

**CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE
EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA**

**ESTUDIO CAUSI-GEOSTROFICO DE LA CIRCULACION
INDUCIDA POR EL VIENTO EN EL SISTEMA DE
LA CORRIENTE DE CALIFORNIA**

TESIS

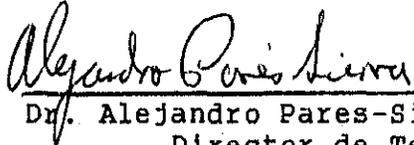
MAESTRIA EN CIENCIAS

GUILLERMO AUAD

RESUMEN de la Tesis de Guillermo Auad presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en OCEANOLOGIA con opción en OCEANOGRAFIA FISICA. Ensenada, Baja California, México. Octubre de 1989.

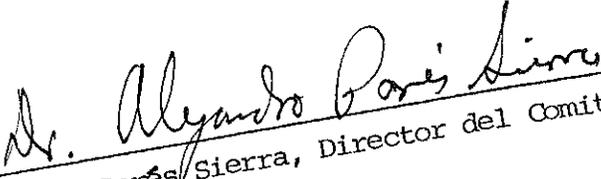
ESTUDIO CUASI-GEOSTROFICO DE LA CIRCULACION INDUCIDA POR EL VIENTO EN EL SISTEMA DE LA CORRIENTE DE CALIFORNIA

Resumen aprobado por:


Dr. Alejandro Pares-Sierra
Director de Tesis.

Empleando los datos de un modelo cuasi-geostrófico de ocho capas y forzado por vientos reales se estudia la dinámica del Sistema de la Corriente de California (SCC). El modelo simula las principales características del SCC como la Corriente de California, la Corriente de Davidson, la Sub-Corriente de California y el Remolino del Sur de California, entre otras. El giro del Pacífico Norte se extiende hasta la termoclina, en tanto que por debajo de ella los flujos son débiles y prevalece el balance turbulento de Sverdrup. La gran actividad de las perturbaciones impide que se logre el balance clásico de Sverdrup. En todas las áreas analizadas la circulación superficial está dominada energéticamente por el flujo medio, en tanto que la circulación profunda esta controlada por las perturbaciones. En general, la energía es entregada por el viento al flujo medio y transformada por este en energía potencial. Luego actúan los procesos de inestabilidad baroclínica para producir ondas altamente energéticas. Las fricciones lateral y de fondo y el flujo a través de las fronteras abiertas de cada zona cierran el recorrido principal de la energía. Se demuestra la relación existente entre difusividad turbulenta y procesos de inestabilidad baroclínica. En superficie, el campo de enstrofia controla el flujo perturbado de vorticidad potencial (turbulencia fuerte), en tanto que en las capas profundas el mismo es dominado por el campo de vorticidad potencial media (turbulencia débil). En base a los análisis energético, de estabilidad lineal y espectral se obtiene que el SCC es una fuente de ondas que propagan su energía al oeste y suroeste, siendo las mismas posibles candidatas para explicar la variabilidad observada en el Pacífico Norte. La topografía del fondo tiene un papel de gran importancia en la determinación de diversos patrones (circulación, energía, enstrofia, etc.) y en la determinación cualitativa y cuantitativa del transporte de masa integrado verticalmente.

TESIS DEFENDIDA POR: GUILLERMO NUAD
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITE:

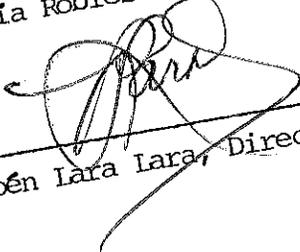

Dr. Alejandro Parés Sierra, Director del Comité


Dr. José Luis Ochoa de la Torre, Miembro del Comité


M.C. José María Robles Pacheco, Miembro del comité


Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez, Suplente Miembro del Comité


M.C. José María Robles Pacheco, Jefe del Departamento de Oceanografía Física

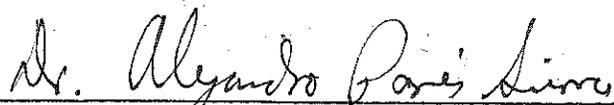

Dr. José Rubén Lara Lara, Director de la División de Oceanología


Dr. Héctor Echavarría Heras, Director Académico Interino

Octubre 20, 1989

TESIS DEFENDIDA POR: GUILLERMO AUAD

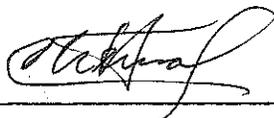
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITE:



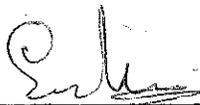
Dr. Alejandro Parés Sierra, Director del Comité



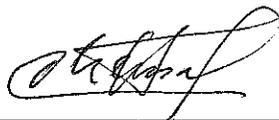
Dr. José Luis Ochoa de la Torre, Miembro del Comité



M.C. José María Robles Pacheco, Miembro del comité



Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez, Suplente Miembro del Comité



M.C. José María Robles Pacheco, Jefe del Departamento de Oceanografía Física



Dr. José Rubén Lara Lara, Director de la División de Oceanología



Dr. Héctor Echavarría Heras, Director Académico Interino

Octubre 20, 1989

**CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE
EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA**

**DIVISION DE OCEANOLOGIA
DEPARTAMENTO DE OCEANOGRAFIA FISICA**

**ESTUDIO CUASI-GEOSTROFICO DE LA CIRCULACION INDUCIDA POR EL
VIENTO EN EL SISTEMA DE LA CORRIENTE DE CALIFORNIA**

TESIS

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

GUILLERMO AUAD

Ensenada, Baja California, México, Octubre de 1989.

DEDICATORIAS

A mi padre Angel Edmundo, quien a 13 años de su partida, aún sigue marcando mi camino con su ejemplo.

A mi madre Ana María, quien con su infinito amor y fuerza moral convirtió muchos sueños en realidad.

A mis abuelos Atilio y María Elena, quienes cubrieron siempre mis amarguras con su inefable dulzura.

A mis hermanos Martín y Mariana, de quienes, pese al tiempo y la distancia, jamás deje de sentir su compañerismo y amistad.

A mi abuelo Isa, quien me alentó y aconsejó hasta su último momento.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Alejandro Pares-Sierra por la dedicación y el apoyo recibido (intelectual, moral y logístico) a lo largo del desarrollo de este trabajo.

A los miembros del Comité de Tesis, Dr. Pedro Ripa, Dr. Sergio Reyes, Dr. Jose Luis Ochoa, M.C. Jose M. Robles y Dr. José Frez, por sus sugerencias y correcciones al manuscrito.

A mi asesor académico, Dr. Sergio Reyes, por haberme apoyado y guiado en mis estudios, desde mi llegada al CICESE.

Al Dr. Geoffrey K. Vallis por haber financiado la obtención de resultados de esta tesis.

Al personal del California Space Institute por el excelente trato que me brindaron durante mi estancia en Scripps Institution of Oceanography.

Al CICESE y a México por haberme dado la oportunidad de vivir esta experiencia cultural y social.

A Dios, por poder estar agradeciendo.

CONTENIDO

	<u>Página</u>
I INTRODUCCION	
1.1 Motivación y Objetivos	1
1.2 El Sistema de la Corriente de California	2
1.3 Remolinos del Sistema de la Corriente de California	4
1.4 Los Modelos Cuasi-Geostróficos	5
1.5 Descripción del modelo	7
II DESCRIPCION Y ANALISIS DE LOS RESULTADOS	
11.1 Circulación Euleriana	15
11.2 Circulación Lagrangiana	30
11.3 Análisis de la ecuación (9)	37
11.4 Análisis Energético	43
11.5 Difusividad Turbulenta	64
11.6 Ondas y Turbulencia Geostrófica	
11.6.1 Introducción	77
11.6.2 Perturbaciones en el espacio $\vec{x}-t$	80
11.6.3 Perturbaciones en el espacio $\omega-k$	85
11.6.4 Análisis de estabilidad lineal	97
III DISCUSIONES Y CONCLUSIONES	115
LITERATURA CITADA	121

LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
1. a) Rotor del esfuerzo medio del viento $Nm^{-3} \times 10^{-9}$ Intervá- lo entre contornos (i_c) = 3×10^{-8} . b) Varianza del rotor del esfuerzo del viento $Nm^{-3} \times 10^{-10}$. $i_c = 10^{-9}$.	8
2. Topografía del fondo. Unidades en metros. $i_c = 300$ metros. Valores del menor y mayor contorno (vmm) = 0 y 5000 metros.	9
3. Dominio geográfico del modelo.	11
4. Función corriente media ($m^2 s^{-1}$). $i_c =$ a) capa 1 (2000) b) ca- pa 2 (1000). c) capa 3 (600). d) capa 4 (400). e) capa 5 (200) f) capa 6 (100) g) capa 7 (100) h) capa 8 (100).	16-17
5. Función corriente perturbada. ($m^2 s^{-1}$). $i_c =$ a) capa 1 (1000) b) capa 2 (600) c) capa 3 (600) d) capa 4 (500) e) capa 5 (400) f) capa 6 (400) g) capa 7 (400) h) capa 8 (400).	19-20
6. Función corriente total ($m^2 s^{-1}$). $i_c =$ a) capa 1 (2000) b) ca- pa 2 (1000) c) capa 3 (1000) d) capa 4 (500) e) capa 5 (400) f) capa 6 (500) g) capa 7 (500) h) capa 8 (500).	21-22
7. Evolución de la circulación superficial cada 56 días a par- tir del 1 de febrero de 1979 ($i_c = 2000 m s^{-1}$).	23
8. Velocidades de la circulación superficial. La flecha en el Golfo de California representa la velocidad media a_1 para: a) los 2 años ($3.5 cm s^{-1}$) b) enero de 1979 ($7 cm s^{-1}$) c) ju- nio de 1979 ($7 cm s^{-1}$).	24
9. Transportes geostróficos ($1 Sv = 10^6 m^3 s^{-1}$). a) $i_c = 0.6 Sv$. b) $i_c = 0.5 Sv$. a) 0-5000 metros. b) 0-500 metros.	26
10. Velocidad vertical media ($cm dia^{-1}$). i_c y vmm: a) interfa- se 1, 5; -35 y 40 b) interfase 2, 3; -24 y 24 c) interfase 3, 2; -18 y 16 d) interfase 4, 2; -28 y 16 e) interfase 5, 4; -32 y 28 g) interfase 7, 10; -200 y 180.	28-29
11. Vorticidad potencial media. $i_c =$ a) capa 1 ($10^{-5} Hz$) b) ca- pa 2 ($4 \times 10^{-6} Hz$) c) capa 3 ($4 \times 10^{-6} Hz$) d) capa 4 ($4 \times$ $10^{-6} Hz$) e) capa 7 ($5 \times 10^{-6} Hz$) f) capa 8 (8×10^{-6})	31-32
12. Desplazamiento medio de la interfase superior (metros) $i_c =$ 10 metros.	33
13. Función corriente media (línea llena) y vorticidad potencial media (línea quebrada) para la capa superior.	33
14. Diagrama de dispersión para la capa superior (con los datos de la figura 13).	33
15. Zonas en las que se aplicaron diferentes análisis.	39
16. $(\beta \bar{\omega}) (Hz^{-2})$ i_c y vmm: a) 10^{-13} ; -9×10^{-13} y 6×10^{-13} b) 5×10^{-14} ; -4.5×10^{-13} y 3.5×10^{-13} . a) capa 1 b) capa 2.	40

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura	Página
17. $J(\bar{\psi}, \frac{\bar{h}}{H})$ (Hz^2) $i_c=6 \times 10^{-13}$, $v_{mm}=-4.8 \times 10^{-12}$ y 6×10^{-12} para la capa superior.	40
18. $J(\bar{\psi}, Q)$ (Hz^2). i_c y v_{mm} : a) capa 1, 9×10^{-13} ; 6.3×10^{-12} y 7.2×10^{-12} b) capa 2, 2×10^{-12} ; -2.4×10^{-12} y 2×10^{-12} c) capa 3, 10^{-13} ; -1.2×10^{-12} y 1.4×10^{-12} .	41
19. $J(\bar{\psi}, Q')$ (Hz^2). i_c y v_{mm} : a) capa 1, 10^{-12} ; 8×10^{-12} y 8×10^{-12} b) capa 2, 3×10^{-13} ; -2.7×10^{-12} y 3×10^{-12} c) capa 3, 10^{-13} , -1.3×10^{-12} ; y 1.7×10^{-12} .	42
20. Energía cinética de las perturbaciones ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$). i_c y v_{mm} : a) capa 1, 3×10^{-4} ; 0 y 6.3×10^{-3} b) capa 2, 10^{-4} ; 0 y 2×10^{-3} c) capa 3, 10^{-5} ; 0 y 1.9×10^{-3} d) capa 4, 4×10^{-5} ; 0 y 7.6×10^{-4} e) capa 5, 10^{-5} ; 0 y 2.5×10^{-4} f) capa 6, 10^{-5} ; 0 y 1.6×10^{-4} g) capa 7, 10^{-5} , 0 y 2.5×10^{-4} h) capa 8, 10^{-5} ; 0 y 2.9×10^{-4} .	46-47
21. Energía cinética de las perturbaciones en función de la latitud. (promediada zonalmente)	49-50
22. Energía potencial de las perturbaciones ($\text{m}^3 \text{s}^{-2}$). i_c y v_{mm} : a) interfase 1, 0.2; 0 y 3.4 b) interfase 2, 0.1; 0 y 2.1 c) interfase 6, 0.02, 0 y 0.4 d) interfase 7, 0.01, 0 y 0.27.	52
23. Energéticos: a) Ubicación de los símbolos de la tabla II en el diagrama de flujos. b), c), d), y e) Diagramas de flujos para las zonas I, II, III y IV de la figura 15. Unidades de las cajas: $2 \text{ erg cm}^{-2} \times 10^3$. Unidades de los flujos: $\text{erg cm}^{-2} \text{ día}^{-1} \times 10^2$.	54-58
24. Energía cinética de las perturbaciones vs. Inestabilidad baroclínica + flujos de energía a través de las fronteras.	60
25. Coeficiente de difusividad turbulenta de temperatura ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$). i_c y v_{mm} : a) interfase 1, 500; -6500 y 4000 b) interfase 2, 400; -3200 y 5200 c) interfase 3, 300; -5400 y 6300.	67
26. Coeficiente de difusividad turbulenta de vorticidad potencial ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$). i_c y v_{mm} : a) capa 1, 500; -6500 y 10000 b) capa 2, 300; -3500 y 3400 c) capa 3, 200; -3500 y 4300 d) capa 4, 100; -1000 y 2900. e) capa 5, 40; -1000 y 560 f) capa 6, 30; -1000 y 170. g) capa 7, idem capa 6.	68-69
27. Coeficiente de difusividad turbulenta de vorticidad potencial en función de la latitud (promediado zonalmente)	71-72
28. Enstrofia potencial (Hz^2). i_c y v_{mm} : a) capa 1, 5×10^{-11} ; 0 y 8×10^{-12} b) capa 2, 8×10^{-12} ; 0 y 1.2×10^{-11} c) capa 3, 4×10^{-12} , 0 y 7.2×10^{-12} d) capa 4, 10^{-12} ; 0 y 1.7×10^{-11} e) capa 5, 4×10^{-12} ; 0 y 6.4×10^{-12} f) capa 6, 3×10^{-12} ; 0 y $10^{-11} \times 6$ g) capa 7, 10^{-12} ; 0 y 2.8×10^{-11} .	73-74

