con la frontera  $X_I$  (día 12.5), el cual es lo suficientemente intenso para que al chocar con la frontera lateral se empiece a propagar la nariz de la corriente hacia la frontera abierta. Pero cuando la corriente ya está bien desarrollada, después del día 29 (no se muestra en la figura 16), pulsos adicionales de agua densa, que provienen de la zona originalmente ocupada por el frente, se propagan hacia la frontera  $X_I$ . Éstos contribuyen a mantener fluyendo a la corriente costera.

En la figura 17 se muestran los contornos del nivel del mar correspondientes a los tiempos que aparecen en la figura 16. Se puede apreciar que, como es de esperarse para un remolino ciclónico que tiene un diámetro del orden del radio de deformación (o mayor), el remolino ciclónico que dá origen a la corriente costera es un centro de baja presión (ver figura 17a). Todavía es distinguible la señal que dejó en el nivel del mar la evolución del primer pulso de agua densa (ver figura 17a, alrededor de  $x = 180$  km,  $y = 25$  km).

La secuencia de la figura 17 muestra que la corriente costera se propaga como un sistema de baja presión (es decir, se extiende como una depresión del nivel del mar), aunque sobresalen las señales producidas tanto por los pulsos que dieron origen y refuerzan a la corriente costera, como por el remolino asociado a la nariz. Este último es claramente distinguible como una estructura coherente a partir de  $T = 23.5$  días (ver figuras 17fi). El mecanismo que mantiene a la corriente atrapada a la costa, y fluyendo hacia la frontera abierta, debe ser un balance entre la fuerza de Coriolis, que la empuja hacia la frontera lateral, y el gradiente de presión, que apunta en sentido contrario a dicha fuerza justo en la frontera lateral. Sin embargo, la presencia del remolino asociado a la nariz, así como los pulsos provenientes del centro de la cuenca, tiene como consecuencia un campo de presión más complejo. En las figuras 17e a 17i es evidente un núcleo de baja presión más o menos paralelo a la frontera  $X_I$ , lo cual provoca que, partiendo de la frontera, el gradiente de presión cambia de signo en la dirección  $y$ .

La estructura vertical de la corriente costera se observa en la figura 18, donde se grafican secciones transversales de  $u$  y  $\rho$ , tomadas al mismo tiempo, a través de las tres regiones de la corriente costera: la nariz, el remolino asociado a la nariz, y la parte posterior (corriente arriba) de la corriente. Es evidente que la corriente costera exhibe una importante variación vertical, a tal grado que incluso en algunos lugares no se manifiesta en la superficie (ver figuras 18a y 18c). La sección de  $u$  en la zona del remolino (figura 18b) muestra claramente el efecto que tiene éste sobre la estructura vertical de la corriente costera, produciendo un flujo bastante complejo, e inclusive una fuerte contracorriente cerca de la superficie, centrada a unos 30 km de la costa. Pero lejos del remolino, en las zonas de la nariz y de la parte posterior de la corriente (figuras 18a y 18c), se observa una



Figura 17. Como en la figura 16, pero para el campo del nivel del mar [cm]. Contornos continuos son negativos; contornos punteados son positivos. El intervalo de los contornos es de 1 cm. (a)  $T = 11.5$ ; (b)  $T = 13.5$ ; (c)  $T = 15.5$ ; (d)  $T = 17.5$ ; (e)  $T = 19.5$ ; (f)  $T = 21.5$ ; (g)  $T = 23.5$ ; (h)  $T = 25.5$ ; (i)  $T = 27.5$  días.

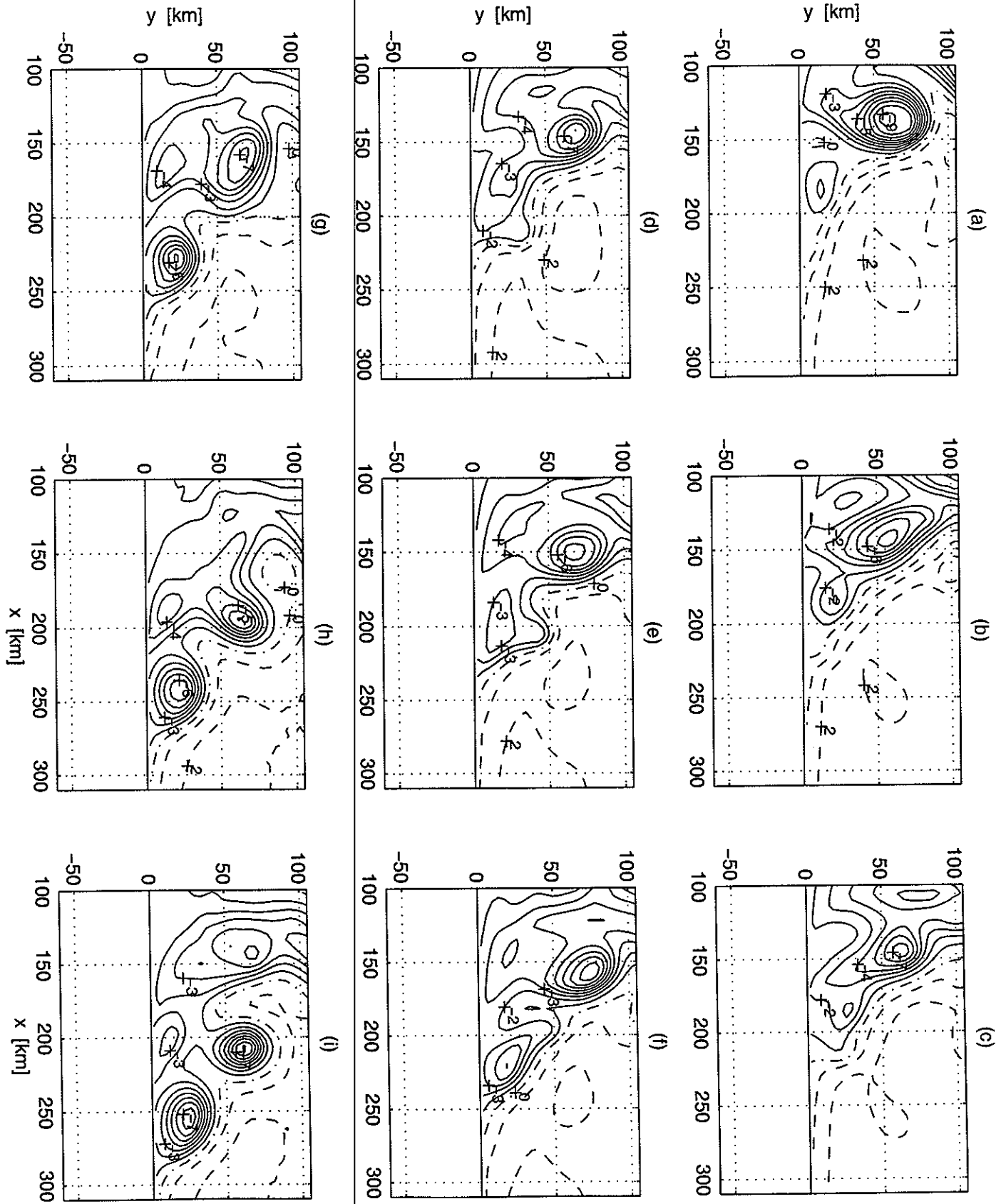
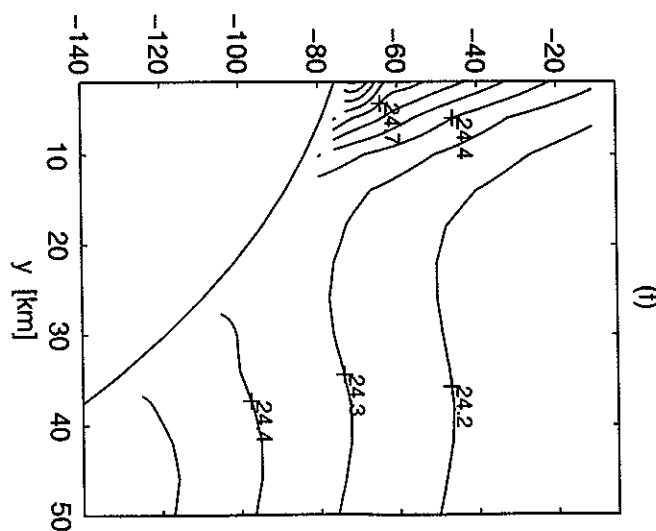
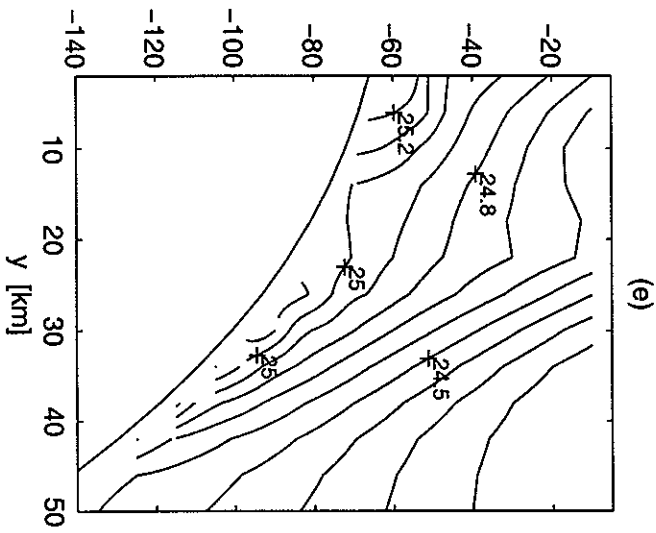
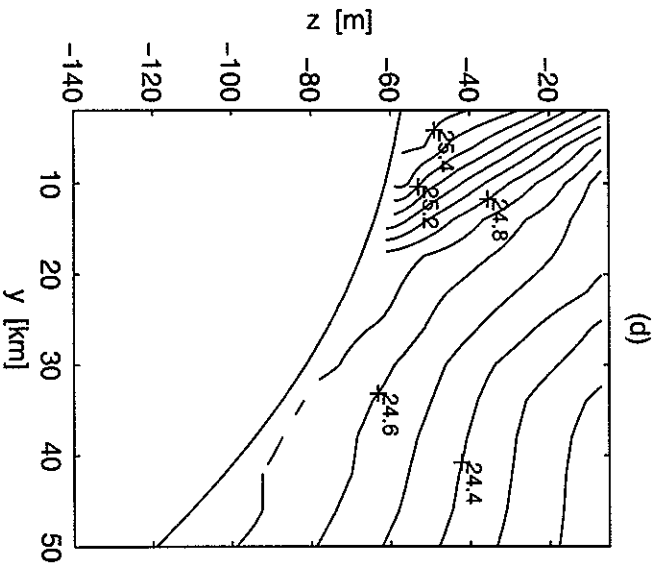
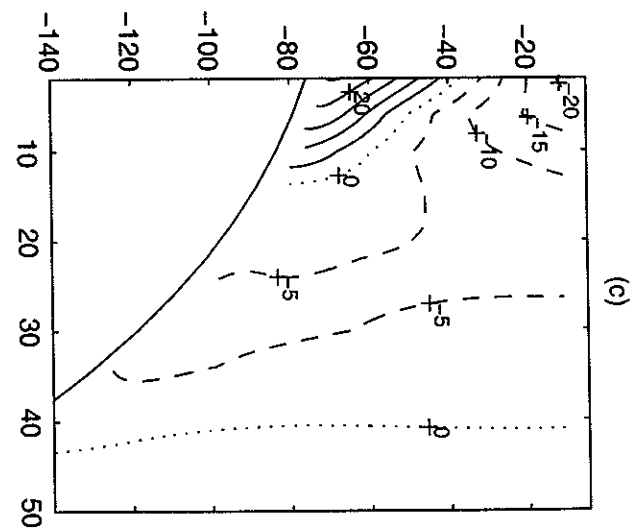
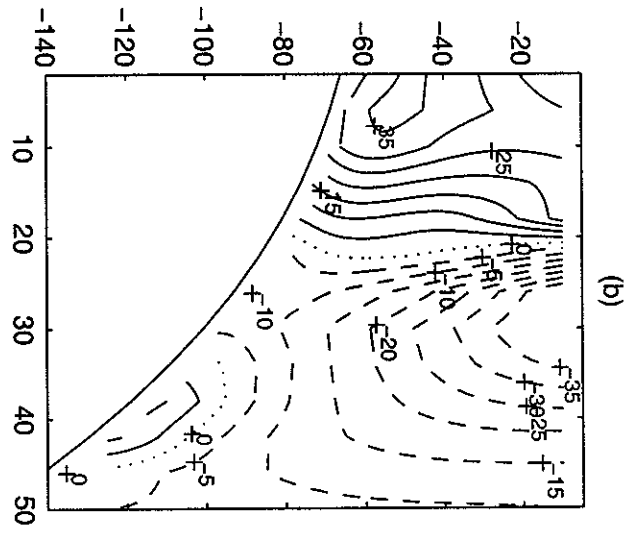
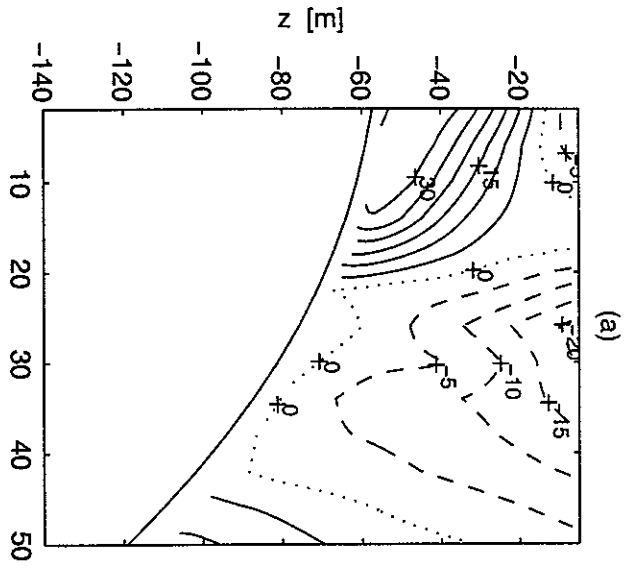