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
29. Flujos perturbados de vorticidad potencial $\cdot (ms^{-2})$. Valor de la flecha en el Golfo de California a) capa 1, 1.4×10^{-7} b) capa 2, 2.3×10^{-8} c) capa 3, idem 2 d) capa 4, 7×10^{-9} e) capa 5, 2.3×10^{-9} f) capa 6, 1.4×10^{-9} g) capa 7, idem 6 h) capa 8, idem capa 6.	75-76
30. Diagramas de fase de la función corriente perturbada. a) 25N capa 1, b) 25N capa 2, c) 25N capa 3, d) 25N capa 4 e) 28N capa 1, f) 28N capa 3, g) 33N capa 1, h) 35N capa 1, i) 38N capa 1.	81-83
31. a) Diagrama de fase y-t de la función corriente perturbada ($m s^{-1}$) $ic=1000$, $vmm=-11000$ y 9000 . b) Diagrama de fase x-t de la altura perturbada de la interfase 3 a 25N. $ic=3$ metros $vmm=-27$ y 30 metros. a)capa 1 en 125W.	83
32. Vorticidad potencial total para el día 362. a) capa 1, b) capa 2.	84
33. Autocorrelaciones de la función corriente perturbada.	86
34. Espectros bidimensionales (frecuencia-número de onda) de la función corriente perturbada, al 99% de confianza.	89-90
35. Espectros en frecuencia de la función corriente perturbada a lo largo del meridiano de 130W.	92
36. Espectros en frecuencia de las componentes perturbadas de la velocidad a) 25N y 125W b) 25N y 129W.	93
37. Idem 36 en: a) 28N y 125W b) 28N y 130W.	94
38. Idem 37 en: a) 36N y 127W b) 36N y 130W c) 38N y 129W	95-96
39. Resultados del análisis de estabilidad lineal (AEL) para la zona 4 de la figura 15.	102-104
40. Idem 39 con fricción nula.	104-105
41. Resultados del AEL para la zona 3.	105-106
42. Resultados del AEL para la zona 2.	108-109
43. Resultados del AEL para la zona 1.	109-110
44. Resultados del AEL para la zona 1 con fricción nula.	110-112
45. Resultados del AEL para la zona 1 incluyendo la fricción de fondo y la topografía abisal.	112-113

LISTA DE TABLAS

<u>Tabla</u>	<u>Página</u>
I Parámetros empleados en el modelo	10
II Símbolos de la ecuación de energía y sus respectivos términos	44
III Características de las ondas más inestables L=longitud de onda, KCi^{-1} =período de crecimiento, T= período de la onda, Cr=rapidez de fase, Rd=radio de deformación, alfa=dirección de propagación, A=coefi- ciente de fricción lateral.	101

LISTA DE TABLAS

<u>Tabla</u>		<u>Página</u>
I	Parámetros empleados en el modelo	10
II	Símbolos de la ecuación de energía y sus respectivos términos	44
III	Características de las ondas más inestables L=longitud de onda, KCi^{-1} =período de crecimiento, T=período de la onda, Cr=rapidez de fase, Rd=radio de deformación, alfa=dirección de propagación, A=coeficiente de fricción lateral.	101

ESTUDIO CUASI-GEOSTROFICO DE LA CIRCULACION INDUCIDA POR EL VIENTO EN EL SISTEMA DE LA CORRIENTE DE CALIFORNIA

I. INTRODUCCION

I.1 Motivación y objetivos

El Sistema de la Corriente de California (SCC) tiene un papel de gran importancia en el Pacífico Nor-Oriental, tanto por su inserción en la dinámica oceánica de esa región, como por su proximidad a las densamente pobladas costas de Norteamérica. Es necesario obtener un mayor conocimiento de su estructura espacial y temporal debido a la influencia que este tiene sobre diferentes aspectos de la actividad humana (recursos renovables y no renovables, clima, ecología, navegación marítima, etc.)

Los estudios de variabilidad oceánica presentan por lo general tres alternativas. En primer lugar se puede optar por realizar mediciones "in situ" en el lugar de estudio. Esto brinda información real sobre el fenómeno que se desea investigar pero la resolución espacial y temporal es extremadamente limitada. La segunda alternativa consiste en emplear datos obtenidos por satélites. También esta opción provee de información tomada directamente del sistema. La resolución espacial y temporal se ve notablemente aumentada con respecto a la opción anterior, pero los datos provienen únicamente de la superficie oceánica y limitan a una descripción somera de la capa superior del mar. También poseen la desventaja de que su resolución espacial decrece rápidamente al alejarse perpendicularmente de la órbita del satélite. Una tercer alternativa, la que nos ocupa en el presente estudio, se basa en la solución numérica de las ecuaciones de movimiento del fluido para cada lugar y cada instante del sistema.

Claro está, que esta alternativa está basada en aproximaciones finitas de las ecuaciones de movimiento, y que no siempre es sencillo incluir todos los procesos físicos que inducen el movimiento en el sistema. Lo que se hace en este caso es analizar cuál es la respuesta del océano a un determinado forzamiento, en una geometría específica y asentado sobre una estratificación preestablecida. Hay que tener en cuenta que la circulación oceánica, tratada como un problema teórico, es tan compleja que es necesario analizar componentes de ella por separado (por ejemplo, circulación inducida por vientos, por mareas, etc.)

El principal objetivo de este trabajo está centrado en el estudio de la dinámica del SCC y su variabilidad. Esto se hará, básicamente, determinando diferentes patrones de circulación media y de mesoescala, hallando el balance energético para diferentes regiones de la cuenca y estableciendo las principales características de las ondas presentes en el sistema.

La importancia de la variabilidad que se va estudiar, ondas lineales y/o turbulencia, yace en las propiedades físicas del movimiento de mesoescala (perturbaciones de la circulación media) y el efecto de éste sobre los patrones del flujo medio y la distribución de organismos y nutrientes. La dispersión de contaminantes y su efecto sobre poblaciones oceánicas también se ve afectada por las perturbaciones del flujo del SCC (McGregor, 1974). La formación de remolinos en el flujo es de particular interés, ya que los organismos y sustancias contenidos en ellos, se distribuirán de diferente forma que en flujos estacionarios. La concentración de organismos y sustancias se mantiene elevada y por largos períodos en el interior de los remolinos, y poblaciones que por lo general no interactúan, se yuxtaponen. La presencia de remolinos afecta la distribución de propiedades físicas y biológicas en el océano y la de temperatura, humedad y nubes en la atmósfera (Owen, 1980)

1.2 El Sistema de la Corriente de California

El SCC está compuesto, según Hickey (1979), por cuatro corrientes. a) La Corriente de California (CC), que es un flujo aproximadamente hacia el sureste, y que constituye la rama este del giro anticiclónico del océano Pacífico norte. b) La Subcorriente de California (SC), que es un flujo subsuperficial hacia el polo sobre el talud continental que se origina en el Pacífico ecuatorial. c) La Corriente de Davidson (CD) se refiere al flujo hacia el polo que ocurre al norte de Punta Concepción y junto a la costa durante otoño e invierno. d) La Contracorriente del Sur de California (CSC) es un flujo hacia el polo que se encuentra al sur de Punta Concepción entre las islas "Chanpel" y la costa (Sverdrup y Fleming, 1941). Esta corriente también ha sido llamada "Southern California Eddy" (Schwartzlose, 1963).

Lynn y Simpson (1988) identifican, en base a la amplitud y fase de la variación estacional de la altura dinámica y la desviación estándar de la misma, tres dominios diferentes: oceánico, costero y de transición. En la región costera, la altura dinámica está controlada básicamente por alteraciones

de la estructura de las corrientes superficial y subsuperficial. En el dominio oceánico la misma está controlada por interacciones aire-mar y procesos oceánicos internos de gran escala. En la zona de transición las variaciones de la altura dinámica están dominadas por remolinos de mesoescala. Esta zona coincide con la CC y en ella existe una fuerte interacción entre el flujo medio y las perturbaciones de mesoescala.

Es de destacar que el límite oeste de la CC no está aún claramente establecido; sin embargo, Reid (1965), lo fija a 1000 km de la costa, en tanto que Lynn y Simpson (1988) ubican el flujo principal a una distancia de 300-400 km de la costa. Tampoco se halla bien determinada la profundidad de la CC. Lynn y Simpson (1988) dan una profundidad de 200 m, en tanto que Wyllie (1966) dice que la CC alcanza profundidades de 500 m y aún mayores. Hickey (1979) muestra que las mayores velocidades de la CC ocurren en primavera y verano. En estos meses el sistema de alta presión del Pacífico Norte se desplaza hacia el norte ocasionando que los vientos dominantes al sur de 50°N tengan una componente hacia el sur. En otoño e invierno el flujo de la CC es más débil y surge, paralela a la costa, la CD. En estas estaciones el anticiclón alcanza su posición más meridional, ocasionando que los vientos al norte de 40°N soplen del suroeste, en tanto que al sur de esa latitud continúan siendo del norte, pero mucho más débiles. En general, podemos agregar que, durante todo el año, el sistema de alta presión atmosférica que domina el Pacífico norte genera vientos del oeste en los "rugientes cuarenta", y vientos desde el este, los alisios, al sur de ellos.

Reid et al. (1958) encuentran que, en las zonas oceánicas fuera de la plataforma continental las corrientes calculadas en base a la distribución de masa (método geostrófico) concuerdan cualitativamente con aquellas observadas por diferentes métodos de deriva. Por lo tanto, las mediciones lagrangianas e inferencia geostrófica de velocidades eulerianas arrojan resultados similares. Esto implica que la velocidad geostrófica domina sobre las componentes ageostróficas y por lo tanto el papel desempeñado por el viento está relacionado con la distribución de masa (indirecto) y no con corrientes de deriva superficiales (directo). De esta manera los mayores desplazamientos de las isopícnas ocurren en el centro del giro debido al transporte de masa de Ekman que es a la derecha del viento en el hemisferio norte.

Munk (1950) sugirió que el rotor positivo del viento cerca de la costa es el mecanismo generador de la CD. Hurlburt y Thompson (1973) muestran que el rotor positivo del viento cercano a la costa reduce el flujo hacia el ecuador e incrementa el flujo de la CD.

I.3 Remolinos del Sistema de la Corriente de California

Owen (1980) señala que la mayor parte del SCC es abundante en remolinos. Mediciones directas demuestran la existencia de perturbaciones con diámetros de entre 10 y 50 km, los cuales persisten no más de unas semanas en toda la columna de agua. En escalas mayores, el programa CalCOFI ha detectado remolinos baroclinicos con diámetros que van de 100 a 1000 km y períodos comprendidos entre unos pocos meses a más de dos años. Agrega Owen que la incidencia de remolinos baroclinicos y meandros en el flujo principal del SCC es elevada.

En el sector de Baja California son más frecuentes los remolinos pequeños, pero al norte de 32°N aproximadamente, remolinos con diámetros mayores a 200 km son más comunes que aquellos de 100 a 200 km de diámetro. En toda la zona del SCC y estaciones del año, remolinos con diámetros menores a 100 km ocurren frecuentemente. En tanto, en la región comprendida entre Punta Eugenia y San Francisco, la alta incidencia de remolinos anticiclónicos indica que éstos podrían haber sido originados por otros de escala mayor y ciclónicos, debido a inestabilidades del flujo (Owen, 1980).

Según Owen (1980) la predominancia de remolinos ciclónicos sobre los anticiclónicos en todas las latitudes del SCC y a lo largo de todo el año, podría ser atribuida a la fricción lateral y al efecto de la vorticidad planetaria. Señala también que la topografía costera así como también el rotor positivo del viento favorecen la formación de remolinos ciclónicos. Hace notar, por otra parte, que la mayor cantidad de remolinos ciclónicos sobre los anticiclónicos también es favorecida por la conservación de momento angular (el cual es proporcional a la vorticidad potencial). Esto se debe a que la CC transporta las perturbaciones hacia el sur, lo cual produce un decrecimiento de la vorticidad planetaria que tiende a ser compensado por un aumento de la vorticidad relativa.

La CSC es la estructura de mesoescala más conocida del SCC debido a su persistencia temporal y espacial (de ahora en más consideraremos a la mesoescala, salvo aclaraciones específicas, como todas aquellas perturbaciones del estado medio. Niiler y Hall (1988) definen la mesoescala como aquellos movimientos con períodos comprendidos entre 40 y 200 días. Las variabilidades con períodos mayores a 200 días conforman, según estos autores, la variabilidad secular.). Owen (1980) sugiere que su carácter y tal vez su existencia se debe a la presencia del conjunto de islas y bancos en la Bahía de California.

Para una descripción mas detallada del SCC el lector puede referirse a Sverdrup et al. (1942), Reid et al. (1958), Hickey (1979) y Lynn et al. (1988).

1.4 Los Modelos Cuasi-Geostróficos

Las ecuaciones cuasi-geostróficas (CG) representan movimientos cuyo balance principal esta dado por las fuerzas del gradiente de presión y de Coriolis, aunque también contemplan pequeños apartamientos a dicho balance debido a variaciones locales y/o advecciones. Dicho de otro modo, el ángulo formado por las isobaras y la dirección de movimiento del fluido deber ser pequeño. De esta manera se tiene un sistema determinado de ecuaciones, ya que el geostrofismo es intrinsecamente solenoidal, que incluyen procesos físicos no representados por un balance geostrofico absoluto. De esta forma, es posible obtener una representación mas realista de la circulación general del océano.

Sin embargo los modelos CG están limitados en su aplicación a grandes regiones oceánicas y no pueden representar correctamente fenómenos como corrientes de chorro, debido a las fuertes alinealidades que ellas presentan (violan la condición CG) ni pueden ser empleados en proximidades del ecuador debido al debilitamiento de la aceleración de Coriolis. Tampoco son útiles para explicar la dinámica de frentes, debido a las alteraciones que presenta el campo de masa de esas estructuras. Formalmente el cuasi-geostrofismo se basa en tres consideraciones: a) $\omega \ll f$ b) $R_0 \ll 1$ c) $\beta \Delta y / f_0 \ll 1$, en donde ω es la frecuencia del movimiento, f es la vorticidad planetaria, R_0 es el número de Rossby, β es el gradiente meridional de la vorticidad planetaria, Δy es la distancia al ecuador y f_0 es la aproximación a orden cero de la vorticidad planetaria. Las dos primeras nos dicen que la variación total (variaciones locales + advecciones), de la cantidad de movimiento es

pequeña frente a la aceleración de Coriolis. La tercera nos impone trabajar en el plano β , lo cual implica que la escala de nuestro dominio geográfico es mucho menor al radio terrestre. En términos generales, entonces, el cuasi-geostrofismo nos permite estudiar movimientos con escalas espaciales mayores al radio de deformación de Rossby (R_d), y escalas temporales mayores al período inercial $2\pi/f$, el cual sólo es función de la latitud: $T=12 \text{ hs}/\sin(\text{latitud})$.

No es posible observar ondas de Kelvin, por ejemplo, ya que las mismas no son soluciones de las ecuaciones CG o filamentos de agua fría ocasionados por surgencias costeras, ya que su escala horizontal es del orden del radio de deformación. Tampoco se obtienen ondas de gravedad debido a su alta frecuencia. Por lo tanto, la variabilidad de este tipo de modelos está dada básicamente por ondas de Rossby y turbulencia geostrofica.

Los experimentos numéricos destinados a estudiar los efectos de los remolinos de mesoescala comienzan hace 15 años con el trabajo de Holland y Lin (1975), quienes emplearon un modelo de caja de dos capas, con ecuaciones primitivas, forzado por vientos estacionarios e idealizados. Desde entonces los tipos de modelos han divergido en dos direcciones. Por un lado Holland (1978), Haidvogel (1976), McWilliams et al. (1978) han adoptado la formulación CG. Por otro lado Robinson et al. (1977), Han (1975), Semtner y Mintz (1977) han expandido la aproximación básica de ecuaciones primitivas para incluir varios niveles en la vertical, una ecuación de predicción termodinámica, fuertes alinealidades y topografía de fondo, entre otras características.

En general, estos experimentos demuestran la importancia dinámica que poseen los remolinos de mesoescala en inducir la circulación general del océano. Se ha demostrado experimentalmente, y comprobado con mediciones de campo que los remolinos poseen gran energía cinética (la mayoría de las veces mayor que la energía que posee el flujo medio). En particular, la circulación profunda es dominada por las perturbaciones. Se ha mostrado también que las ondas son primariamente generadas por inestabilidades hidrodinámicas del flujo medio. Con referencia a este tema, es importante destacar el análisis de estabilidad lineal de Haidvogel y Holland (1978) y el estudio de variación de parámetros de una inestabilidad mezclada (baroclínica y barotrópica) de Holland y Haidvogel (1979). Holland y Rhines (1980), empleando un modelo de dos capas, estudiaron la circulación inducida por remolinos realizando un análisis de vorticidad

(complementario del análisis energético) y hallan, entre otras cosas, que la dinámica de la capa inferior está dominada por el balance turbulento de Sverdrup.

Para la Corriente del Golfo y la Extensión de Kuroshio, Schmitz y Holland (1982, 1986) han mostrado que un modelo CG es capaz de simular precisamente la distribución espacial de propiedades estadísticas de segundo orden de la circulación general del océano. Más recientemente Cummins y Mysak (1988), aplican un modelo CG a la región del Golfo de Alaska, obteniendo que en la Corriente de Alaska, la ocurrencia de perturbaciones y sus características son similares a las obtenidas de imágenes satelitales.

En suma, las diferentes series de cálculos CG dados por Holland (1986), reproducen aparentemente las principales características de la circulación en gran escala en diferentes regiones geográficas. Por lo tanto se espera que la aproximación CG retenga la física esencial del SCC, una zona que como ya se dijo, posee una componente geostrofica dominante.

1.5 Descripción del modelo

El presente estudio está basado en un modelo matemático de las ecuaciones CG cuya solución numérica proporciona los datos con los cuales se obtienen los resultados que más adelante se presentan. El esquema fué desarrollado y resuelto computacionalmente por el Dr. William R. Holland del National Center for Atmospheric Research (NCAR), quién gentilmente cedió los datos que hacen posible esta investigación (función corriente total).

El modelo está forzado por vientos FNOC (se detalla más adelante) (ver fig 1), e incluye fricción lateral y de fondo. Tiene como fronteras rígidas a la costa americana (en la que se utiliza condición de no deslizamiento) y la topografía de fondo (fig.2). En superficie se impone una tapa rígida y en la vertical se cuenta con ocho capas de diferente espesor (tabla I). Este modelo, que posee una resolución horizontal de un sexto de grado, está acoplado a un modelo de iguales características pero de mayores dimensiones geográficas y menor resolución horizontal (un grado) (fig.3). Las ecuaciones que definen el modelo son:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_k = J \left(f + \nabla^2 \psi_k + \frac{f_0 b}{H_k} \delta_{k,8} \psi_k \right) + \frac{f_0}{H_k} (w_{\frac{k-1}{2}} - w_{\frac{k+1}{2}}) +$$

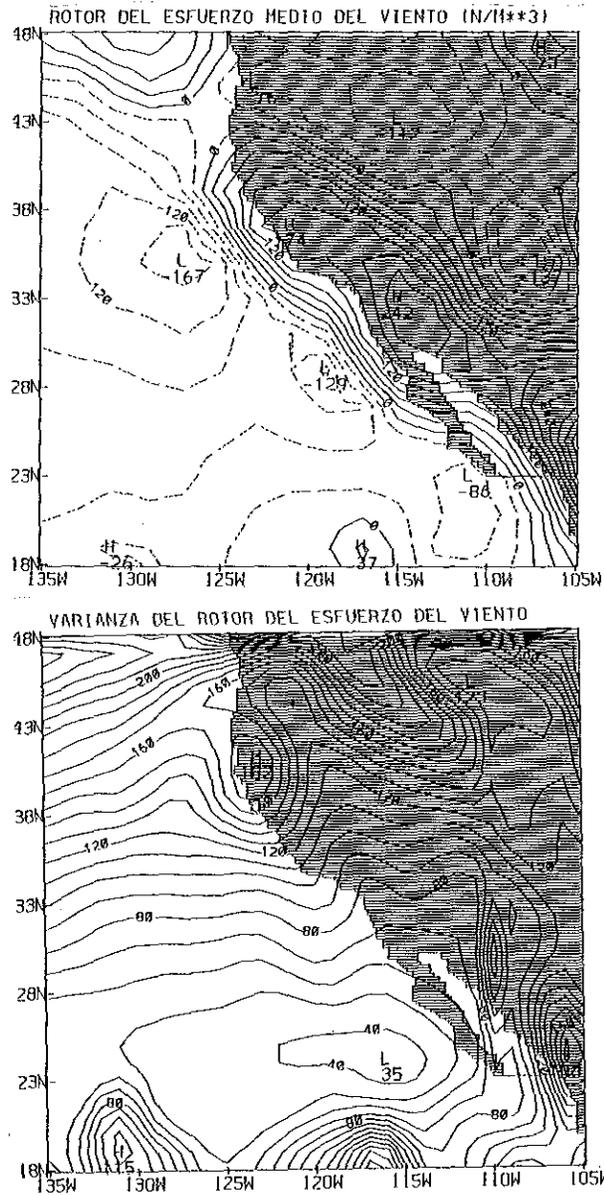


Figura 1. a) $N/m^3 \times 10^{-9}$, Interválo entre contornos (ic)= 3×10^{-8} . b) $N/m^3 \times 10^{-10}$,
 $ic=10^{-9}$.

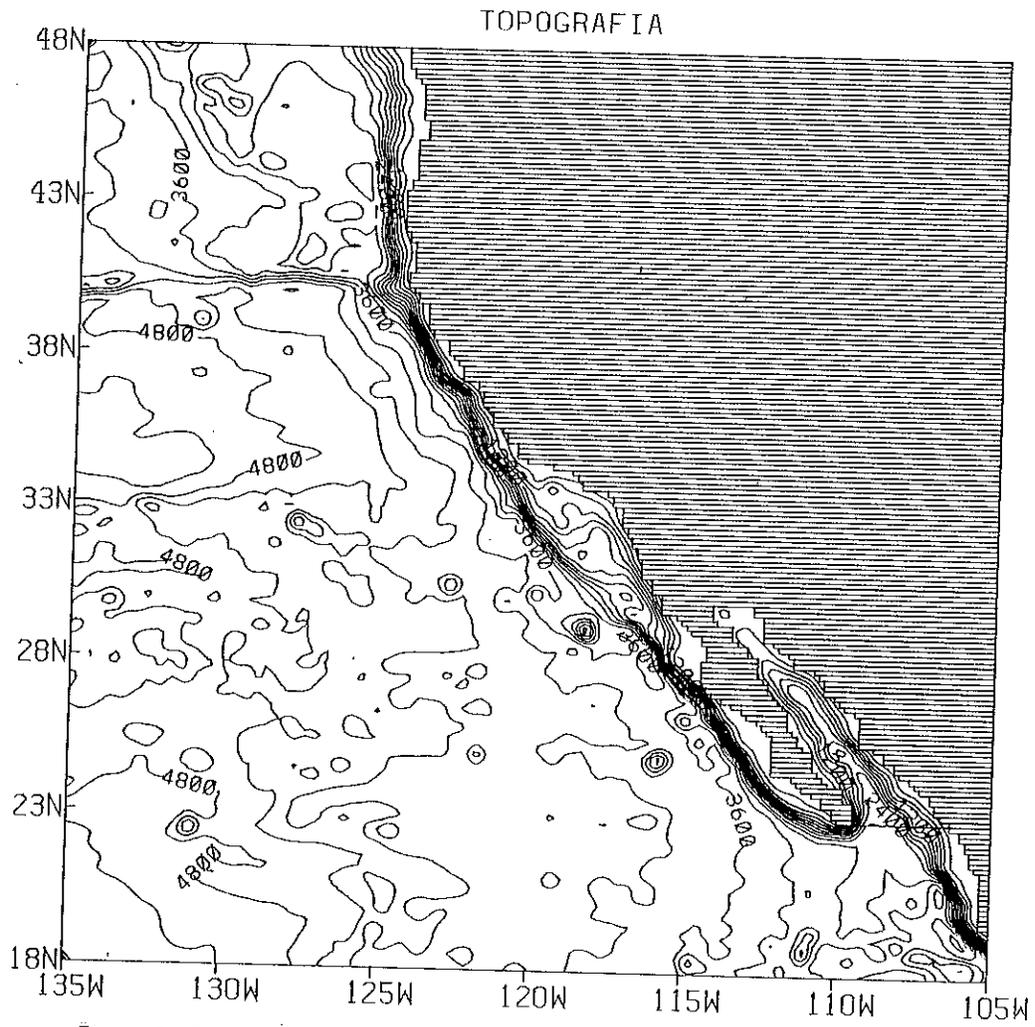


Figura 2. Topografía del fondo. Unidades en metros. $ic=300$ metros. Valores del menor y mayor contorno (vmm)=0 y 5000 metros.