Figura 17:

Figura 18. Secciones transversales de la componente  $u$  [cm/s] (gráficas superiores) y de  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] (inferiores) para mostrar la estructura vertical de las tres regiones de la corriente costera de la simulación básica, al tiempo  $T = 23.5$  días. La componente  $u$  es positiva hacia afuera de la hoja. Contornos continuos son positivos, los quebrados son negativos y los contornos punteados son de 0 cm/s. Sólo se muestra una región del dominio en la dirección  $y$  [ $0 \leq y \leq 50$  km]. (a) y (d)  $x = 204$  km (corriente arriba) ; (b) y (e)  $x = 240$  km (remolino asociado a la nariz); (c) y (f)  $x = 284$  km (nariz de la corriente costera).



estructura más coherente, notándose claramente un núcleo atrapado a la costa que se intensifica hacia el fondo.

Las secciones transversales de  $\rho$  (figuras 18d, e y f) muestran claramente que la corriente costera está formada por agua de alta densidad que se propaga, hacia la frontera abierta, atrapada a la costa. El núcleo de la corriente, en la zona posterior a la nariz (figura 18d), transporta el agua más densa de toda la cuenca ( $\rho = 25.4 \text{ kg/m}^3$ ).

La figura 18 además muestra que, en la zona de la corriente costera, el gradiente vertical de la velocidad es consistente con un balance de viento térmico, reforzando la idea de que el balance transversal a la corriente es geostrofico.

El avance de la corriente costera se muestra en la figura 19, donde se grafica la densidad en el nivel más cercano al fondo como función de la coordenada longitudinal  $x$  (a lo largo de  $y = 2 \text{ km}$ ), a distintos tiempos. Se puede observar que la distancia que avanza la corriente costera entre los días 16 y 18, cuando la nariz todavía está lejos de la frontera abierta, es  $\sim 30 \text{ km}$ . Sin embargo, entre los días 28 y 30, cuando está próxima a la frontera abierta, la nariz de la corriente solo avanza aproximadamente  $15 \text{ km}$ . Por lo tanto, la rapidez con la que avanza la nariz de la corriente costera disminuye notablemente durante los últimos días de la simulación. Esto posiblemente sea un efecto combinado de procesos como la mezcla lateral turbulenta producida por los remolinos, y la fricción de fondo. Con el paso del tiempo, la mezcla lateral turbulenta debe estar disminuyendo los gradientes de densidad en toda la cuenca, y en particular debe estar disminuyendo la diferencia entre la densidad del núcleo de la corriente y la del agua circundante.

A partir del avance de la perturbación que la corriente costera provocó en el campo del trazador pasivo (salinidad), se estimó el valor promedio<sup>4</sup> de la rapidez de propagación de la nariz en  $8.2 \text{ cm/s}$ .

### 3.3.3 Corriente de fondo.

La otra corriente de densidad que se desarrolla en la corrida C2 también se propaga sobre el fondo, pero ahora lo hace a lo largo de la pendiente del cañón submarino

---

<sup>4</sup> El promedio se tomó del día 13 al día 30, que es cuando la nariz de la corriente costera llegó a la frontera abierta.

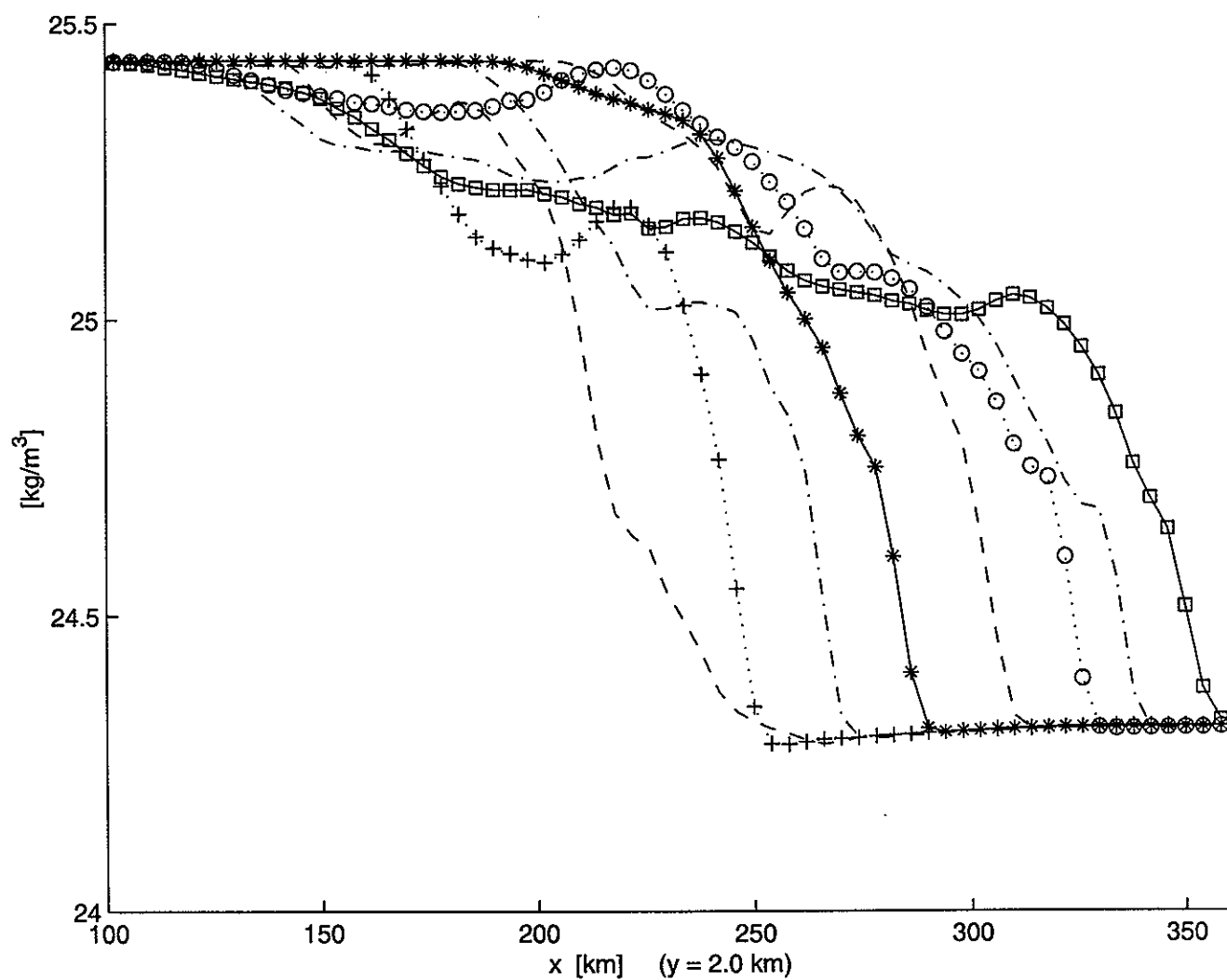


Figura 19: Secuencia de perfiles de la densidad  $[\text{kg}/\text{m}^3]$ , del nivel más cercano al fondo, como función de la coordenada longitudinal  $x$  (a lo largo de  $y = 2 \text{ km}$ ). Muestra el avance de la nariz de la corriente costera de la simulación básica. Se grafican curvas cada dos días, empezando en  $T = 15.5$  días (línea quebrada), y hasta  $T = 29.5$  días (línea continua con cuadros).

que está del lado de la frontera  $X_I$ , es decir con el agua somera a la derecha con respecto a sentido de propagación. La figura 20 es una secuencia del campo de velocidad más cercano al fondo (sobreponiendo el campo de salinidad, que es un trazador pasivo), y muestra la evolución de esta corriente. En esta figura todavía se puede observar la señal dejada por el paso del primer pulso de agua densa, el cual antecedió el desarrollo de ambas corrientes de densidad (ver en la figura 20a, la estructura que abarca la región  $200 \leq x \leq 270$  km,  $40 \leq y \leq 65$  km).

La corriente de fondo aparece al día 13.5, a una profundidad de  $\sim 175$  m. Fluye aproximadamente paralela a las isóbatas, pero con una ligera componente perpendicular a ellas, por lo que alcanza a fluir pendiente abajo hasta que la densidad de su núcleo se equilibra con la del agua circundante, aproximadamente a los 250 m de profundidad y al día 23.5. Cuando eso ocurre, la nariz de la corriente de fondo deja de ser detectable en el campo de densidad, lo cual no se observa en la figura 20, pues el trazador pasivo no altera dicho campo. El que la corriente cruce isóbatas implica que el balance en su dirección longitudinal no puede ser enteramente geostrófico. Tanto la fricción con el fondo, como la mezcla con aguas circundantes (abordamiento) deben estar jugando un papel importante en la dinámica de la corriente de fondo (Griffiths, 1986), permitiendo que la componente de la gravedad paralela al fondo se sobreponga a la fuerza de Coriolis y, en consecuencia, que la corriente pueda cruzar isóbatas hacia aguas más profundas. Esta afirmación es apoyada por el hecho de que la corriente de fondo no se presentó en los experimentos con batimetría constante.