TABLA I. Parámetros del Modelo
(Unidades en MKS)

Espesores de capas	100,150 250,450 650,900 1150,1350
Gravedades reducidas	0.007061,0.008196 0.008389,0.005521 0.002170,0.0005094 0.00006908
Coefficiente de fricción lateral	200
Coefficiente de fricción de fondo	$1 \cdot 10^{-7}$
Parámetro de Coriolis (orden cero)	$7.943 \cdot 10^{-5}$
Beta	$1.92 \cdot 10^{-11}$
Radio Terrestre	$6.371 \cdot 10^6$
Velocidad angular terrestre	$7.292 \cdot 10^{-5}$

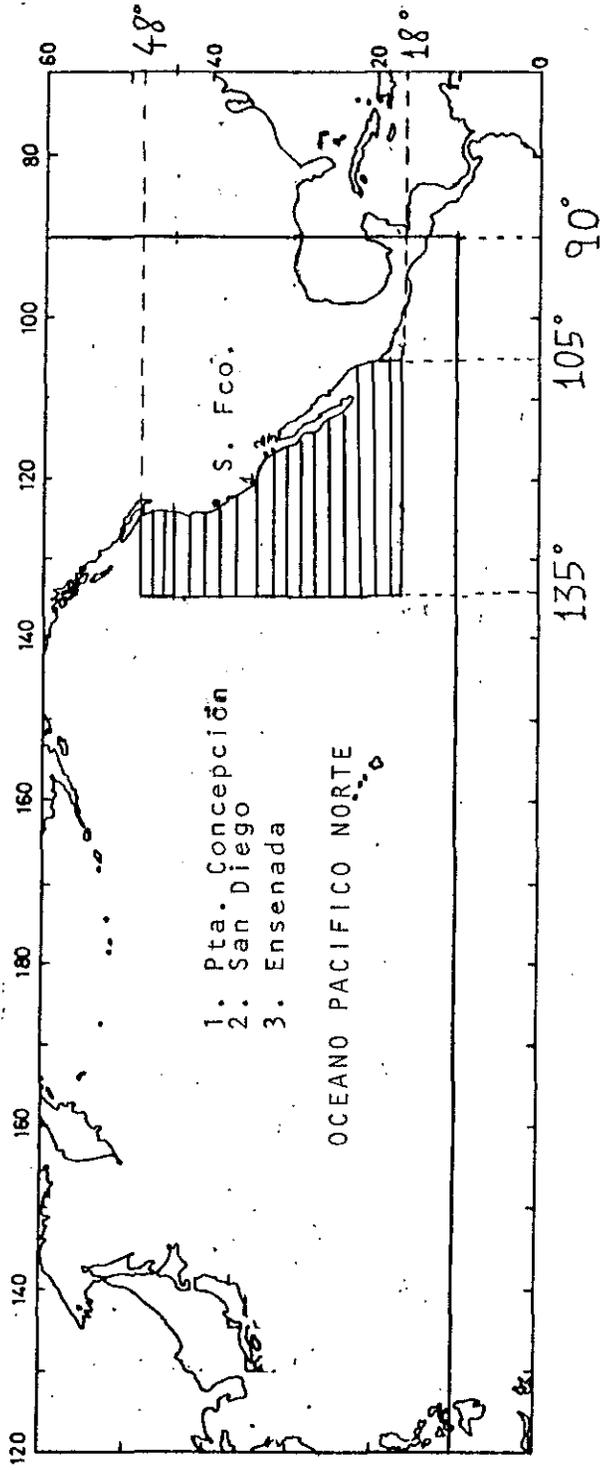


Figura 3. Dominio geográfico del modelo.

$$A \nabla^4 \psi_k + \frac{\nabla_x \tau}{\rho_0 H_k} \delta_{k,1} - \epsilon \nabla^2 \psi_k \delta_{k,8} \quad (1)$$

en donde,

$$w_{k+\frac{1}{2}} = \frac{f_0}{\sigma'_{k+\frac{1}{2}}} \left\{ J(\psi_k - \psi_{k+1}, \psi_{k+\frac{1}{2}}) - \frac{\partial}{\partial t} (\psi_k - \psi_{k+1}) \right\} \quad (2)$$

$$\psi_{k+\frac{1}{2}} = \frac{\psi_k H_{k+1} + \psi_{k+1} H_k}{H_k + H_{k+1}} \quad (3)$$

en donde los subindices enteros se refieren a las diferentes capas y los fraccionarios a las interfaces que las separan.

- ψ_k : es la función corriente total de la capa k , ($k=1,8$).
- b : es la topografía del fondo oceánico.
- H : es el espesor de cada capa.
- σ' : es la gravedad reducida.
- δ : es la delta de Kronecker.
- w : es la velocidad vertical en cada interfase.
- A : es el coeficiente de fricción lateral.
- τ : es el esfuerzo del viento.
- ρ_0 : es la densidad media del fluido.
- ϵ : es el coeficiente de fricción de fondo.
- $J(,)$: es el operador Jacobiano.
- $f = f_0 + \beta(y - y_0)$ donde y_0 es la latitud central del dominio e y es la distancia a esa latitud.

Las condiciones de frontera verticales se materializan como :

$$w' = 0 \quad (\text{superficie})$$

$$w' = J(b, \psi_8) \quad (\text{fondo})$$

En las fronteras laterales la condición de no deslizamiento implica que $u=0$ y $v=0$, siendo u y v las componentes horizontales del vector velocidad.

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Por otro lado, la condición de continuidad (McWilliams, 1977)

$$\iint (\psi_k - \psi_{k+1}) dx dy = 0 \quad (4)$$

es empleada para la consistencia del modelo. Esto implica que toda la masa que asciende es igual a toda la masa que desciende para una determinada interfase. El valor numérico de los parámetros usados se muestran en la tabla I.

La ecuación (1) es una ley de conservación para la vorticidad potencial, que puede ser escrita en forma más compacta como:

$$\frac{DQ_k}{Dt} = F + D \quad (5)$$

en donde Q es la vorticidad potencial quasi-geostrófica definida por:

$$Q_k = \nabla^2 \psi_k + f + \eta_k + \frac{f_0 b}{H_k} \delta_{g,k} \quad (6a)$$

$$\eta_k = \frac{f_0}{H_k} (h_{k+\frac{1}{2}} - h_{k-\frac{1}{2}}) \quad (6b)$$

$$h_{k+\frac{1}{2}} = \frac{f_0}{g_{k+\frac{1}{2}}} (\psi_k - \psi_{k+1}) \quad (6c)$$

y $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + J(\psi_k, \cdot)$ es la derivada material. F representa un forzante generalizado y D es la disipación friccional. η_k es la contribución a la vorticidad potencial de la deformación de los tubos de vórtice, en tanto que h_k es el desplazamiento de las isopícnas con respecto a su posición de reposo (positiva hacia abajo).

Los métodos para resolver (1) se muestran en Holland (1978) y Cummins et al. (1988).

La aproximación de tomar la densidad de cada capa como constante en el tiempo se debe a la gran diferencia existente entre las escalas de variación temporal de la circulación inducida por vientos y la circulación termohalina (10 y 1000

años respectivamente), lo cual sugiere que es aceptable considerar el desarrollo de la circulación inducida por vientos sobre una estratificación media estacionaria.

Con referencia al forzamiento empleado en el presente modelo, los vientos FNOC son generados por un modelo operacional de circulación atmosférica global, que es alimentado con datos reales de diferentes variables atmosféricas como temperatura, presión, etc. El término de fricción escogido para el presente modelo se denomina Laplaciano. Existe otra opción para dicho término y se denomina fricción biarmónica cuya expresión es: $-A_1 \nabla^4 \psi_1$. Esta última disipa 15 veces más rápido que la fricción laplaciana en escalas espaciales iguales a la resolución horizontal del modelo (para coeficientes con valores típicos de $A_1 = 100 \text{ m}^2 \text{seg.}^{-1}$ y $A_2 = 8.10^6 \text{ m}^4 \text{seg.}^{-1}$). Para escalas de 80-90 km ambas fricciones poseen la misma escala espacial de decaimiento y para escalas de 400 km el decaimiento biarmónico es 24 veces menor que el laplaciano, (Holland, 1978). Esto indica que ondas con escalas menores a 90 km tendrán vida más larga que usando fricción biarmónica, lo cual parece apropiado para el SCC pues según Owen (1980) dichas escalas son características en la zona de estudio. La fina resolución usada en este experimento permite el empleo de coeficientes de fricción relativamente menores que los empleados en modelos con mayor tamaño de celdas. Como consecuencia de esto, se producen inestabilidades espontáneas en el flujo medio que generan movimientos transitorios de diferentes escalas.

Con respecto a la condición de frontera abierta, es importante destacar que al acoplar dos modelos de diferentes resoluciones horizontales, existen problemas numéricos en la zona en que ambos se unen. Este problema se ha resuelto, en este caso, agregando en la zona de acople una delgada capa esponjosa (elevada viscosidad), de 1.5 grados de ancho, a lo largo de todas las fronteras abiertas. Alejándose de ella el coeficiente de fricción decae rápidamente en forma exponencial, hasta alcanzar el valor dado en la tabla I.

Finalmente, agreguemos que la integración numérica del modelo se realizó durante varios años (de modelo), hasta alcanzar el estado estadísticamente estacionario, luego del cual se integró seis años más. Los datos usados en este trabajo corresponden, de acuerdo al forzamiento, a los años 1979-1980. El intervalo de tiempo empleado fue de dos horas y los datos trabajados se hallan muestreados cada cuatro días.

II DESCRIPCIÓN Y ANÁLISIS DE LOS RESULTADOS

II.1 Circulación Euleriana

Para estudiar la circulación media y su interacción con las perturbaciones es conveniente separar las variables a utilizar en dos componentes, una estacionaria (por lo menos para la longitud de la serie de datos empleada), y otra dependiente del tiempo:

$$\bar{A} = \frac{1}{T} \int_0^T A dt$$

$$A' = A - \bar{A} \quad (7)$$

de tal forma que $\bar{A}' = 0$.

En la figura 4 vemos la función corriente media para las ocho capas del modelo (el flujo medio es paralelo a las isolíneas). Notamos que la circulación superficial está caracterizada por un giro anticiclónico que responde a la distribución del rotacional medio del viento (ver figura 1). Debido a la buena resolución vertical podemos apreciar la estructura del giro con la profundidad, el cual se extiende debilitándose, hasta la tercer capa. El mismo presenta una migración de su centro hacia el norte con la profundidad y su extremo meridional está terminado por un borde mucho más agudo que su extremo sur. Estas dos características son comunes a la mayoría de los giros subtropicales observados y también han sido descritas por la teoría de Rhines y Young (1982a).

Las capas 6, 7 y 8 muestran una circulación media cualitativamente similar, que se halla notablemente influenciada por la topografía del fondo. Por ejemplo, nótese que a 40°N el escarpamiento de Mendocino produce un flujo aproximadamente paralelo a las isobatas que se aprecia hasta la capa 6 inclusive.

Las capas 4 y 5 muestran una transición entre los efectos de la circulación inducida por vientos y aquellos de la topografía. Nótese la presencia de pequeñas celdas de recirculación y el debilitamiento de la circulación con la profundidad. Dichas celdas poseen una escala más real que las observadas en modelos de dos y tres capas y contribuyen, por lo tanto, a una representación más adecuada del transporte total de masa (Cummins y Mysak, 1988).

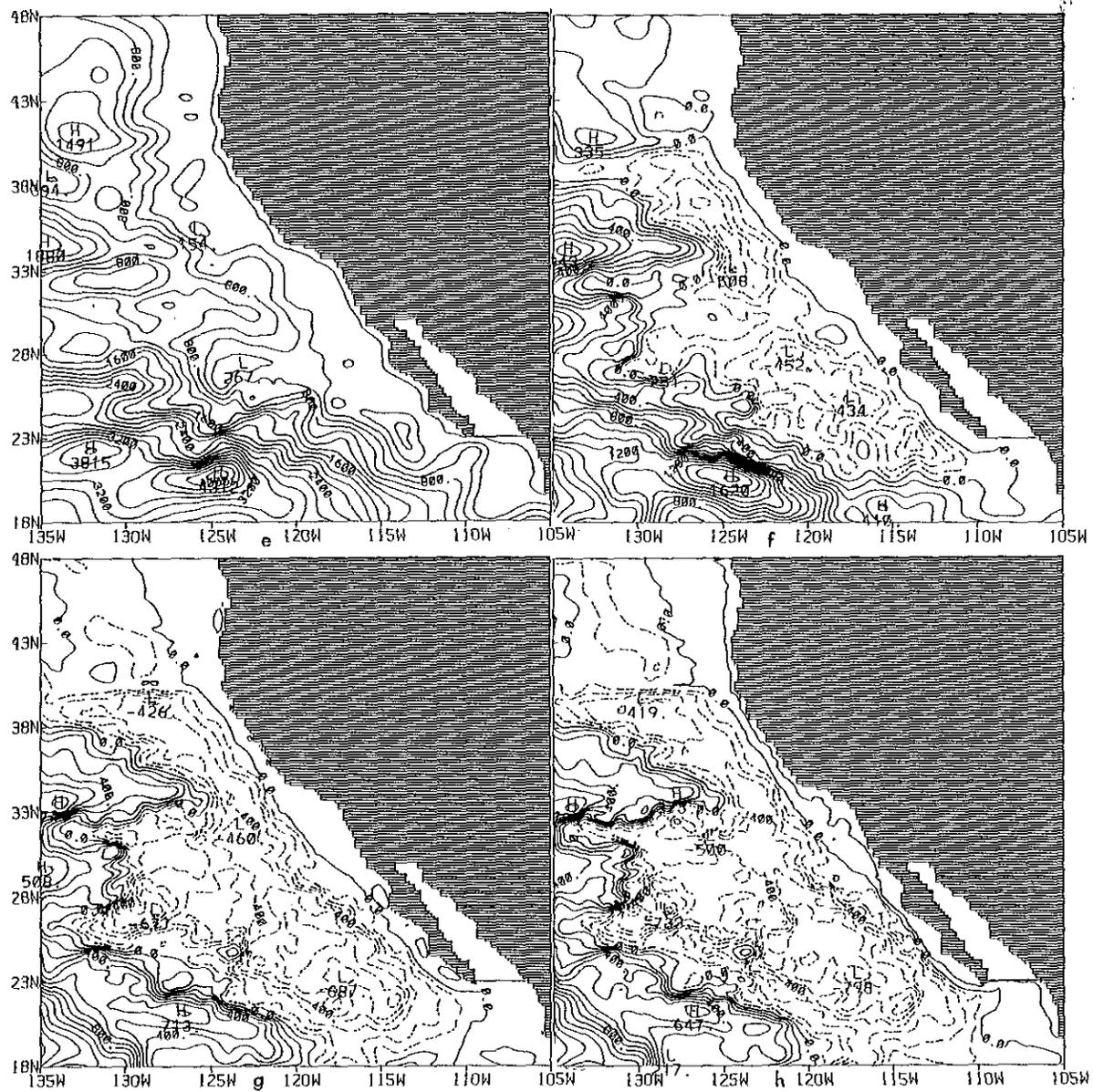


Figura 4 (cont.). e) capa 5 (200) f) capa 6 (100) g) capa 7 (100) h) capa 8 (100).

Los campos de la función corriente perturbada y total se muestran en las figuras 5 y 6 respectivamente (para el día 58 a partir del 1\1\79). En las capas superiores los patrones de la circulación media se asemejan a los de la circulación total, en tanto que la circulación profunda está controlada por la mesoescala. Explicaremos la causa de estas similitudes cuando se presente el análisis energético. En la capa superior (figura 6a), el campo de mesoescala presenta numerosos remolinos ciclónicos y anticiclónicos cuyos patrones de circulación horizontal (campo de ψ') se repite en la vertical (no mucho más allá de termoclina) pero con diferente intensidad. Entre 28°N y 38°N se nota que algunos patrones de circulación están elongados zonalmente. Esto es característico del efecto beta. Por otra parte y al igual que en la circulación media las tres capas inferiores son marcadamente similares, lo cual puede atribuirse en parte, a la pequeña diferencia de densidades existente entre esas capas y al gran espesor de las mismas (tabla I).