La corriente de fondo no parece ser una estructura que se propague de manera independiente, aislada de las otras estructuras que se están desarrollando en la cuenca. Mas bien, la corriente de fondo es frecuentemente alimentada por pulsos de agua densa que son expulsados hacia las zonas profundas por los remolinos de la zona inicialmente ocupada por el frente, o por los remolinos asociados a la corriente costera (ver figuras 20b y 20e). Por tal motivo es difícil caracterizar completamente a la corriente de fondo, pues estos pulsos, aunque la fortalecen, frecuentemente le alteran la forma y trayectoria.

Figura 20. Secuencias del campo de velocidad del nivel más cercano al fondo que muestran el origen y la evolución de la corriente de fondo para la simulación básica (se presenta sólo una región del dominio:  $90 \leq x \leq 360$  km;  $35 \leq y \leq 140$  km). Se grafica además, en contornos continuos, algunas isolíneas del campo del trazador pasivo (salinidad) para mostrar mejor la evolución de la corriente de densidad, y en contornos punteados algunas isóbatas [m]. (a)  $T = 14.5$ ; (b)  $T = 16.5$ ; (c)  $T = 22.5$ ; (d)  $T = 24.5$ ; (e)  $T = 32.5$ ; (f)  $T = 34.5$  días.



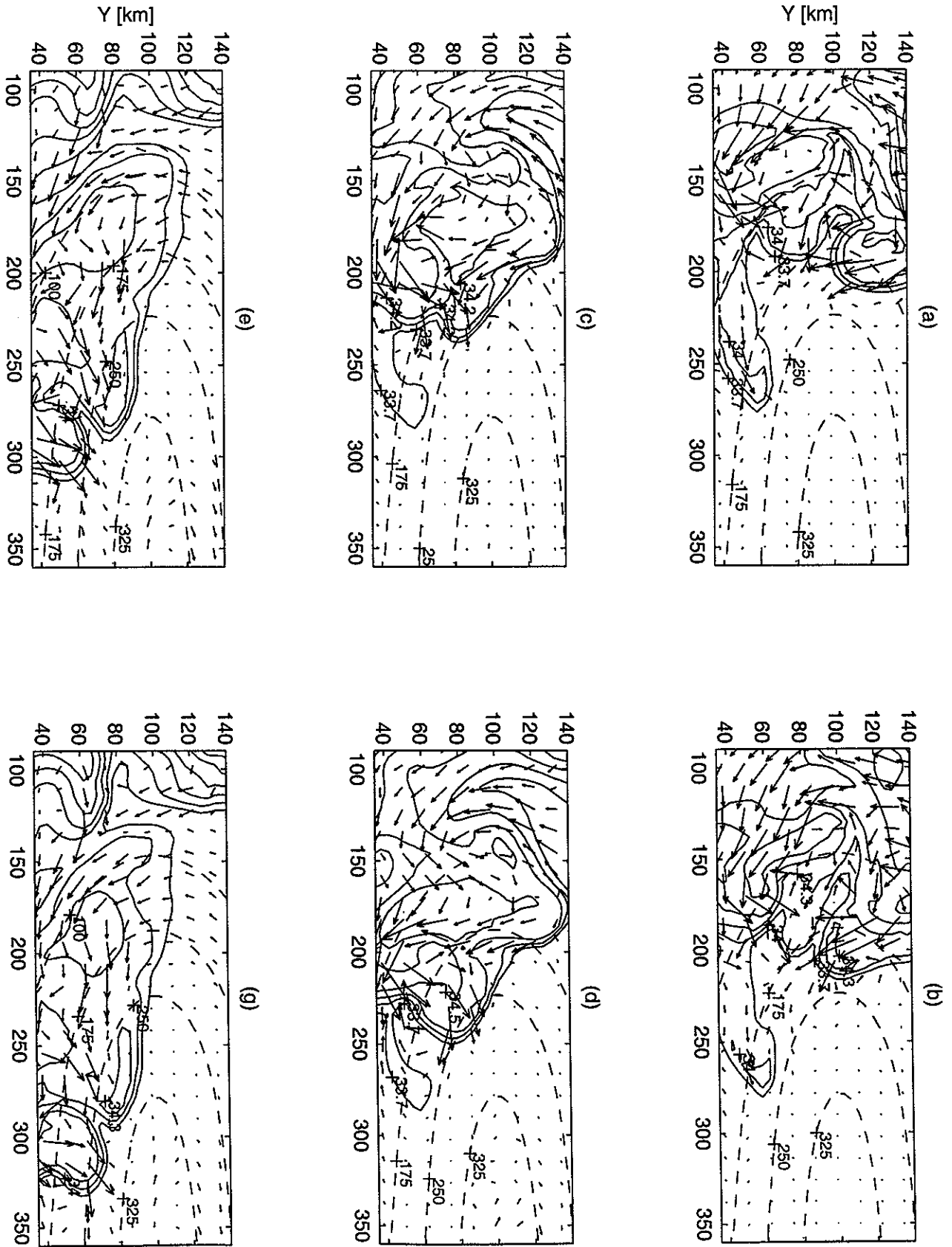


Figura 20:

## IV. VARIACIÓN DE PARÁMETROS.

### 4.1 Efecto de la variación del radio interno de deformación.

En esta sección se describe el efecto que tuvo la variación de  $R$ , en las corridas con el cañón submarino simétrico, sobre los siguientes factores: la estabilidad del frente, la longitud de onda más inestable, la tasa de crecimiento de las inestabilidades y el transporte de la corriente costera.

En la figura 21 se muestra una vista de planta de una misma isopicna ( $\rho = 25.0 \text{ kg/m}^3$ ), cerca de la superficie ( $z = -15 \text{ m}$ ), para las corridas con cañón simétrico. Todas son del mismo tiempo ( $T = 8.5$  días). Esta figura muestra claramente como va aumentando la longitud de la onda más inestable al aumentar  $R$ , siendo de aproximadamente 40 km para la corrida con menor  $R$  y de  $\sim 75$  km para la corrida con  $R = 15.2$  km.

La variación, con  $R$ , de la tasa de crecimiento de las inestabilidades también se puede apreciar en la figura 21. En ella quedan en evidencia las distintas etapas en las que se encuentra, para un mismo tiempo, la evolución del frente en las corridas con distinto  $R$ . Por ejemplo, para la corrida con menor  $R$  (8.7 km), al día 8.5 el frente todavía mantiene básicamente su forma original, mientras que en la corrida con mayor  $R$  (15.2 km), el frente ya se encuentra en la etapa en la que se están desarrollando los remolinos. Por lo tanto, se puede afirmar que tanto la longitud de la onda más inestable, como la tasa de crecimiento de las inestabilidades son proporcionales a alguna función creciente del radio interno de deformación.

En la figura 22 se muestran las series de tiempo de la energía cinética promedio de toda la cuenca para las cinco corridas con cañón simétrico. Claramente se observa que las simulaciones tienen una mayor energía cinética promedio conforme aumenta  $R$ . También es apreciable un incremento en la tasa a la que crecen las inestabilidades al aumentar  $R$ , pues aumenta la pendiente de la curva entre los días 5 y 13, que es aproximadamente el periodo de tiempo en el que se desarrollan las inestabilidades del frente en todas las corridas. Las oscilaciones presentes al principio de las series, que son más evidentes en el experimento con mayor  $R$ , son las señales producidas por las ondas inerciales liberadas durante el ajuste inicial del frente (su periodo es igual al inercial). Por otro lado, las

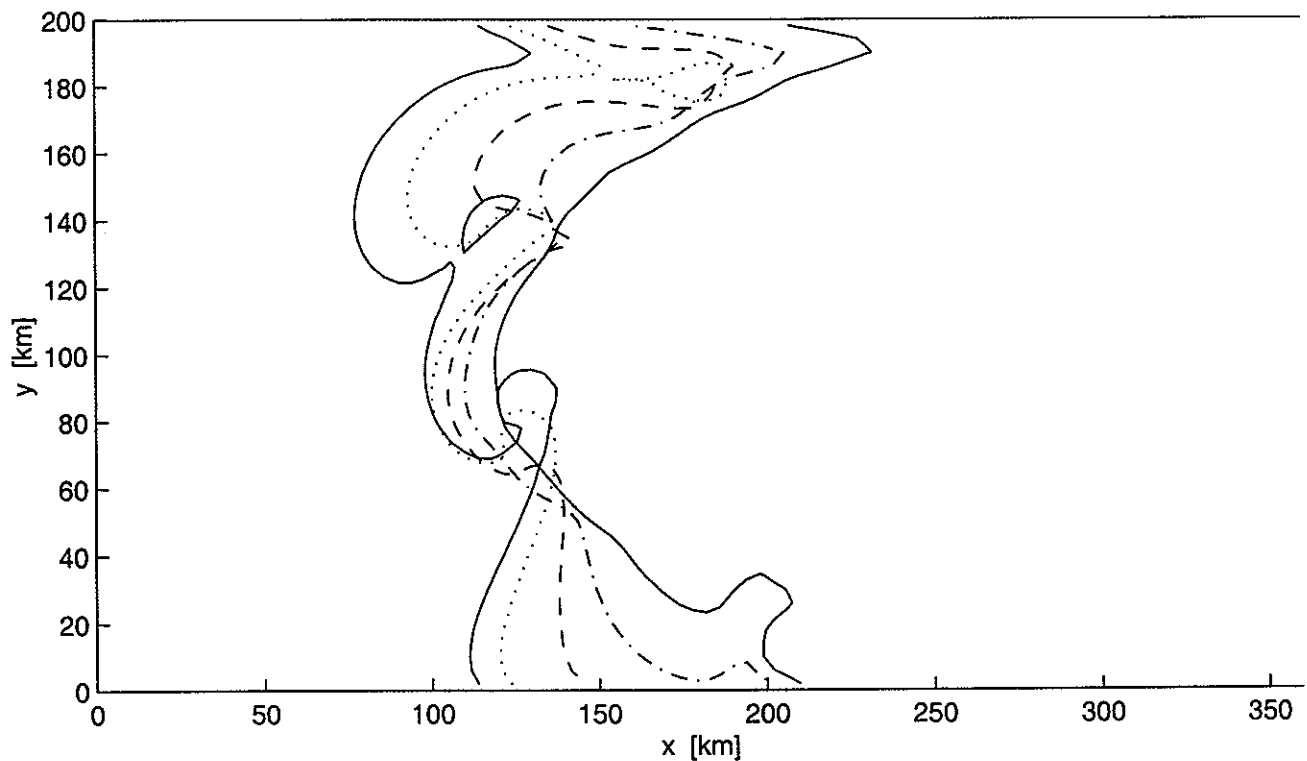


Figura 21: Vista de planta de la isopícnica de  $25.0 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ , cerca de la superficie ( $z = -15 \text{ m}$ ) y al tiempo  $T = 8.5$  días, para los cinco experimentos con cañón submarino simétrico ( $R = 8.7, 10.7, 12.4, 13.9$  y  $15.2 \text{ km}$ ). La curva continua más cercana a la frontera abierta ( $x = 360 \text{ km}$ ) corresponde a  $R = 8.7 \text{ km}$ , la curva continua más cercana a la cabeza de la cuenca ( $x = 0 \text{ km}$ ) corresponde a  $R = 15.2 \text{ km}$ ; el valor de  $R$  aumenta progresivamente entre ambas.

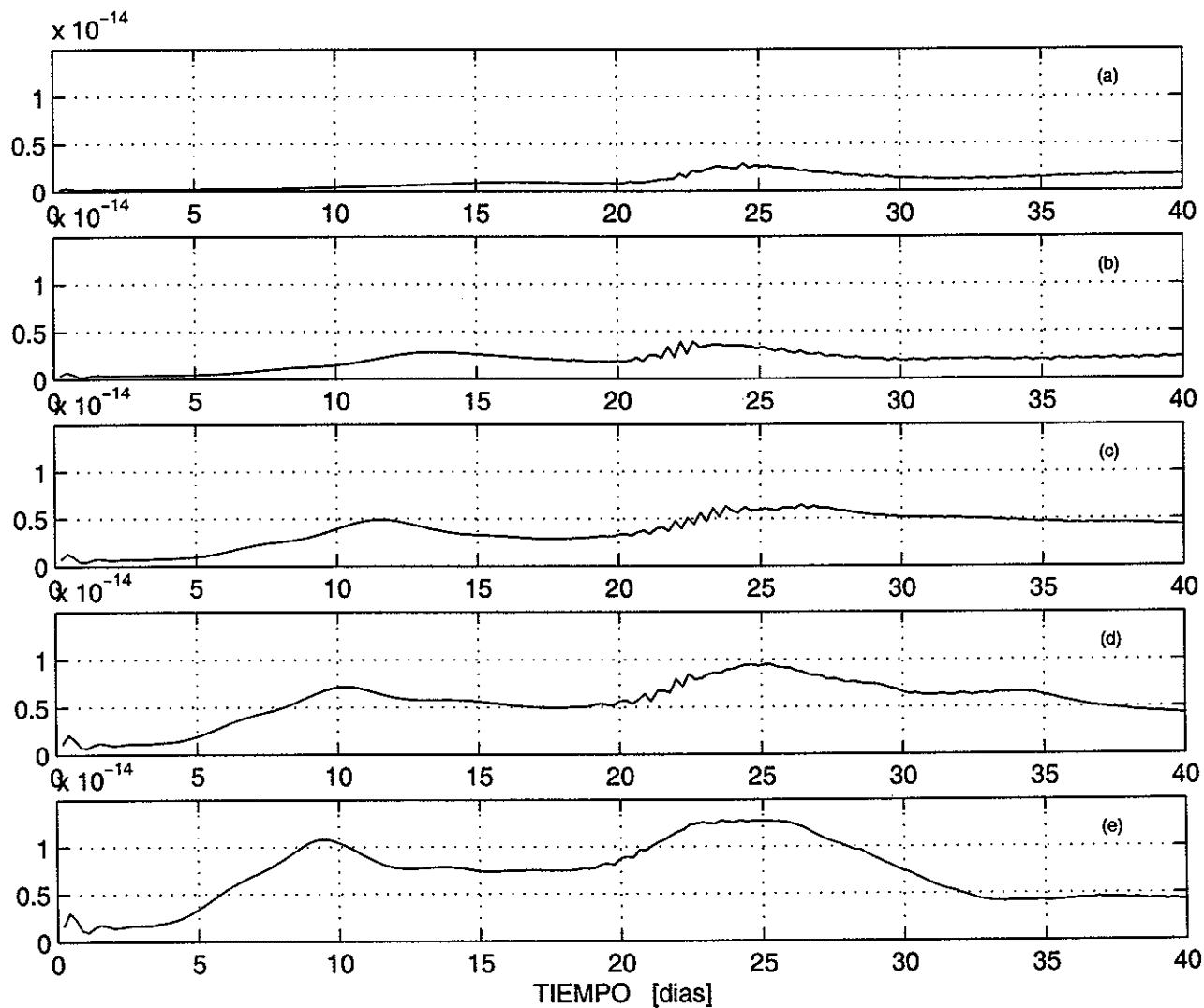


Figura 22: Series de tiempo de la energía cinética promedio de toda la cuenca para los experimentos con cañón submarino simétrico. (a)  $R = 8.7$  km; (b)  $R = 10.7$  km; (c)  $R = 12.4$  km; (e)  $R = 13.9$  km; (f)  $R = 15.2$  km.

oscilaciones de alta frecuencia que se presentan en las series de tiempo de la energía cinética, principalmente en la simulación con  $R = 12.4$  km (ver figura 22c), entre los días 20 y 25, están asociadas al surgimiento de ruido numérico proveniente de la región central de la frontera abierta. Dicho ruido no tuvo una influencia significativa sobre la evolución de las corridas.

En la figura 23 se muestran las series de tiempo de la estimación del transporte neto que provocó la corriente costera, dirigido a la frontera abierta, a través del plano  $x = 242$  km. Con el fin de cuantificar sólo el transporte debido a la corriente costera, dicha estimación se hizo integrando únicamente los puntos de la malla en el plano  $x = 242$  km que se ubicaban dentro del área acotada por una cierta isolinia de  $u$  correspondiente a la corriente costera. Aunque lo ideal hubiese sido utilizar la isolinia de 0 cm/s como criterio para establecer sus límites, dadas la irregularidad de la corriente costera y la presencia cercana de estructuras ajenas a ella, fué necesario utilizar para tal fin el contorno de 8 cm/s. Este criterio funcionó bien para todos los experimentos, y cabe mencionar como referencia que el núcleo de la corriente costera más débil (la que ocurrió en la simulación con menor  $R$ ) alcanzó velocidades de hasta 20 cm/s.

En la simulación con menor  $R$  (8.7 km), la nariz de la corriente costera apenas llega a  $x = 242$  km el día 38, lo cual es un reflejo no solo de la menor intensidad de dicha corriente en esa simulación, sino también de la menor tasa de crecimiento de las inestabilidades que ocurrió ahí. En general, conforme aumenta  $R$  la corriente costera se tarda menos en llegar a  $x = 242$  km, y es mayor el transporte que produce hacia la frontera abierta. Las disminuciones en la magnitud del transporte de la corriente costera que ocurren en las corridas con  $R \geq 12.4$  km (ver figuras 23c, d y e) son el resultado de la interacción del remolino que acompaña a la nariz de la corriente, con la parte posterior de ésta (ver sección 3.3.2). Esa disminución es más notoria en el experimento con  $R = 15.2$  km (figura 23e, día 19.5), y se debe a que en esa simulación el remolino asociado a la nariz alcanzó dimensiones tales que la corriente costera casi fué segmentada.

Finalmente, en la figura 24 se muestran estimaciones de los Números de Richardson ( $Ri$ ) y de Rossby ( $Ro$ ) para estos experimentos. Los valores fueron estimados a partir de los campos de velocidad y densidad, pero únicamente de la región ocupada por

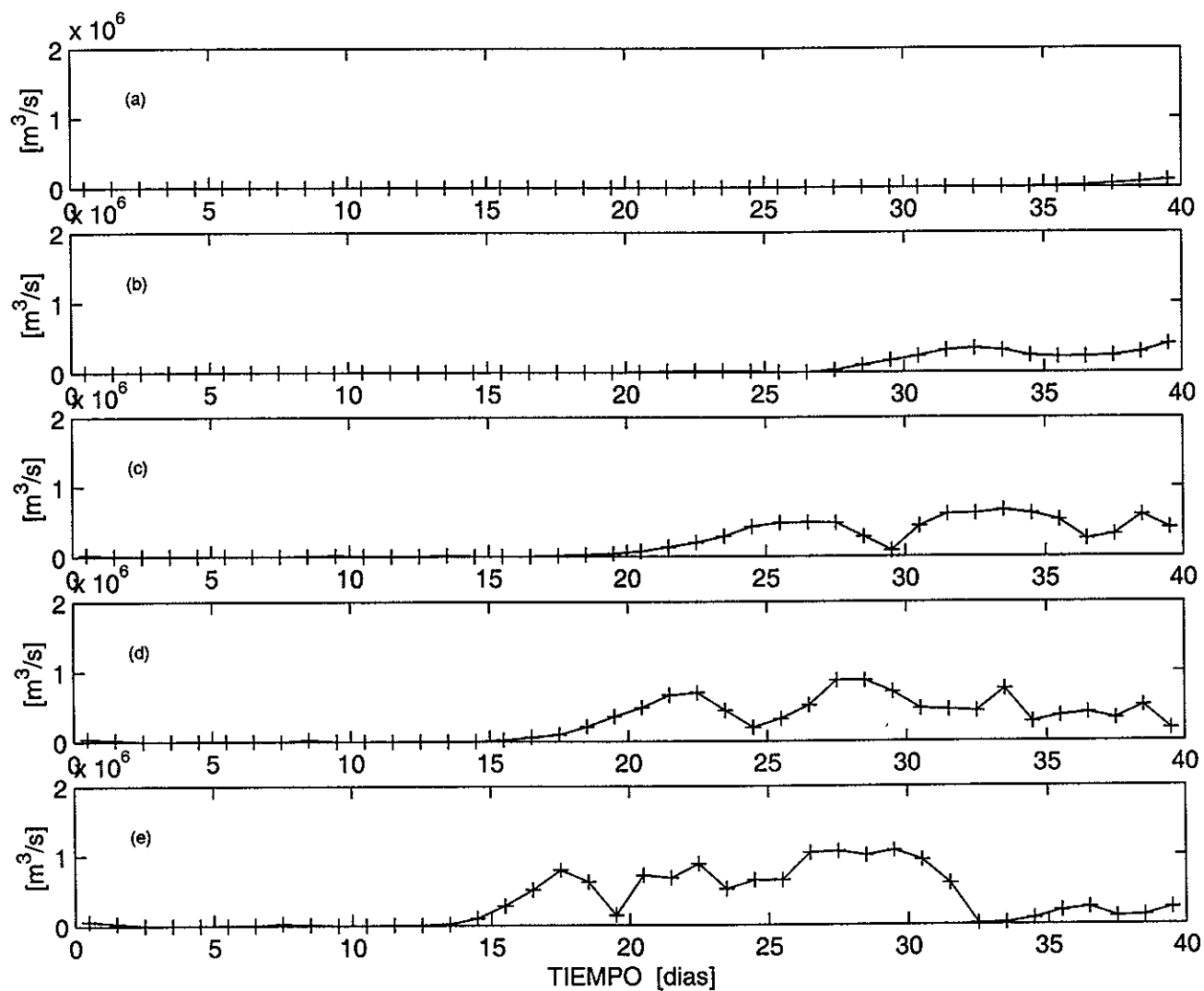


Figura 23: Series de tiempo del transporte neto  $[\text{m}^3/\text{s}]$  producido por la corriente costera a través del plano  $x = 242$  km, en los experimentos con cañón simétrico. (a)  $R = 8.7$  km; (b)  $R = 10.7$  km; (c)  $R = 12.4$  km; (e)  $R = 13.9$  km; (f)  $R = 15.2$  km.