En la figura 7 se presenta la evolución temporal de la circulación total cada 56 días para la capa superior. La velocidad de propagación del remolino marcado con una flecha a 35°N es aproximadamente de 1.5 km/día hacia el oeste. Nótese el carácter meandroso del flujo dirigido hacia el sureste.

Las variaciones estacionales del flujo superficial se observan en la figura 8. En ella se muestran los vectores del flujo medio (para los dos años) y para los meses de enero y julio de 1979. En la fig. 8a se aprecia como principal característica, un flujo hacia el sureste que se acerca hacia la costa a medida que el mismo avanza hacia el sur. La posición del eje de este flujo costas afuera de California y Baja California coincide aproximadamente con la ubicación que dan para la CC Lynn y Simpson (1988). Parte de este flujo al alcanzar los 28°N - 29°N vira hacia el sur y luego hacia el oeste-suroeste constituyendo de esta manera la base del giro, en tanto que otra parte continúa fluyendo paralelo a la costa de Baja California hacia el sur.

Para el mes de enero (figura 8b), se aprecia un flujo paralelo y junto a la costa, que se dirige al norte, que bien podemos relacionar geográfica y estacionalmente con la CD. Nótese que este flujo comienza aproximadamente en Punta Concepción (34.5°N), tal como lo describe Hickey (1979). Aproximadamente a 36°N se observa que la CD simulada por el modelo recibe un aporte de flujo secundario. A 32° - 123°W se produce un flujo zonal que se dirige hacia la costa y a aproximadamente 120°W se bifurca con una rama hacia el norte y otra hacia el sur. Este flujo es descrito por Niller et al. (1987). Sverdrup y Fleming (1941) y Wyllie (1966) señalan

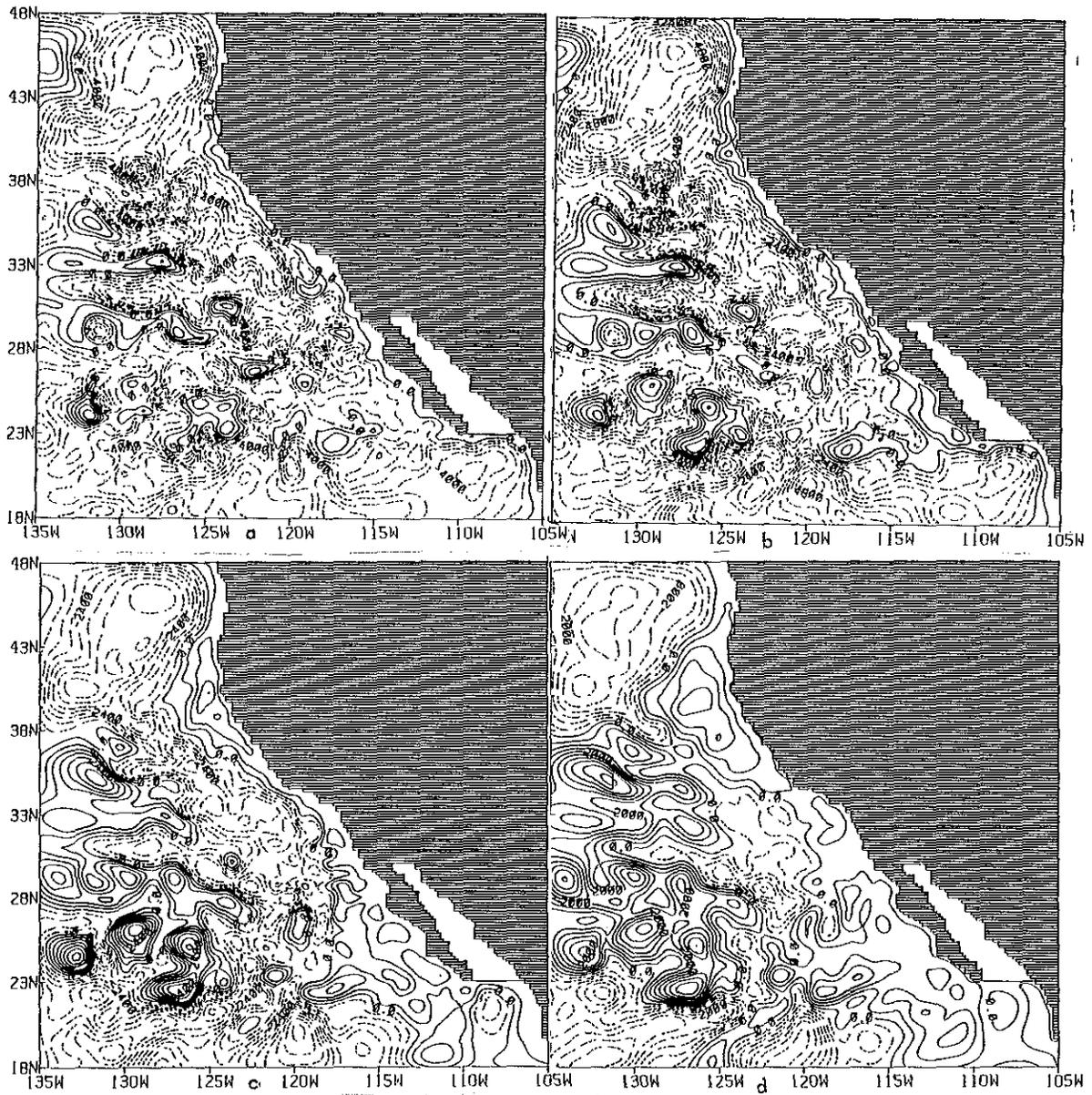


Figura 5. Función corriente perturbada (m^2/s). ic= a) capa 1 (1000) b) capa 2 (600)
c) capa 3 (600) d) capa 4 (500).

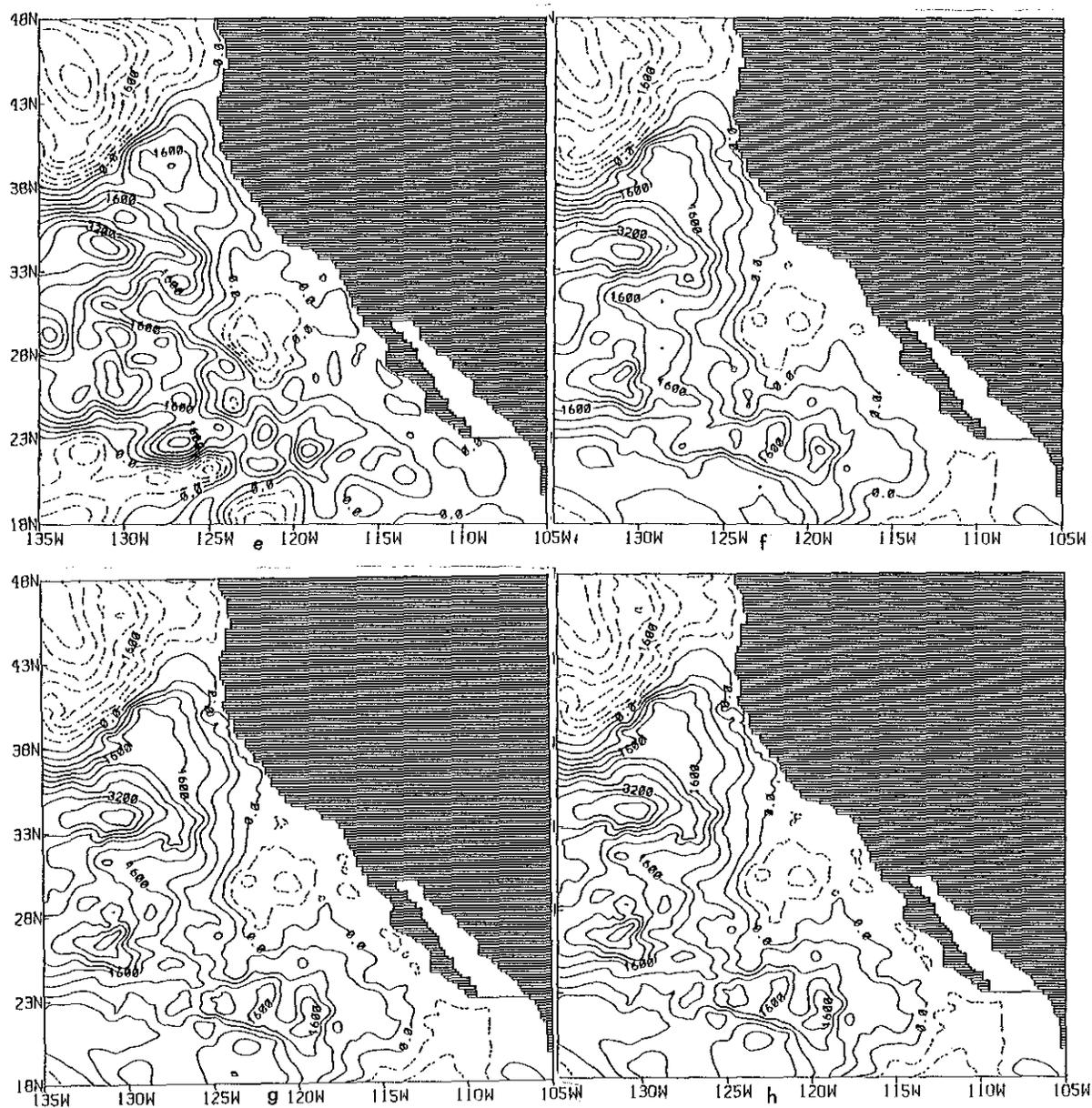


Figura 5. (cont.). e) capa 5 (400) f) capa 6 (400) g) capa 7 (400) h) capa 8 (400).

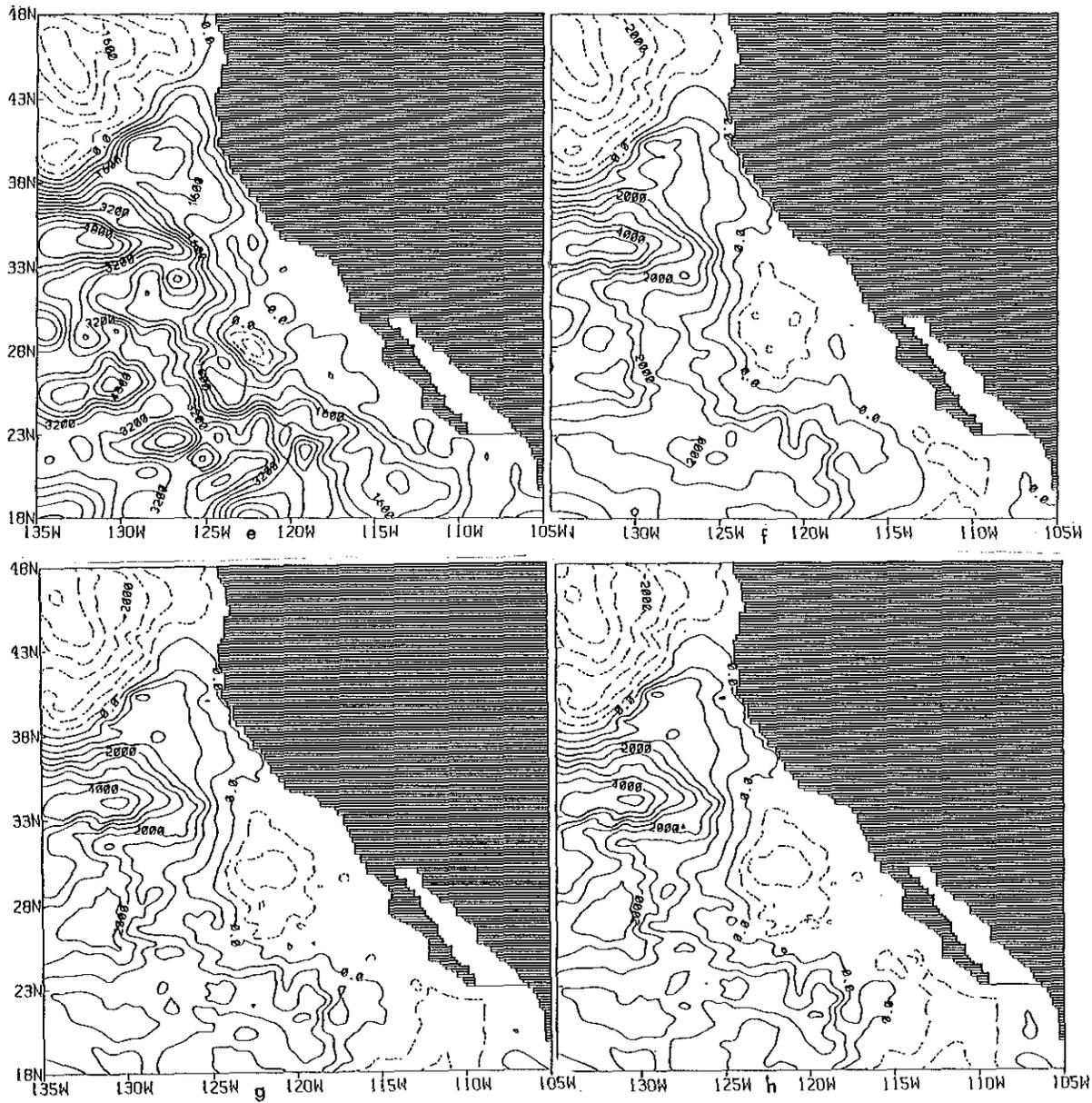


Figura 6 (cont.). e) capa 5 (400) f) capa 6 (500) g) capa 7 (500) h) capa 8 (500).