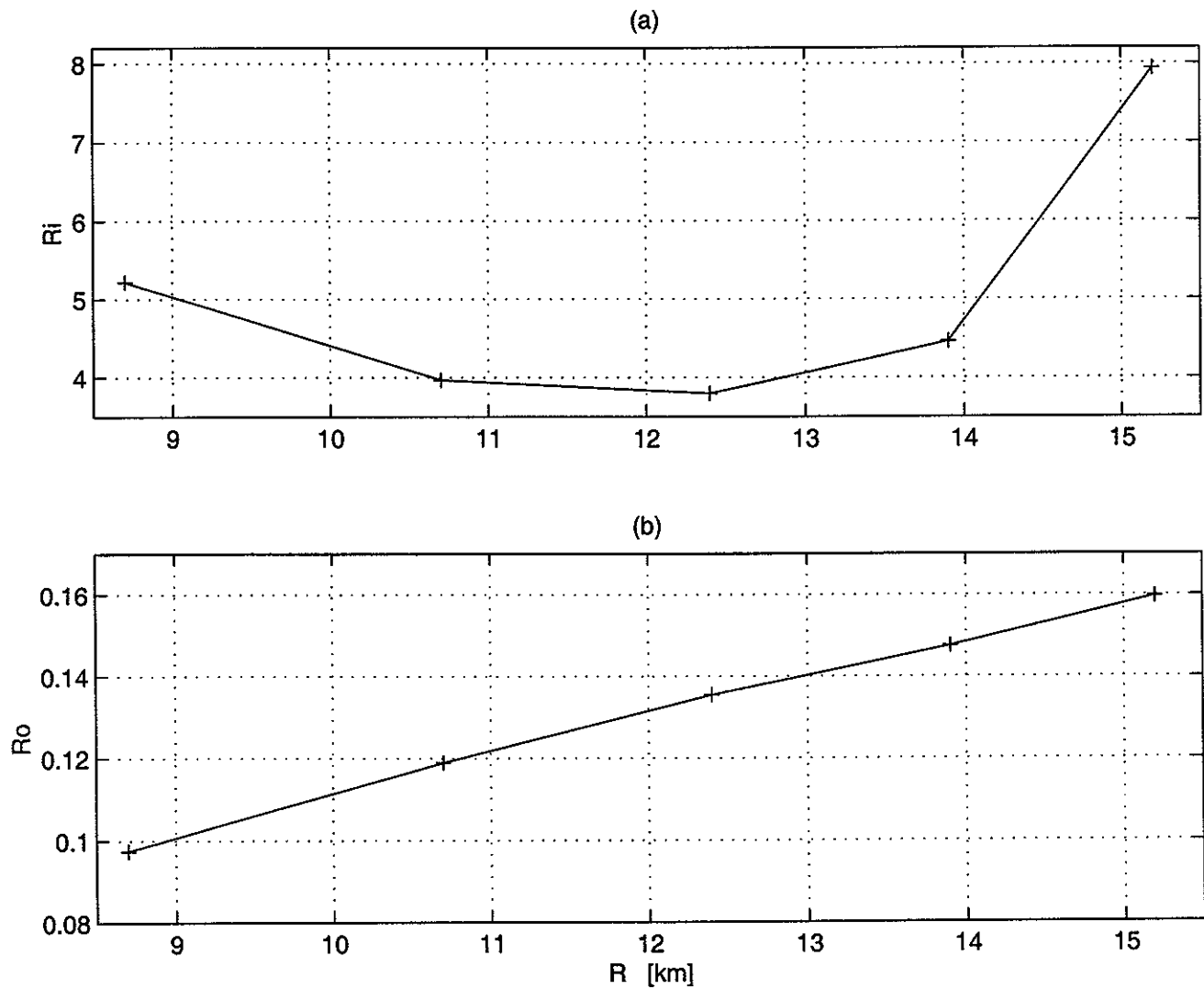


Figura 24: Valores de (a) el Número de Richardson ( $Ri$ ), y (b) el Número de Rossby ( $Ro$ ), para los experimentos con cañón submarino simétrico, graficados como función de  $R$ .

las corrientes asociadas al frente durante el tiempo más estacionario de las cinco simulaciones ( $T = 0.5$  días). Esto es,  $Ri$  y  $Ro$  son sólo representativos del flujo básico de cada experimento, no de toda la cuenca. La región ocupada por las corrientes fue establecida en base al siguiente criterio: para que una columna de agua fuera tomada en cuenta para los cálculos de  $Ri$  y  $Ro$ , era necesario que por lo menos en algún punto de esa columna la magnitud del vector de velocidad fuera mayor a un valor de referencia, el cual era proporcional a la rapidez media de toda la cuenca al tiempo  $T = 0.5$  días. En los experimentos con cañón simétrico, el valor de referencia varió de  $\sim 4.7$  cm/s en la simulación con menor  $R$  a  $\sim 15.5$  cm/s en la simulación más energética.

El Número de Richardson se estimó en base a promedios espaciales (denotados por la barra horizontal) del cuadrado de la frecuencia de Brunt-Väisälä ( $N^2$ ) y del cuadrado del corte vertical, de la siguiente manera:

$$Ri = \frac{\overline{N^2}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad (9a)$$

Los valores que se obtuvieron para  $Ri$  están en el rango de  $\sim 4$  a  $8$  (figura 24a), pero dada la incertidumbre en la definición del "flujo básico" de todos los experimentos, es posible que la variación que se observa en la figura 24a sea más bien indicativa de un comportamiento aproximadamente constante.

Para estimar  $Ro$ , se utilizó como escala de velocidad a la raíz cuadrada del valor cuadrático medio de la corriente ( $U_{vcm}$ ); como escala de longitud horizontal se utilizó el radio interno de deformación inicial ( $R$ );  $f$  es el parámetro de Coriolis:

$$Ro = \frac{U_{vcm}}{|f| \cdot R} \quad (9b)$$

Aunque los valores de  $Ro$  (figura 24b) son directamente proporcionales al de  $R$  (la dependencia parece ser lineal), estos siempre se mantiene mucho menor que 1. Por lo tanto, se confirma que la rotación de la tierra juega un papel importante en los fenómenos que se desarrollan en estas simulaciones.

La presencia de un medio ambiente estratificado permite al menos la posibilidad de que las inestabilidades sean del tipo baroclínico. Esto es, que la energía cinética que utilizan



éstas para crecer provenga de la reserva de energía potencial proporcionada por la estratificación presente en la mayor parte de la cuenca. Esta posibilidad se ve reforzada por el trabajo realizado por Orlanski (1968) sobre las inestabilidades de frentes idealizados. Según dicho estudio, en el rango de valores de  $Ri$  y  $Ro$  obtenidos aquí ( $Ri > 2$ ;  $Ro < 1$ ) ocurre una combinación de inestabilidades baroclínicas (geostróficas) y de Helmholtz.

#### 4.2 Efecto de la batimetría.

En esta sección se describe el efecto que tuvo utilizar las distintas batimetrías, en las corridas con  $R = 12.4$  km, sobre los factores mencionados arriba.

En la figura 25 se muestra una vista de planta de una misma isopicna ( $\rho = 25.0$  kg/m<sup>3</sup>), al mismo tiempo ( $T = 8.5$  días) y cerca de la superficie ( $z = -15$  m), para los tres experimentos con  $R = 12.4$  km. De una manera muy similar a lo que sucede en la figura 21, en la figura 25 se observa claramente un aumento en la longitud de la onda más inestable<sup>1</sup>, al pasar de la simulación con fondo plano ( $\sim 50$  km) a la que tiene el cañón simétrico ( $\sim 70$  km), y de ésta a la del cañón asimétrico ( $\sim 90$  km). Nuevamente, también se observa una variación de la tasa de crecimiento de las inestabilidades, pues al día 8.5 el frente en la corrida con fondo plano todavía conserva su forma original, mientras que el frente en la corrida con cañón asimétrico ya ha sido considerablemente alterado por los remolinos. Se puede concluir entonces, que tanto la longitud de la onda más inestable, como la tasa de crecimiento de las inestabilidades, son factores que son afectados por la batimetría, tendiendo a aumentar conforme ésta se vuelve más complicada.

La figura 26 muestra las series de tiempo de la estimación del transporte neto dirigido a la frontera abierta de la corriente costera de estos tres experimentos, de manera muy similar a las que se presentaron en la figura 23. En la corrida con fondo plano, la nariz de la corriente costera todavía no ha llegado a  $x = 202$  km al finalizar el experimento ( $T = 39.5$  días), mientras que en las simulaciones con batimetría variable la nariz alcanza ese punto varios días antes.

---

<sup>1</sup> La longitud de la onda más inestable fué estimada gráficamente.

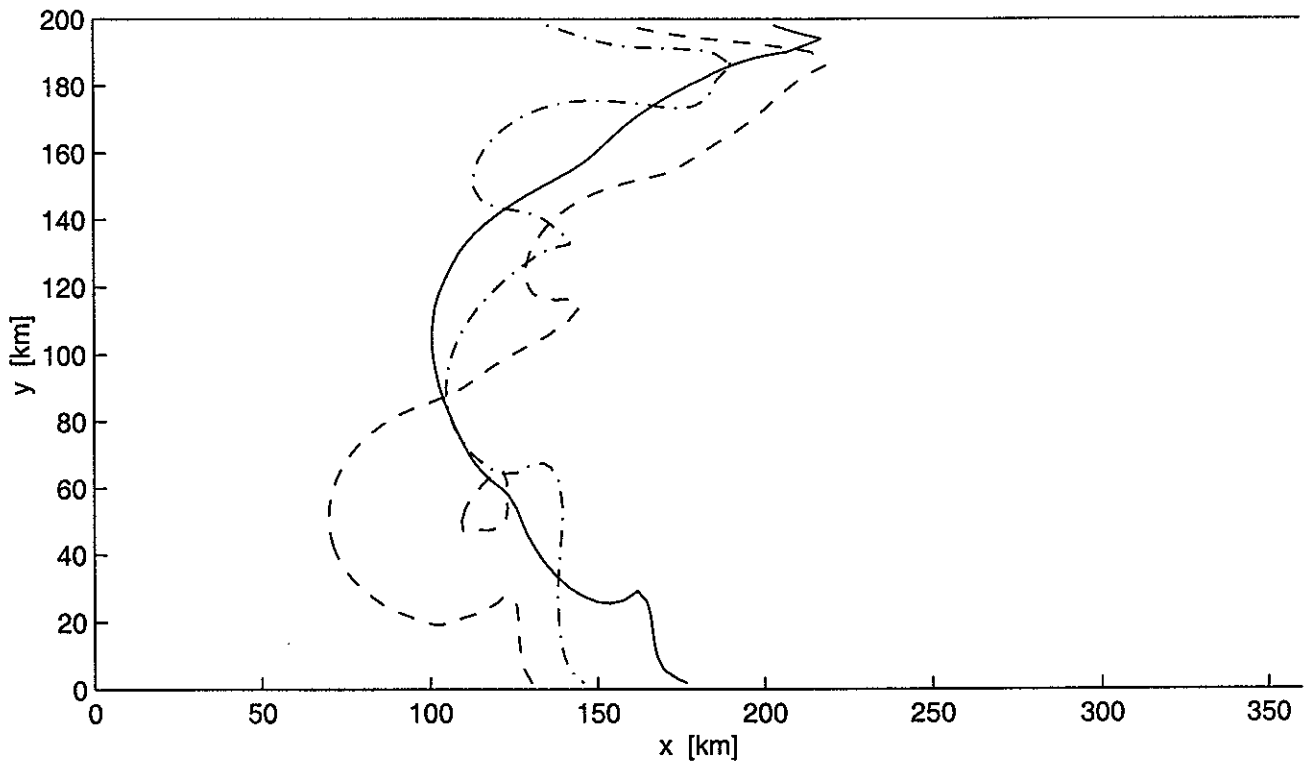


Figura 25: Vista de planta de la isopicna de  $25.0 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ , cerca de la superficie ( $z = -15 \text{ m}$ ) y al tiempo  $T = 8.5$  días, para los tres experimentos con  $R = 12.4 \text{ km}$ . La curva continua corresponde al experimento con fondo plano; la curva punteada y rayada corresponde a la simulación con cañón submarino simétrico; la curva quebrada corresponde al experimento con el cañón submarino asimétrico.