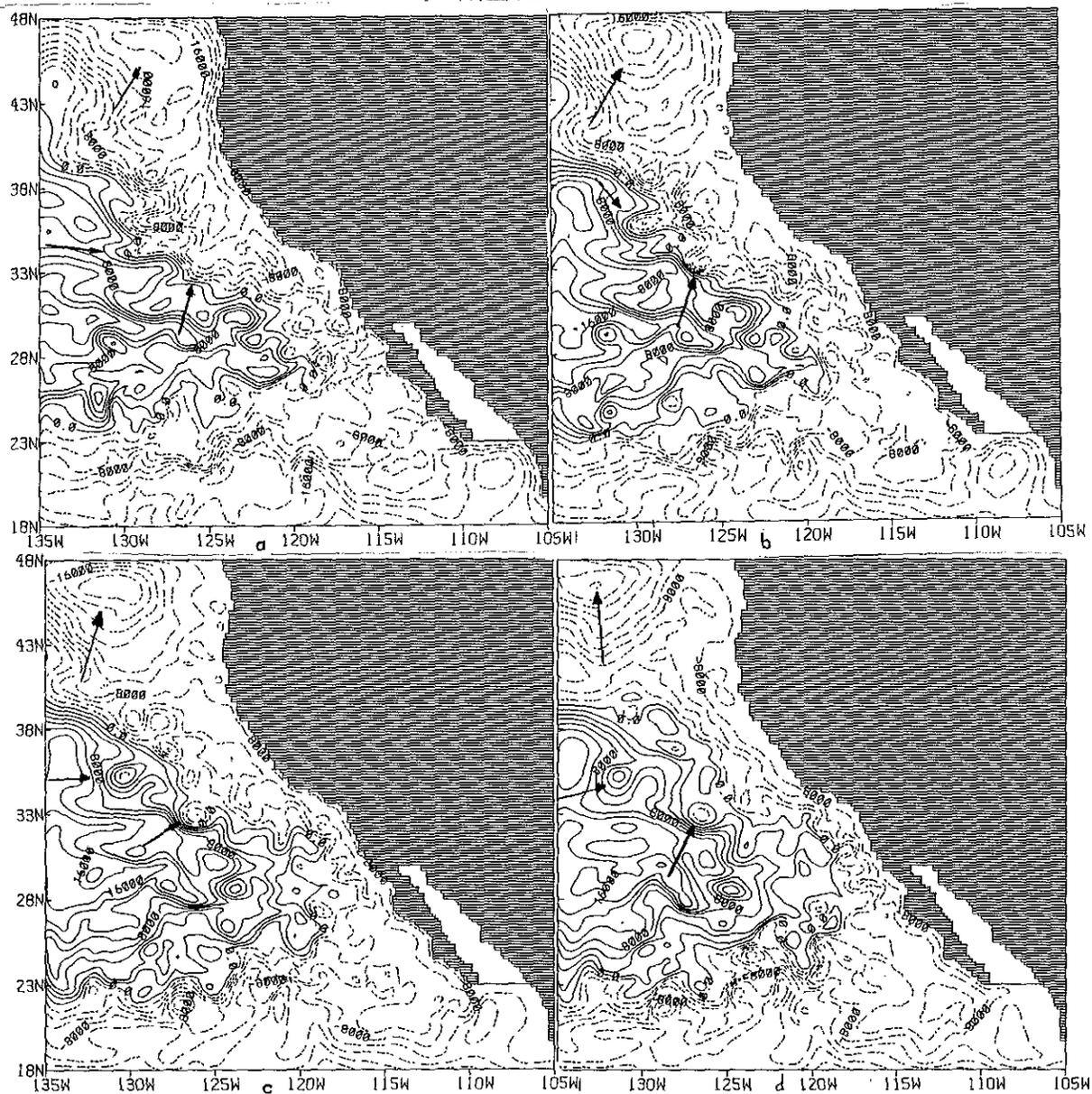


Figura 7. Evolución de la circulación superficial) cada 56 días a partir del primero de febrero de 1979. ($i_c=2000 \text{ m}^2/\text{s}$)

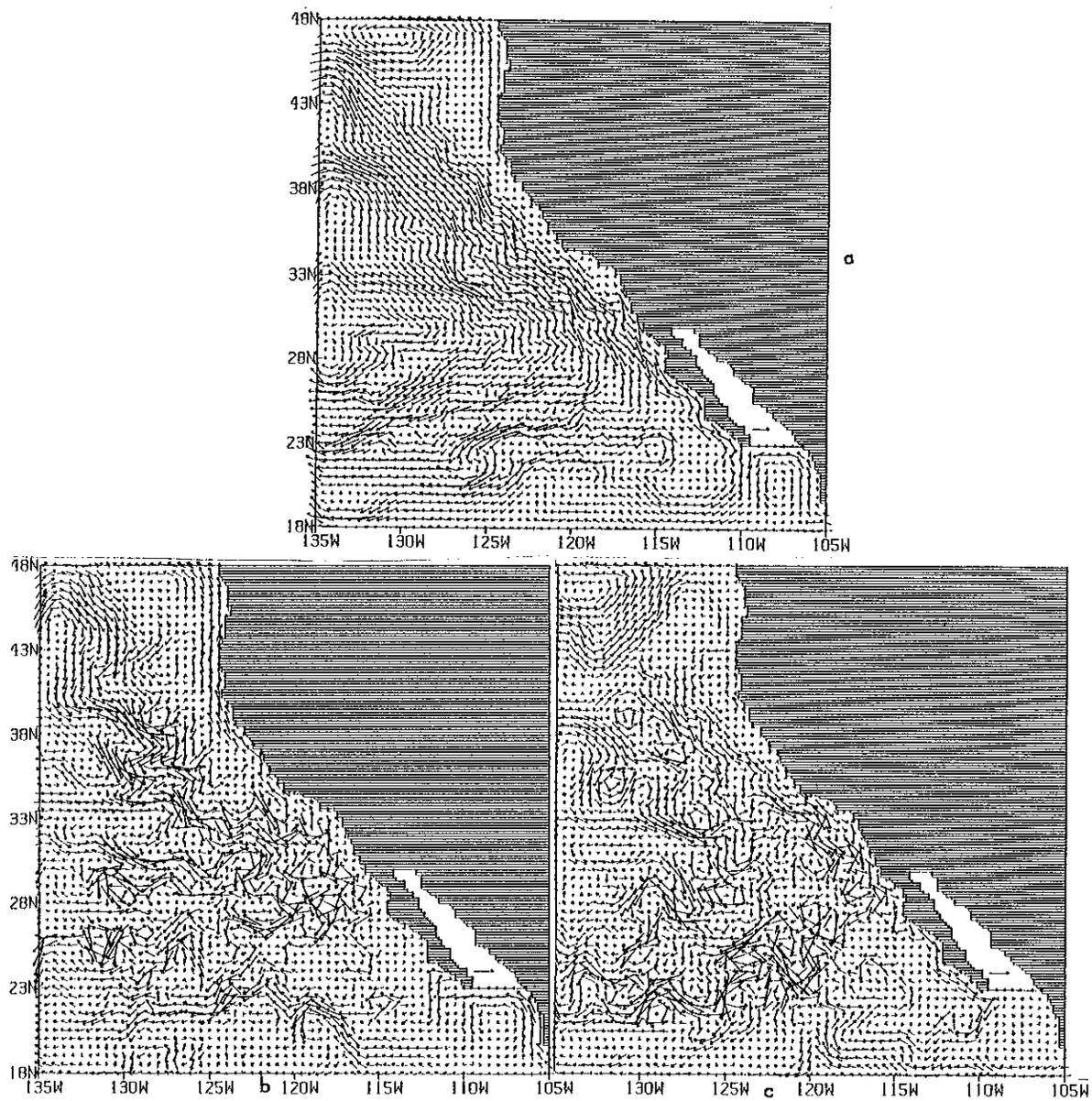


Figura 8. Velocidades de la circulación superficial. La flecha en el Golfo de California representa: a) velocidad media para los dos años (3.5 cm/s). b) velocidad media para enero de 1979 (7 cm/s) c) idem b) para junio de 1979 (7cm/s).

que la rama dirigida hacia el norte alimenta la CSC en tanto que la rama sur fluye a lo largo de la costa de Baja California.

Es importante destacar aquí, que el modelo no incluye la islas "Channel", que según Owen (1980), tendrían un papel de gran importancia en el carácter y existencia de la CSC. Sin embargo, la circulación inducida por vientos del presente estudio parece simular un flujo similar a la CSC (que también se observa en la figura 4b para el promedio bianual). Más adelante veremos otras evidencias que parecen apoyar esta hipótesis.

Una característica interesante de la mesoescala del SCC es el "San Francisco Eddy" (SFE) a aproximadamente 38°N. En las figuras 8b,c se aprecia un remolino que presenta características similares (sentido, posición, permanencia anual) a la descripción dada por Hickey (1979). Vemos también que el mismo se acerca hacia la costa en invierno.

En la figura 9a se muestra el transporte geostrofico total ($T = \sum_{(n)} \bar{\psi}_i H_i$) del SCC. A medida que nos alejamos de la costa el transporte, que siempre tiene componente hacia el sur, aumenta. Al comparar con la figura 9b, transporte sobre la termoclina principal (interfase 3), es notorio el aporte de la circulación profunda al transporte geostrofico total (casi la mitad). Por encima de la termoclina el transporte geostrofico está controlado por el transporte de masa de Sverdrup mientras que por debajo de la misma la topografía, y como señala Holland (1978), la recirculación ocasionada por los remolinos, son los responsables del transporte abisal (comparar la figura 9 con las figuras 2 y 4). El aumento del transporte geostrofico al alejarse perpendicularmente de la costa puede ser explicado, en primer lugar, por el hecho de que al movernos en ese sentido aumenta la profundidad y el volumen de agua en movimiento es mucho mayor que en regiones costeras (téngase en cuenta que fuera del talud continental el flujo medio tiene componente al sur en casi todas partes). Como ya se mostró la circulación profunda se haya influenciada por el trazado de las isobatas lo cual también contribuye a la orientación de los contornos de la figura 9a. Esta circulación aunque mucho más débil que en superficie ocupa un gran volumen de agua. En segundo lugar, el transporte de Sverdrup ocasiona una acumulación de masa en el centro del giro debido a la distribución del rotor del viento, lo cual produce que allí la presión media ($\bar{\psi}$) aumente. Entonces, las distribuciones geográficas del forzante externo y la topografía del fondo parecen ser los factores de mayor peso en la determinación del transporte de masa integrado verticalmente.

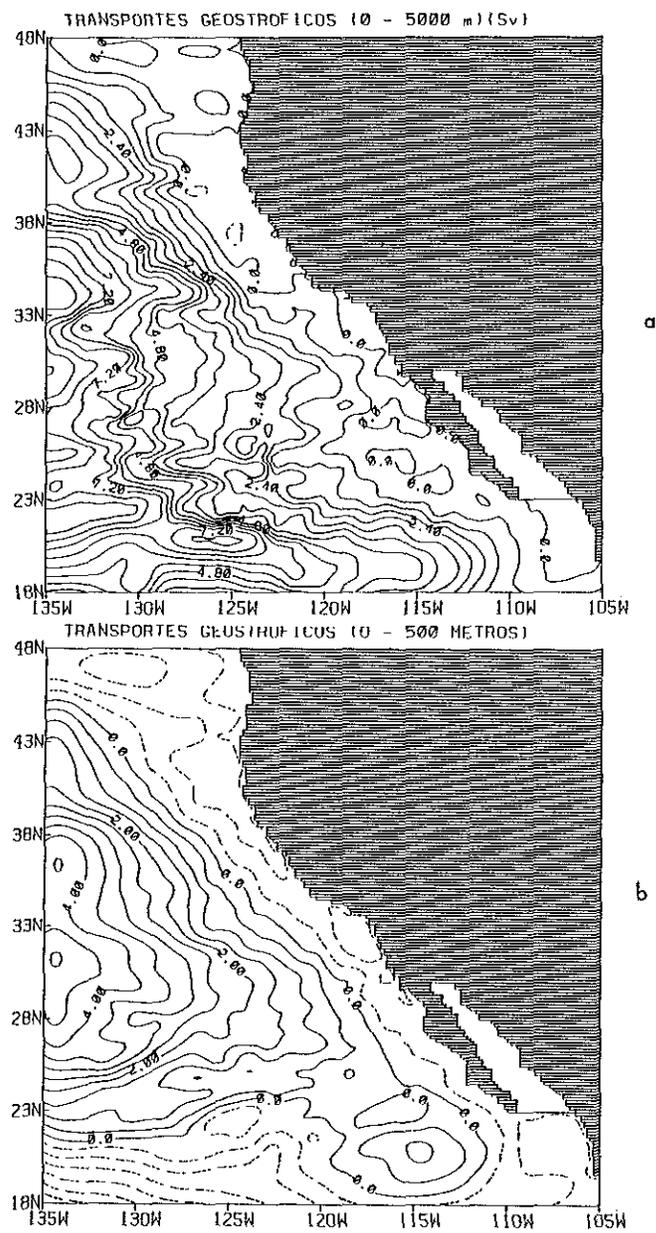


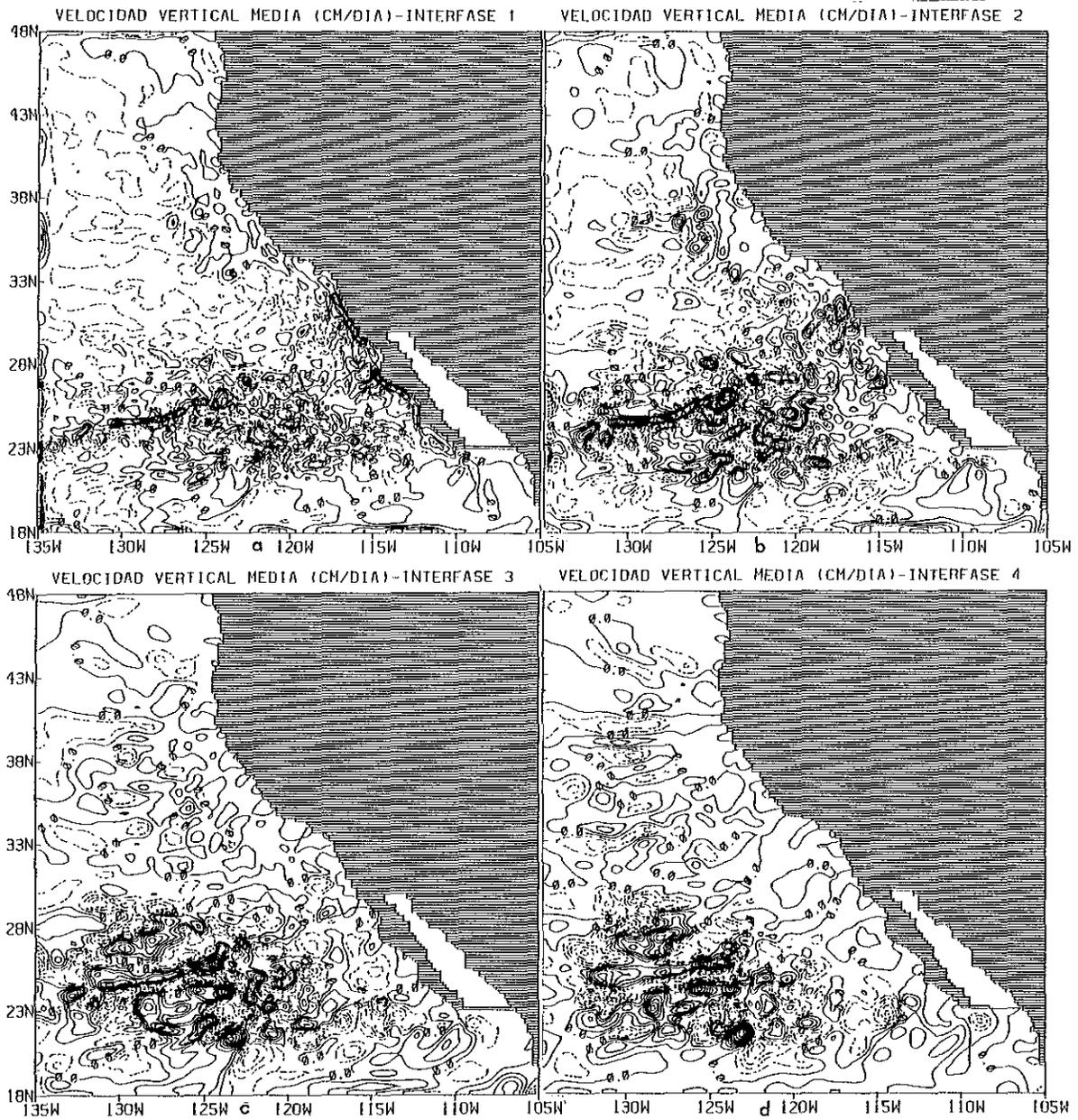
Figura 9. Transportes geostroficados ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$). a) $ic = 0.6 \text{ Sv}$. b) $ic = 0.5 \text{ Sv}$.

Debido a la integración vertical del transporte de cada capa, la divergencia del transporte de masa es cero (la divergencia en una capa produce convergencia en sus vecinas), y las únicas componentes que determinan el transporte son el rotor del viento, la velocidad vertical en el fondo y la capa de fondo de Ekman (ver Pond y Pickard, 1978 pag. 108). En el presente caso debemos incluir una componente baroclínica debido a la presencia de perturbaciones. Notemos que en la figura 10a, al norte de 28°N, el signo de la velocidad vertical media (calculada aplicando (7) a (2)),

$$\bar{w} = J(\bar{h}, \bar{\psi}) + \overline{J(h, \psi)} \quad (8)$$

es el mismo que el del rotor del viento mostrado en la figura 1a. Al sur de esa latitud, los signos son opuestos en gran parte de la zona, lo cual es debido a la gran actividad de las perturbaciones allí existentes, las cuales reducen con su rotación ciclónica el espesor de la capa de Ekman. Esto se debe a que el último término de (8) es el que prevalece en esa zona (esto se aprecia de la comparación de la figura 10 con los campos de $J(h, \psi)$ (no mostrados)). En las superficies isopícnicas profundas la velocidad vertical media se halla marcadamente influenciada por la topografía del fondo y su rugosidad, en tanto que en la interfase superficial y al norte de 28°N prevalece el primer término del segundo miembro de (8) debido al rotor negativo del viento. Es notoria la similitud de los patrones de \bar{w} con los de $J(h, \psi)$ al sur de 28°N en las interfases 1 y 2 y en toda la cuenca para el resto de las interfases. Destaquemos que a 40°N y para la interfase 3 (fig. 10c), se detectan contornos zonales que mantienen esa orientación hasta el fondo. Esta característica es ocasionada por el escarpamiento de Mendocino, cuyas isobatas tienen orientación zonal.

En la región costera (fig 9b) se ve que el transporte es hacia el norte al norte de Punta Concepción y en la Bahía de California. Esto es probablemente ocasionado por la CD y la CSC respectivamente. Como ya se sugirió anteriormente, esto implicaría que el forzante externo y la topografía del fondo serían suficientes para determinar la existencia del "Southern California Eddy" y que por lo tanto las islas y bancos no son generadoras de la CSC aunque si pueden tener importancia en otros aspectos menores no incluidos en la dinámica CG. La SC parece apreciarse de la figura 17b en donde las líneas llenas representan componente meridional hacia el norte (recordemos que la capa 2 comprende la mayor parte del borde de la plataforma continental). Por lo tanto, esto parecería indicar que el modelo reproduce las cuatro corrientes principales del SCC dadas por Hickey (1979) (CC, CD, CSC y SC) y otras características de menor escala como el SFE.



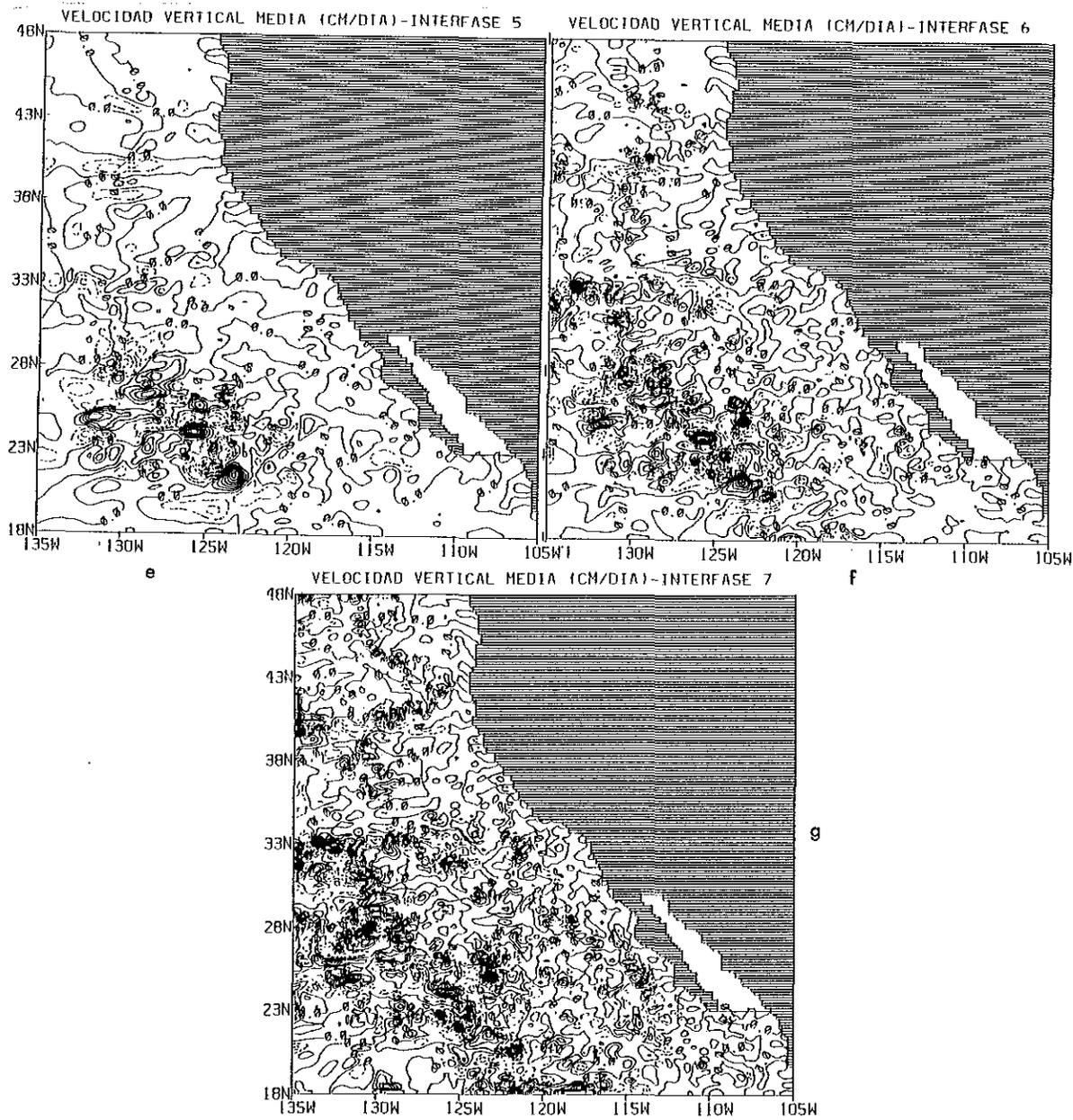


Figura 10 (cont.). e) 4; -32 y 28 f) 6; -42 y 48 g) 10; -200 y 180.

II.2 Circulación Lagrangiana.

Si aplicamos la técnica (7) a la ecuación (5) y promediamos para los dos años se obtiene que,

$$J(\bar{\psi}_k, \bar{Q}_k) = -\overline{J(\psi_k, Q_k)} + A \nabla^2 \bar{\psi}_k + \frac{\nabla_x \bar{\tau}}{\rho_0 H_k} \delta_{k,1} - \epsilon \nabla^2 \bar{\psi}_k \delta_{k,2} \quad (9)$$

en donde, al igual que en (8), suponemos que las derivadas locales de cantidades promediadas para toda la serie son despreciables frente a los demás términos. Destaquemos que si el segundo miembro es cero o casi cero la advección media de vorticidad potencial es nula y existe una relación funcional entre las variables del jacobiano,

$$J(\bar{\psi}, \bar{Q}) = 0 \rightarrow \bar{\psi} = \bar{\psi}(\bar{Q})$$

es decir que el flujo sigue en forma aproximada contornos de \bar{Q} -cte. Estos contornos se conocen en la literatura como contornos geostróficos y representan las líneas de intersección de las superficies de vorticidad potencial constante con las superficies isopícnicas. En otras palabras, son las trayectorias inerciales que seguirían las partículas del fluido en ausencia de forzamiento, fricción y perturbaciones. En la figura 11 vemos estos campos para las diferentes capas del modelo. En base a ellas podemos distinguir diferentes regímenes de la circulación media. En la capa superior (fig. 11a), los contornos geostróficos son aproximadamente paralelos a las líneas de corriente de la figura 4a (ver figura 12). Esto implica en general, que las líneas de \bar{Q} -cte están controlando al flujo medio y por otra parte que el forzamiento no tiene un papel de gran peso en alejar a las partículas de sus trayectorias inerciales. Esta coincidencia parcial entre trayectorias eulerianas (ψ) y lagrangianas (Q) es característica de la circulación superficial del SCC (Reid et al., 1958). Por lo tanto el papel desempeñado por el viento está prácticamente limitado a distribuir la masa en el sistema a través del transporte de Sverdrup.

De estas figuras tenemos, en general, dos tipos de contornos; aquellos que se cierran sobre sí mismos y los que están bloqueados por la costa. Si nos fijamos en (6a) y recordando que estamos bajo la hipótesis CG, vemos que el campo de \bar{Q} depende principalmente de la vorticidad planetaria y de la vorticidad ocasionada por la deformación de los tubos de vórtice (segundo y tercer término del segundo miembro).

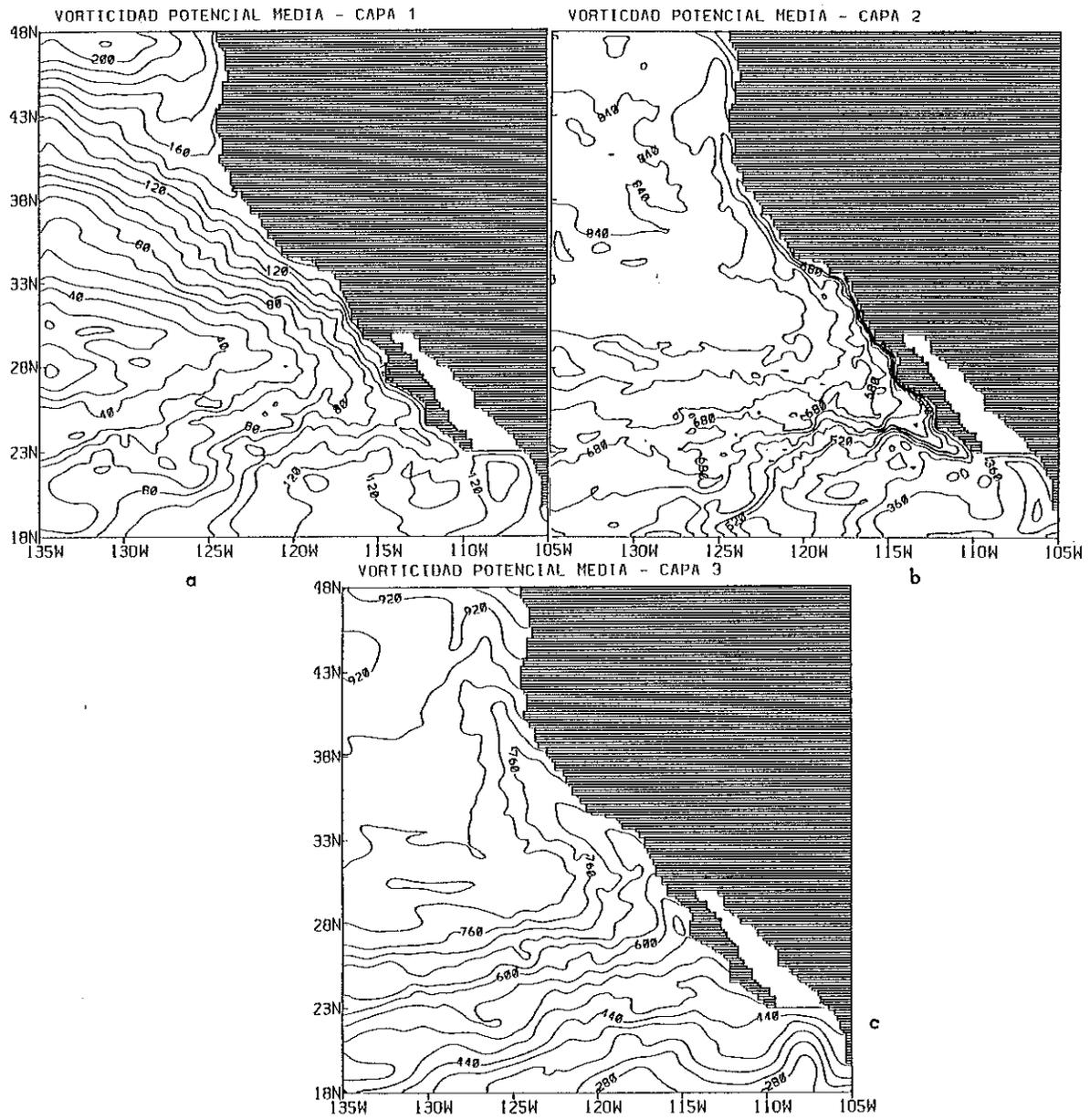


Figura II. Vorticidad potencial media . Unidades e ic: a) $\text{Hz} \times 10^{-6}$ y 10^{-5}
 b) $\text{Hz} \times 10^{-7}$ y 4×10^{-6} c) $\text{Hz} \times 10^{-7}$ y 4×10^{-6}