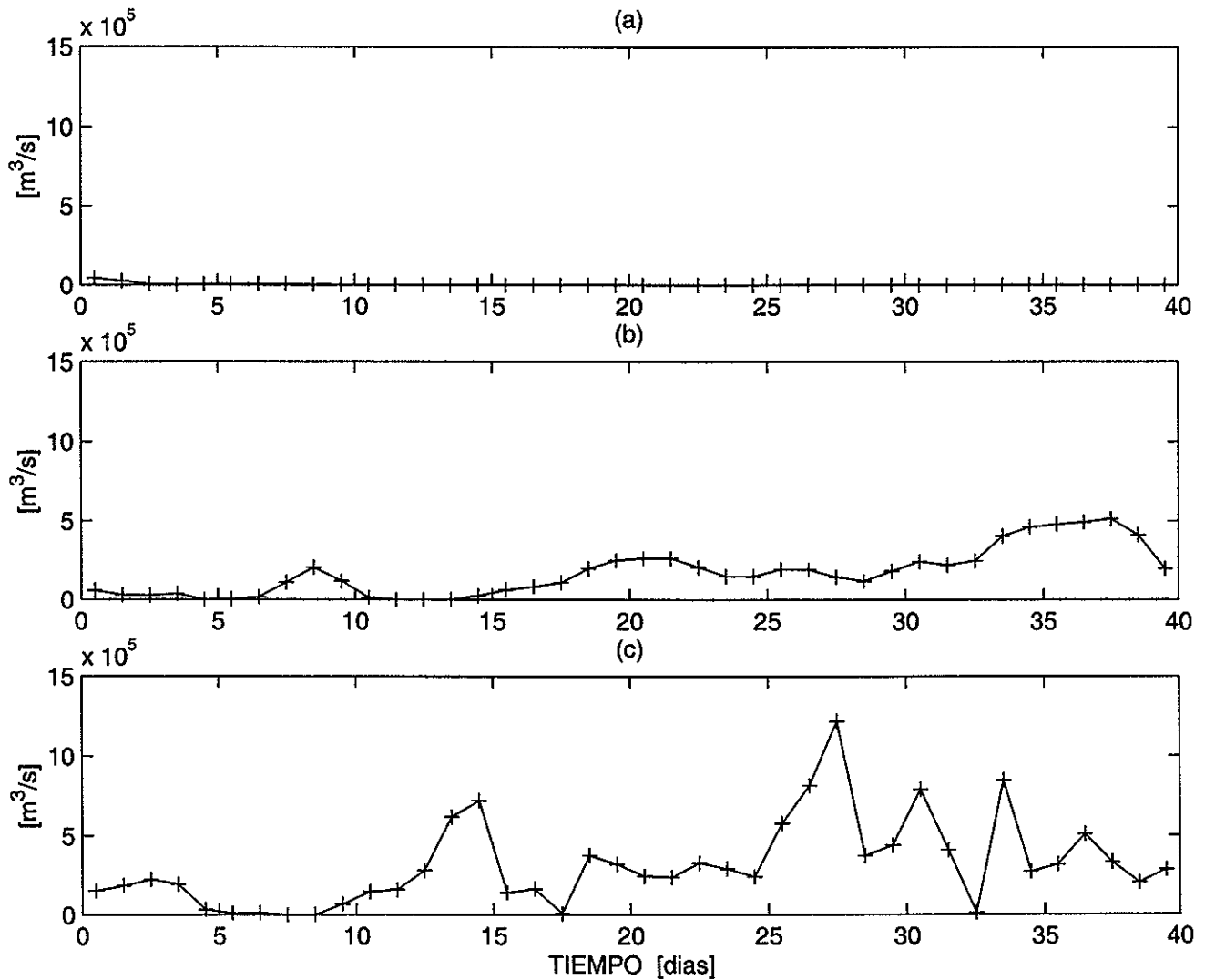


Figura 26: Series de tiempo del transporte neto  $[m^3/s]$  producido por la corriente costera a través del plano  $x = 202$  km, en los tres experimentos con  $R = 12.4$  km. (a) fondo plano; (b) cañón submarino simétrico; (c) cañón submarino asimétrico.

Los máximos relativos que ocurren tanto en el caso del cañón simétrico (alrededor del día 8, figura 26b), como en el del cañón asimétrico (día 14, figura 26c), no se deben a la corriente costera. Es la señal producida por el paso de una primera perturbación del frente, que antecede el desarrollo del resto de las inestabilidades, y que fue descrita en la sección 3.2 para la corrida básica. En general, el frente se mantuvo estable durante un menor período de tiempo en los experimentos con cañón asimétrico que en los correspondientes con cañón simétrico. Esto implica que las inestabilidades se desarrollaron antes en los primeros que en los segundos. Sin embargo, la señal producida por la primera perturbación está retardada en la simulación con cañón asimétrico, pues llega a  $x = 202$  km varios días después que en la simulación con cañón simétrico. Este comportamiento se puede explicar por la forma inicial del frente en la corrida con cañón asimétrico, la cual es tal que la perturbación se origina más lejos de la frontera  $X_I$  que en la corrida con cañón simétrico, y por lo tanto tiene que recorrer una mayor distancia para llegar a  $x = 202$  km.

La señal debida a la corriente costera alcanza  $x = 202$  km aproximadamente al tiempo  $T = 14$  días en el cañón simétrico (figura 26b), y  $T = 25$  días en el cañón asimétrico (figura 26c). Esta diferencia en el tiempo al que llega la señal se explica nuevamente por una causa similar a la expuesta en el párrafo anterior para la llegada de la primera perturbación. Se puede observar claramente que el transporte de la corriente costera que avanza sobre el cañón asimétrico es más irregular que la que avanza sobre el cañón simétrico, aunque con el cañón asimétrico se alcanzan valores mayores de transporte neto. Un factor que ayuda a explicar las diferencias entre ambas corrientes costeras es la distribución inicial del campo de densidad en ambos experimentos. En el caso del cañón asimétrico, existe una menor "reserva" de agua densa en la zona donde se originan las corrientes costeras (cerca de la frontera  $X_I$ , aproximadamente en  $x = 150$  km), que en el caso del cañón simétrico (compárese las áreas acotadas por la frontera  $X_I$ , la isóbata de 50 m y una línea imaginaria trazada sobre  $x = 100$  km en las figuras 1a y 1b). Por lo tanto, el agua densa que transporta la corriente costera en la corrida con cañón asimétrico tiene que viajar una mayor distancia para alcanzar  $x = 202$  km que en el caso del cañón simétrico, y en consecuencia está expuesta a los procesos de disipación y de mezcla durante un mayor periodo de tiempo. También como consecuencia de esto, la corriente costera del

---

experimento con cañón asimétrico se parece más a una secuencia de pulsos de agua densa que a la corriente bien definida y aproximadamente uniforme que ocurre sobre el cañón simétrico. Por este motivo fué difícil estimar el avance de la nariz de la corriente costera del cañón asimétrico, pero los cálculos realizados<sup>2</sup> indicaron que ésta se propagó con una rapidez aproximadamente 30% mayor que la que ocurrió con la corriente costera del cañón simétrico.

La corriente de fondo del experimento con cañón asimétrico viajó a una menor distancia de la frontera  $X_I$  que en el caso del cañón simétrico. Dada la mayor pendiente del fondo en la dirección transversal a la cuenca de la batimetría con cañón asimétrico, la profundidad que alcanzó la corriente de fondo (~ 200 m) ocurre a una menor distancia de la frontera  $X_I$  que en la batimetría con cañón simétrico (ver figura 1). Como consecuencia, la corriente de fondo que se propagó sobre el cañón asimétrico no se distinguió completamente de la corriente costera. No se encontraron diferencias significativas entre las profundidades a las que se propagaron las corrientes de fondo en ambos experimentos.

---

<sup>2</sup> La estimación se hizo a partir del avance de la señal que la corriente costera dejó en el campo del trazador pasivo (salinidad).

## V. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES.

### 5.1 Efecto de la fricción del fondo.

La fricción del fondo fue importante en varios aspectos de las simulaciones numéricas aquí presentadas. Por ejemplo, no permitió que durante el ajuste inicial del frente se alcanzara un estado completamente geostrófico (ver sección 3.1). Pero el arrastre producido por el fondo fué también determinante en otros dos puntos de este estudio: (i) el desarrollo asimétrico de la circulación costera inicial, y (ii) el balance en la dirección transversal de la corriente costera, el cual fué aproximadamente geostrófico. Ambos se discuten a continuación.

#### 5.1.1 Desarrollo de asimetrías.

Dada la distribución del campo de densidad en  $T = 0$ , con agua densa hacia el lado somero de la cuenca, y agua ligera del lado profundo del frente, intuitivamente se esperaría que, por lo menos al inicio, ocurriera el siguiente patrón simétrico de circulación costera (adicional al sistema asociado al frente): una corriente de agua ligera, fluyendo en la superficie hacia la cabeza de la cuenca y a lo largo de la frontera  $X_2$ , y su contraparte de agua densa, fluyendo pegada al fondo y hacia la frontera abierta, a lo largo de la frontera  $X_1$ . Sin embargo, la evolución de estas corrientes no fué simétrica en ninguno de los experimentos numéricos descritos en las secciones anteriores, como lo muestra claramente la figura 27 para la corrida básica (C2); la señal de agua ligera avanza en superficie, a lo largo de  $X_2$ , casi el doble ( $\sim 20$  km) de lo que avanza su contraparte de agua densa cerca del fondo a lo largo de  $X_1$ .

Para tratar de explicar el origen de estas asimetrías, se hicieron dos experimentos adicionales con y sin la fricción del fondo. Con el propósito de eliminar a la curvatura inicial del frente como factor que pudiera estar afectando el desarrollo simétrico de las corrientes, estas simulaciones fueron hechas, sobre un fondo plano y con  $R = 12.4$  km, utilizando un frente rectilíneo centrado en  $x = 180$  km. Los resultados de estos experimentos se resumen en la figura 28.

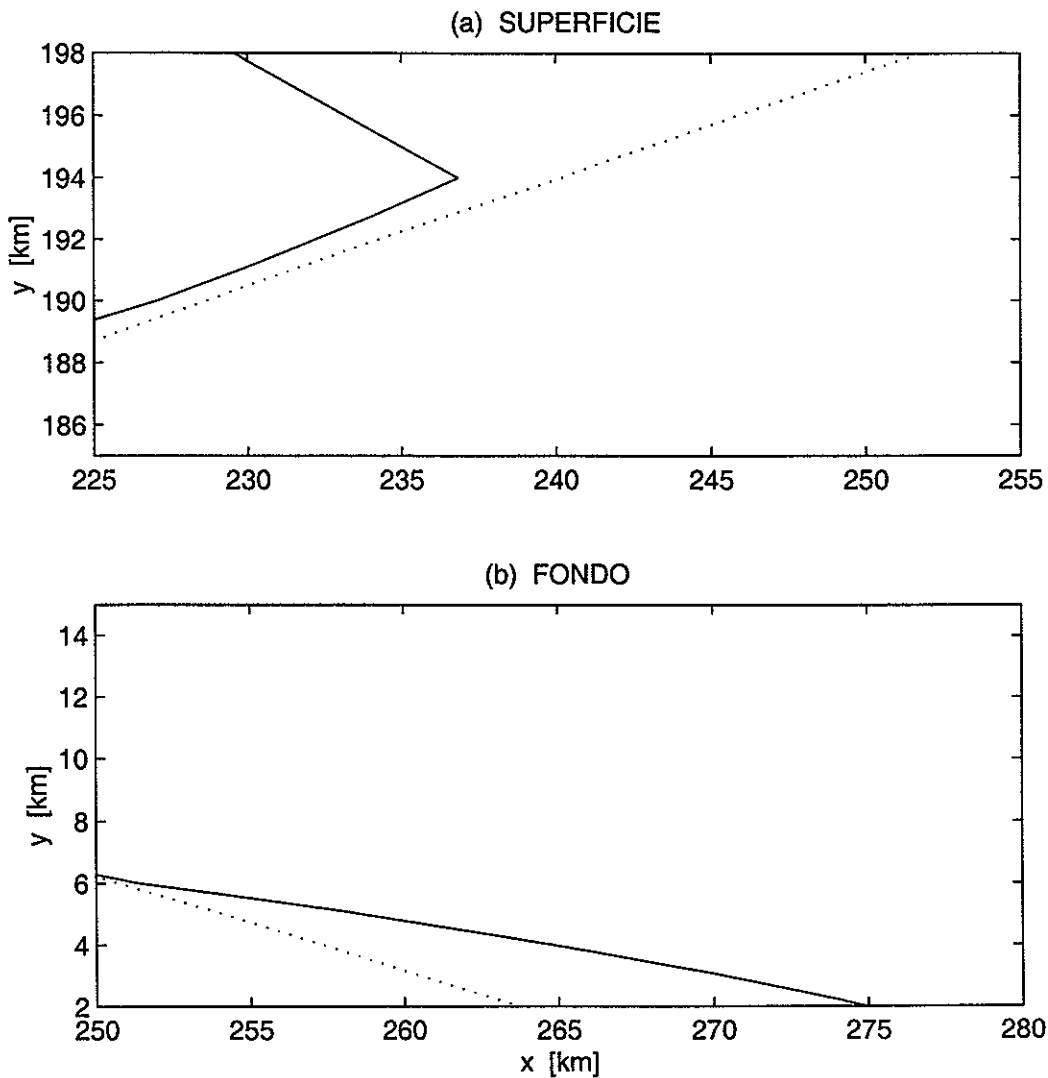


Figura 27: Posición de la isopicna de  $24.5 [kg/m^3]$  en  $T = 0$  (línea punteada) y  $T = 3.5$  días (línea continua), para indicar el desarrollo asimétrico de la circulación costera inicial de la simulación básica (C2). (a) Corriente de agua ligera cerca de la superficie ( $z = -15$  m); se muestra sólo parte del dominio ( $225 \leq x \leq 255$  km;  $184 \leq y \leq 198$  km); (b) corriente de agua densa cerca del fondo; se muestra sólo parte del dominio ( $250 \leq x \leq 280$  km;  $2 \leq y \leq 15$  km).

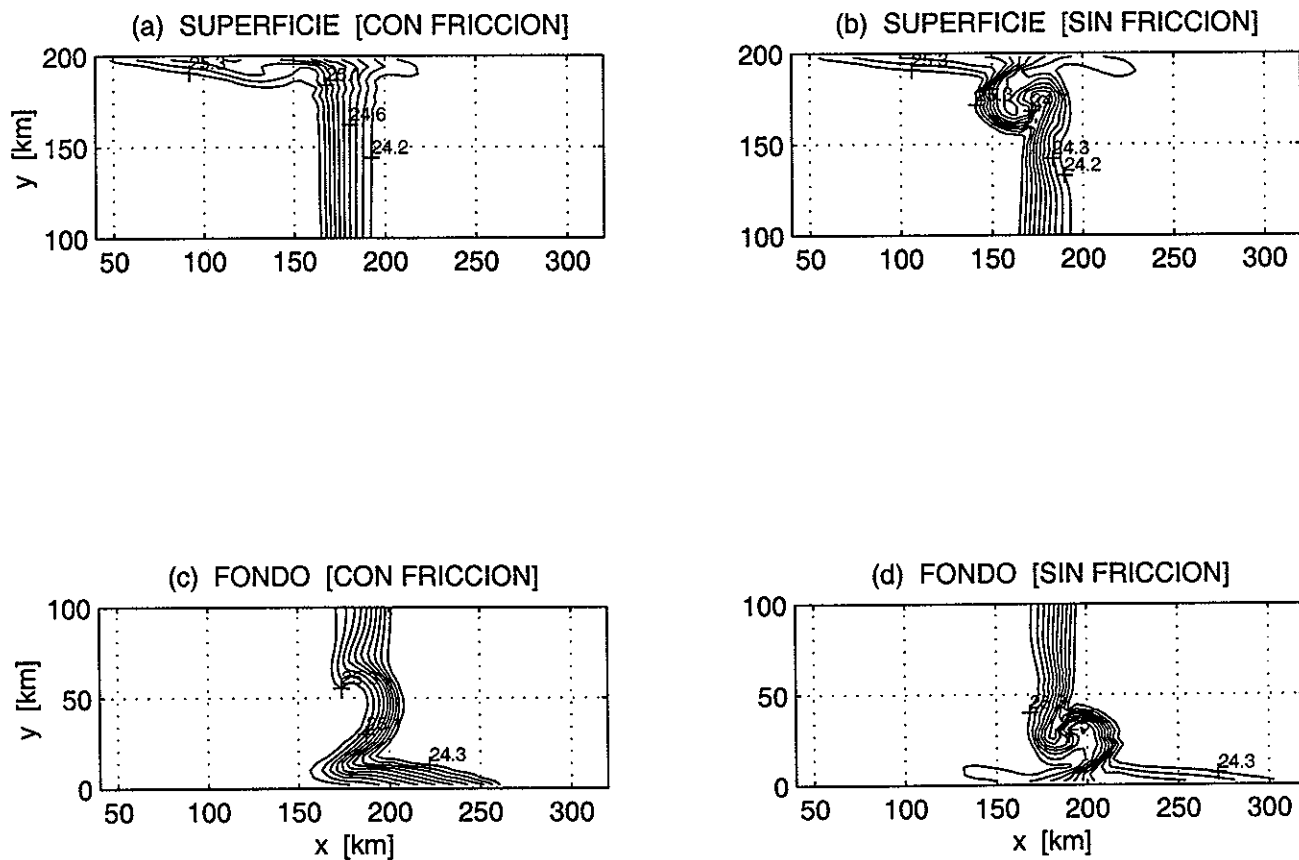


Figura 28: Experimentos numéricos del frente rectilíneo sobre fondo plano y  $R = 12.4$  km. Vistas de planta del campo de densidad [ $kg/m^3$ ], al tiempo  $T = 6.5$  días, en superficie (gráficas superiores; se muestra sólo parte del dominio [ $40 \leq x \leq 320$  km;  $100 \leq y \leq 200$  km]) y fondo (gráficas inferiores; se muestra sólo parte del dominio [ $40 \leq x \leq 320$  km;  $0 \leq y \leq 100$  km]). (a) y (c) Experimento con fricción del fondo; (b) y (d) simulación sin fricción del fondo.



Las figuras 28a y 28c son vistas de planta del campo de densidad en superficie y fondo, al día 6.5, del experimento con fricción del fondo. Es evidente el desarrollo asimétrico de las corrientes de agua ligera (en superficie a lo largo de la frontera  $X_2$ ) y de agua densa (por el fondo a lo largo de la frontera  $X_1$ ). Mientras que en superficie la corriente avanzó ~130 km, cerca del fondo la señal de agua densa sólo recorrió aproximadamente 80 km. En las figuras 28b y 28d se muestran las correspondientes vistas del campo de densidad del experimento en el que no se incluyó el efecto de la fricción con el fondo. En este caso, el desarrollo de las corrientes fué perfectamente simétrico (ambas avanzaron ~125 km). Además, el frente claramente fué más inestable; las inestabilidades se encuentran notablemente más desarrolladas que en el experimento con fricción. Se puede concluir, por tanto, que el arrastre producido por el fondo fué, por un lado, un factor estabilizador para el frente. Pero, sobre todo, fué determinante en el desarrollo asimétrico de la circulación costera inicial observada en las simulaciones numéricas de este estudio.

### 5.1.2 Balance geostrófico de la corriente costera.

Con el propósito de establecer qué tan geostrófico fué el balance en la dirección transversal de la corriente costera, se realizaron cálculos de la cantidad  $\mu$ , definida como:

$$\mu = \left| 1 - \frac{\partial u / \partial z}{g \cdot (\rho_0 \cdot f)^{-1} \partial \rho / \partial y} \right| \quad (10)$$

Mientras más cercano a cero es el valor de  $\mu$ , más cercano es el corte vertical modelado  $[\partial u / \partial z]$  al valor del corte vertical puramente geostrófico  $[g \cdot (\rho_0 \cdot f)^{-1} (\partial \rho / \partial y)]$ . En la figura 29 se grafican secciones transversales de  $\mu$  para tres experimentos: los casos del cañón simétrico con y sin fricción del fondo, y la simulación, con fricción del fondo, del cañón asimétrico (todos ellos con  $R = 12.4$  km). El área acotada por el contorno de  $\mu = 0.5$  (sombreado claro) indica las regiones donde el corte vertical modelado no difirió del corte geostrófico por más de 50 % del valor de este último. Para cada experimento se muestran tres secciones de la corriente costera: la nariz (región I), el remolino asociado a la nariz (región II), y la parte posterior (corriente arriba) de la corriente, lejos de la influencia de dicho remolino (región III).

Figura 29. Secciones transversales de  $\mu = 0.25$  (contornos quebrados) y  $\mu = 0.5$  (contornos continuos) para la corriente costera de tres experimentos: cañón simétrico sin fricción de fondo (gráficas superiores), cañón simétrico con fricción de fondo (gráficas intermedias), y cañón asimétrico con fricción de fondo (gráficas inferiores). El sombreado claro indica regiones de  $\mu < 0.5$ , el sombreado oscuro regiones de  $\mu > 0.5$ . (a), (d) y (g) corriente arriba (región III); (b), (e) y (h) zona del remolino (región II); (c), (f) e (i) zona de la nariz (región I).



Es claro que el balance transversal de la corriente costera en el experimento sin fricción del fondo (figuras 29aε) es muy aproximadamente geostrófico. La zona ocupada por la corriente está abarcada casi completamente por el contorno de  $\mu = 0.5$ , con algunas excepciones en la región II (figura 29b), donde probablemente la influencia del remolino asociado a la nariz esté alterando el balance geostrófico<sup>1</sup>. En el mismo caso del cañón simétrico, pero ahora con fricción de fondo (figuras 29df), sucede algo similar pero con la diferencia de que los niveles de la corriente costera más cercanos al fondo no están en balance geostrófico (ver áreas de sombreado oscuro cerca del fondo). Al comparar los experimentos con y sin fricción de fondo, queda claro que ésta actúa de manera importante sobre la corriente costera, alterando el balance geostrófico en su dirección transversal por lo menos en los niveles más cercanos al fondo.

Aunque en el caso del cañón asimétrico (figuras 29gi), las regiones I y II son claramente ageostróficas, se puede observar que la corriente costera si está en balance geostrófico en la región III (salvo cerca del fondo, por la influencia de la fricción; ver figura 29g). Queda establecido entonces que el balance en la dirección transversal de las corrientes costeras de ambas batimetrías (cañón simétrico y asimétrico), por lo menos lejos de la zona de la nariz, es aproximadamente geostrófico (figuras 29d y g). Por lo tanto, en esa dirección ( $y$ ), el gradiente de presión debe tener una componente de la forma:

$$g' \cdot \alpha$$

donde  $g'$  es la gravedad reducida y  $\alpha$  es la pendiente del fondo en la dirección  $y$ . Dado que ambos experimentos (cañón simétrico y asimétrico) tuvieron el mismo  $R$  (12.4 km), es razonable suponer que la gravedad reducida fué aproximadamente la misma para los dos. En consecuencia, cualquier diferencia en la velocidad de las corrientes costeras de esas simulaciones debió estar relacionada a  $\alpha$ . En la batimetría simétrica, el valor promedio de  $\alpha$ , en la región aproximada donde ocurrieron las corrientes costeras, es de  $1.8 \times 10^{-3}$ , mientras que para la batimetría asimétrica aumenta a  $4.1 \times 10^{-3}$ . Es probable, por lo tanto, que el aumento de la velocidad que se observó en la corriente costera del cañón asimétrico, en relación al correspondiente caso con cañón simétrico (ver sección 4.2), se

---

<sup>1</sup> De hecho esto también sucede en la región II de los otros experimentos; ver figuras 29e y 29h.

debió a la mayor pendiente del fondo, en la dirección transversal a la corriente, que existe en la batimetría asimétrica.

### *5.2 Implicaciones para la formación de masas de agua en el Alto Golfo de California.*

Las múltiples idealizaciones realizadas en casi todos los aspectos de las simulaciones numéricas de este estudio no permiten hacer comparaciones directas de los resultados aquí obtenidos con observaciones de la parte norte del Golfo de California. Es difícil incluso hacer comparaciones con el trabajo de López (1997), pues, aunque también es numérico, en él se incluyeron diversos factores realistas de aquella cuenca, como la batimetría, las condiciones iniciales del campo de densidad, los flujos de agua, calor y momentum que ocurren a través de la superficie del mar, etc. No obstante, hay algunas conclusiones de este estudio que pueden servir para comprender mejor el fenómeno que ahí se ha observado.

En relación a la circulación de las masas de agua formadas, López (1997) describió un patrón en base al cual, tras hundirse sobre la plataforma continental ancha y somera del lado de Sonora, la masa de agua primero fluye hacia la cabeza del golfo para después virar hacia el sur y continuar del lado peninsular hacia la boca del golfo, esta vez sobre una plataforma continental más abrupta (y de mayor pendiente) que del lado continental, y a una mayor profundidad que con la que inició. Sin embargo, el papel de la pendiente del fondo en el hundimiento adicional de las masas de agua en el lado peninsular del golfo no fue confirmado por López (1997).

Si bien, de las corrientes de densidad obtenidas en las simulaciones numéricas de este estudio, las corrientes de fondo son las que más se parecen a la circulación descrita por López (1997), los patrones irregulares y la débil señal que éstas dejaron en el campo de densidad no permiten extraer conclusiones contundentes para confirmar o rechazar el papel que juega la pendiente de fondo en la dinámica de las masas de agua. Sin embargo, las corrientes costeras sí aportaron elementos para aclarar este punto. El que la corriente costera que se propagó sobre el cañón asimétrico haya sido más intensa (tanto en rapidez como en transporte neto), que la corriente que se desplazó sobre el cañón simétrico, indica que la pendiente del fondo en la dirección transversal a la corriente la cual fué

considerablemente mayor en el caso de la batimetría asimétrica- efectivamente juega un papel importante en la dinámica de estas corrientes. Debe recordarse que, dada la geometría inicial del frente, en el caso de la batimetría asimétrica hubo un menor reservorio de agua densa en la zona donde se originaron las corrientes costeras que en el caso del cañón simétrico (comparar figuras 1a y 1b). En consecuencia, la corriente costera del cañón asimétrico tuvo que transportar agua densa que provenía de una región más alejada y que por tanto estuvo expuesta durante un mayor periodo de tiempo a los procesos de disipación y de mezcla- que la corriente del cañón simétrico. Aún así, sobre el cañón asimétrico se alcanzaron valores mayores de rapidez y transporte neto que sobre el cañón simétrico. Esto es consistente con la idea de que la pendiente del fondo en la dirección transversal a las corrientes influyó de manera determinante en la dinámica de éstas.

Es claro que las estructuras que evolucionaron a partir de las inestabilidades del flujo básico, como los remolinos de escala del orden de  $R$  y las corrientes de densidad, influyeron de manera determinante en el patrón de circulación que ocurrió en la cuenca una vez que el frente se había ajustado. Por lo tanto, es de esperarse que tomen un papel similar en la circulación de las masas de agua que se forman en la región norte del Golfo de California. Remolinos de la escala de  $R$ , asociados a un evento de formación de masas de agua, ya han sido observados en dicha cuenca (Bray, 1988). El que no hayan aparecido en las simulaciones numéricas de López (1997) probablemente se debió a la baja resolución horizontal, en comparación al radio interno de deformación, que se empleó en ese trabajo. Por otro lado, Lavín *et al.* (1998) reportaron, en la región norte del Golfo de California, la presencia de corrientes de densidad del orden de 10 cm/s, también asociadas a la formación de masas de agua.

### 5.3 Conclusiones.

Se utilizó un modelo numérico de ecuaciones primitivas para estudiar la evolución de un frente curvo en presencia de tres batimetrías distintas: un fondo plano, un cañón submarino simétrico respecto a su eje longitudinal y un cañón asimétrico. Los mecanismos de disipación (fricción del fondo) y de mezcla vertical presentes en los experimentos

numéricos, al igual que el crecimiento de las inestabilidades de la circulación asociada al frente, no permitieron que el ajuste inicial fuera completamente geostrófico. En particular, en los experimentos en los que no se incluyó el efecto del arrastre producido por el fondo, el ajuste inicial del frente fué notablemente más geostrófico.

La fricción del fondo fué determinante en el desarrollo asimétrico de la circulación costera inicial, retrasando el avance de la corriente de agua densa que viajó cerca del fondo hacia la frontera abierta (a lo largo de la frontera  $X_1$ ), con respecto a su contraparte de agua ligera que se propagó, hacia la cabeza de la cuenca cerca de la superficie, a lo largo de la frontera  $X_2$ .

En la mayoría de las simulaciones, el frente y la batimetría eran simétricas respecto al eje longitudinal de la cuenca. Sin embargo, durante el ajuste inicial del frente se observaron asimetrías en la forma en la que el campo de velocidad se ajustó para fluir paralelo al frente cerca de las fronteras laterales ( $X_1$  y  $X_2$ ). Esta evolución asimétrica se debió a que, dadas la forma del frente y la distribución inicial de la densidad, las parcelas de agua cercanas a la frontera  $X_2$  tuvieron que rotar más hacia la derecha de su movimiento inicial para fluir paralelas al frente, que las parcelas cercanas a la frontera  $X_1$ .

Todos los frentes estudiados fueron hidrodinámicamente inestables, con una tasa de crecimiento y longitud de onda más inestable proporcionales al radio interno de deformación inicial. La presencia de batimetría variable fué un factor que desestabilizó el frente, pues aceleró el crecimiento de las inestabilidades, y entre más compleja fué la batimetría (cañón submarino asimétrico), más rápido fué el crecimiento de éstas. La presencia de estratificación en la mayor parte de la cuenca, y el hecho de que todos los casos estudiados tuvieron un Número de Rossby pequeño (menor que 0.16), pero un Número de Richardson entre  $\sim 4$  y 8, sugieren la posibilidad de que las inestabilidades observadas fueron una combinación de inestabilidades baroclínicas geostróficas y de Helmholtz.

Las inestabilidades se manifiestan inicialmente como meandros del frente, y crecen hasta formar remolinos con diámetros del orden de 4 a 6 veces el radio interno de deformación. Estos remolinos se desprenden del frente y contribuyen a acelerar los procesos de mezcla que terminan por destruir la estructura inicial del frente. Los remolinos

más energéticos son ciclónicos, por lo que hay un predominio de vorticidad ciclónica durante la evolución de las simulaciones.

Como resultado de la interacción de uno de los remolinos ciclónicos con una frontera lateral, se formó una corriente de densidad costera que se propagó a lo largo de dicha frontera y transportó agua densa de las zonas someras de la cuenca hacia la frontera abierta del dominio. La corriente costera estuvo aproximadamente en balance geostrófico en su dirección transversal, y su intensidad fué proporcional al radio interno de deformación inicial y a la pendiente del fondo en esa misma dirección.

Durante la evolución de las simulaciones con batimetría variable, surgió otra corriente de densidad, en la parte central de la cuenca, que se propagó cerca del fondo y aproximadamente paralela a las isóbatas, pero con una componente pendiente abajo que le permitió fluir hasta la profundidad donde se equilibraba con la densidad del agua circundante. Esta corriente fue mucho más irregular que la corriente costera, ya que fue afectada por pulsos de agua densa provenientes de los remolinos asociados al frente y a la corriente costera.

Las estructuras que evolucionaron a partir de la desestabilización del frente (remolinos y corrientes de densidad), pueden tener implicaciones importantes para la dinámica y circulación de la parte norte del Golfo de California durante los eventos de formación de masas de agua que ahí ocurren. En particular, el que la intensidad de las corrientes de densidad dependa de la pendiente del fondo en la dirección transversal a la corriente puede servir para explicar una parte de la evolución de dicho fenómeno. Aunque este tipo de estructuras han sido observadas en la región norte del Golfo de California, es necesario un estudio observacional más extenso para confirmar su importancia dentro del fenómeno de formación de masas de agua.

---



## LITERATURA CITADA.

Beckman, A. y Haidvogel, D. (1993); "Numerical Simulation of Flow Around a Tall Isolated Seamount. Part I: Problem Formulation and Model Accuracy"; **Journal of Physical Oceanography**. 23:736-1753.

Bray, N. A. (1988); "Water Mass Formation in the Gulf of California"; **Journal of Geophysical Research**. 93(C9):9223-9240.

Chapman, D. y Gawarkiewicz, G. (1995); "Offshore Transport of Dense Shelf Water in the Presence of a Submarine Canyon"; **Journal of Geophysical Research**. 100(C7):13,373-13,387.

Cushman-Rosin, B. (1994); "Introduction to Geophysical Fluid Dynamics"; **Prentice Hall, USA**. 320 pp.

García-Silva, G., Ortiz, M. y Marinone, S. (1996); "Isóbatas Digitalizadas del Golfo de California"; Comunicaciones Académicas (CTOFT9601); **Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, B.C., México**.

Gawarkiewicz, G. y Chapman, D. (1995); "A Numerical Study of Dense Water Formation and Transport on a Shallow, Sloping Continental Shelf"; **Journal of Geophysical Research**. 100(C3):4489-4507.

Griffiths, R. (1986); "Gravity Currents in Rotating Systems"; **Ann. Rev. Fluid Mech.**; 18:59-89.

Griffiths, R. y Hopfinger, E. (1983); "Gravity Currents Moving Along a Lateral Boundary in a Rotating Fluid"; **Journal of Fluid Mechanics**. 34:357-399.

Hedström, K. (1997); "User's Manual for an S-Coordinate Primitive Equation Ocean Circulation Model (*SCRUM*) Version 3.0". 112 pp.

Kundu, P. (1990); "Fluid Mechanics"; **Academic Press, USA**. 637 pp.

Lavín, M., Gaxiola-Castro, G., Robles, J. y Richter, K. (1995); "Winter Water Masses and Nutrients in the Northern Gulf of California"; **Journal of Geophysical Research**. 8(10):1107-1127.

Lavín, M., Godínez, V. y Álvarez, L. (1998); "Inverse-estuarine Features of the Upper Gulf of California"; **Estuarine, Coastal and Shelf Science**. 46:769-795.

López, M. (1997); "A Numerical Simulation of Water Mass Formation in the Northern Gulf of California During Winter"; **Continental Shelf Research**. 17(13): 1581-1607.

Munk, W. y Anderson, E. (1948); "Notes on a Theory of the Thermocline"; **Journal of Marine Research**. 8(3): pp 276-295.

Orlanski, I. (1968); "Instability of Frontal Waves"; **Journal of Atmospheric Sciences**. 15:178-200.

Ou, H. (1984); "Geostrophic Adjustment: A Mechanism for Frontogenesis"; **Journal of Physical Oceanography**. 14:994-1000.

Ou, H. (1986); "On the Energy Conversion during Geostrophic Adjustment"; **Journal of Physical Oceanography**. 16:2203-2204.

Rossby, C. (1938); "On the Mutual Adjustment of Pressure and Velocity Distributions in Certain Simple Current Systems, II"; **Journal of Marine Research**. 1:239- 263.

Song, Y. y Haidvogel, D. (1994); "A Semi-implicit Ocean Circulation Model Using a Generalized Topography-Following Coordinate System"; **Journal of Computational Physics**. 115:228-244.

Symonds, G. y Gardiner-Garden, R. (1994); "Coastal Density Currents Forced by Cooling Events"; **Continental Shelf Research**. 14(2/3):143-157.

---