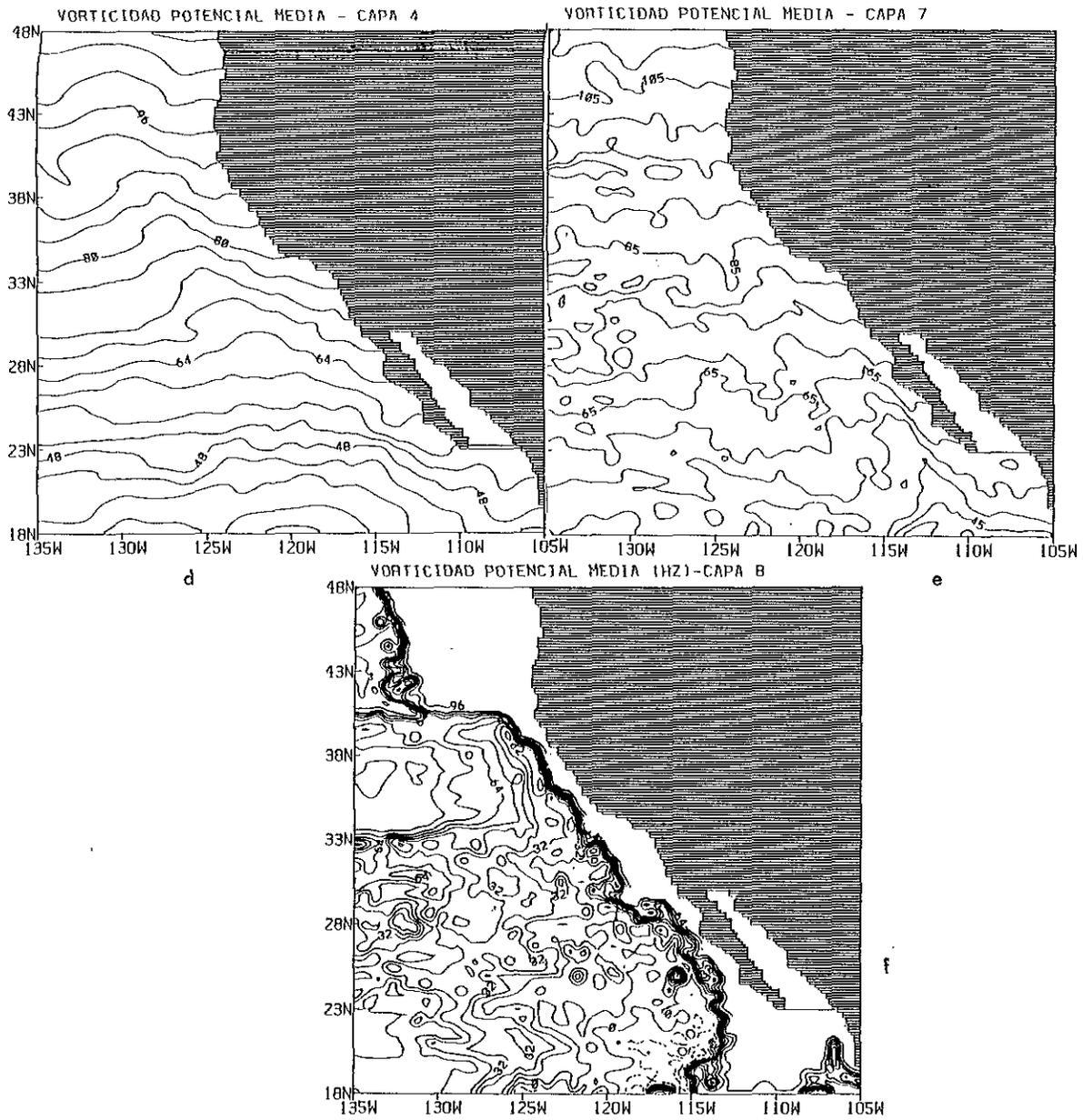
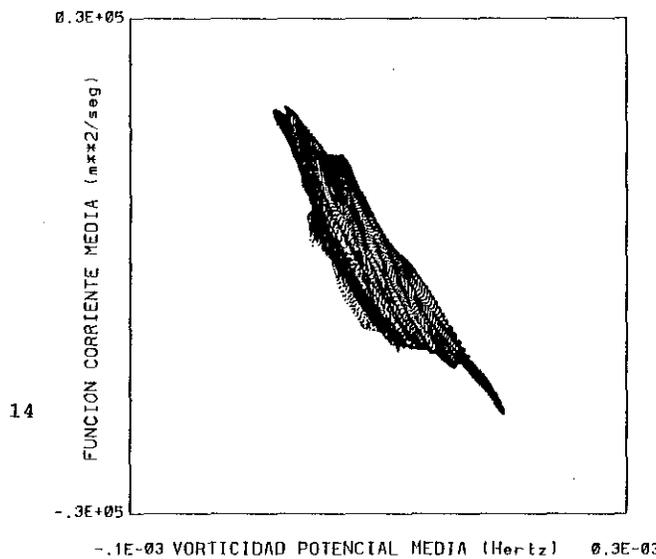
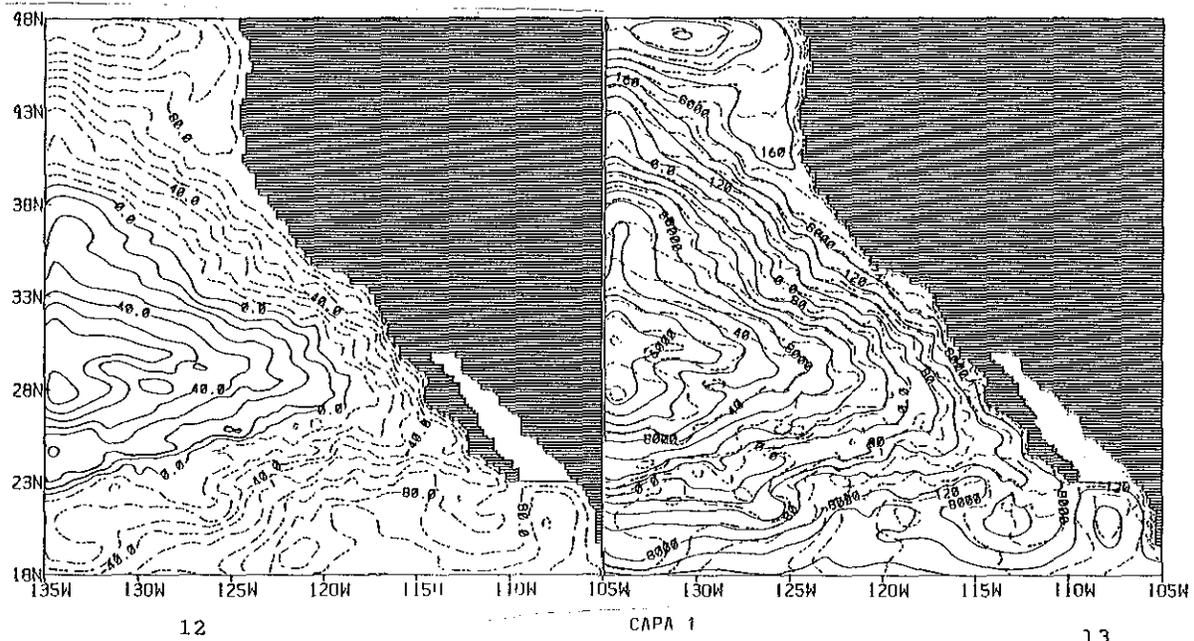


Figura II (cont.). d) $\text{Hz} \times 10^{-6}$ y 4×10^{-6} e) $\text{Hz} \times 10^{-6}$ y 5×10^{-6} f) $\text{Hz} \times 10^{-6}$ y 8×10^{-6}



- Figura 12. Desplazamiento medio de la interfase superior (metros) $i_c=10$ m.
 Figura 13. Línea llena: función corriente media, línea punteada vorticidad potencial media.
 (ambas para la capa superior).
 Figura 14. Diagrama de dispersión para la capa superior (con los datos de la fig.13)

Este último está relacionado con la distribución de masa ocasionada por el viento medio y de la figura 13 se ve que sus contornos (\bar{h}) son también cuasi-paralelos a los de \bar{Q} . Por lo tanto un contorno geostrófico cerrado es un indicio de que el forzamiento externo está sobreponiéndose al efecto beta, el cuál tiende a crear contornos zonales crecientes con la latitud.

Ahora, supongamos por un momento, que no tenemos forzamiento externo y que las líneas de corriente son exactamente coincidentes con los contornos geostróficos. Debido a que la esfericidad terrestre va a generar contornos bloqueados por la costa, el flujo debe cumplir en toda la cuenca que $\nabla \cdot \bar{v} = 0$, en donde ∇ es el vector velocidad simbolizado de ahora en más como V . Esto es debido a la condición de impermeabilidad que debe cumplir el flujo en las fronteras, ya que los contornos bloqueados transmiten esa información al interior de la cuenca. En nuestro caso, con forzamiento, un contorno bloqueado implica flujo a través de él, y como veremos más adelante, eso implica una cascada de enstrofia hacia escalas menores. A diferencia del océano, la atmósfera no posee barreras meridionales que restrinjan al flujo y por ese motivo la circulación general de la misma está caracterizada por vientos eminentemente zonales. El papel desempeñado por las costas entonces es de gran importancia en el establecimiento de corrientes no zonales en presencia de un forzamiento externo.

Es de esperar entonces que la velocidad del flujo en áreas de contornos cerrados sea mayor que la velocidad del mismo cuando el contorno está bloqueado. Esto es debido al debilitamiento de los gradientes de presión ocasionado por los pequeños desplazamientos de las interfases (isopícnas) en relación al espesor de la capa. Para darnos una idea de esto comparemos la relación R del espesor medio máximo de cada capa con el espesor de la capa en reposo,

$$R_1=1.70 \quad R_2=1.40 \quad R_3=1.29 \quad R_4=1.20 \quad R_5=1.09 \quad R_6=1.08 \quad R_7=1.20$$

La relación de espesores es máxima en superficie y decrece hacia abajo con un leve aumento en el fondo debido al efecto de la topografía. El hecho de que el desplazamiento de las interfases en superficie y en el fondo sea grande (mucho mayor que $O(R_0)$) con respecto al espesor de la capa en reposo implica según Pedlosky (1979, ec. 3.12.25) que nos acercamos al balance geostrófico absoluto (muy bajas frecuencias) con lo cual el requisito $\omega \ll f$ se cumple con holgura. Es por este motivo que el flujo medio superficial y abisal sigue aproximadamente contornos geostróficos. Continuando con la figura 11a notemos que a lo largo de toda la costa existen contornos bloqueados, pero al alejarnos de ella, los mismos no la intersectan (vemos que algunos de ellos se cierran y

otros muy probablemente también lo hacen pero al oeste del dominio en estudio). Este bloqueo es probablemente ocasionado por la condición de no deslizamiento en las fronteras rígidas.

En las figuras 11b,c notamos que existe un aumento de la importancia del efecto beta (aumento de \bar{Q} con la latitud), debido al debilitamiento del término que contiene a N en la ecuación (6a), ya que el efecto de la distribución de masa debido al viento es menor a mayor profundidad. Se aprecia que en la capa 2 aún existen contornos cerrados y también que en la capa 3 todavía hay contornos paralelos a la costa, especialmente en aquellas zonas donde el flujo medio alcanza mayores velocidades. Esto sugiere que el viento tiene cierto peso en la determinación del campo de \bar{Q} hasta la capa 3 inclusive (no siempre en todo el dominio geográfico). Esto concuerda con lo dicho en la sección I.1 en base al campo de $\bar{\psi}$. Para comprobar esto más formalmente recurrimos a la derivación presentada por Rhines y Holland (1979). Para calcular la profundidad máxima de influencia del viento (o también llamada profundidad del giro) ellos suponen que la vorticidad potencial producida por la deformación media de las superficies isopícnicas es mayor o igual a la vorticidad planetaria (ver ec. (6a)). Con esto y empleando la relación del viento térmico obtienen:

$$D \leq \frac{f}{N} \sqrt{\frac{U}{\beta}} \quad (10)$$

en donde N es la frecuencia de Brunt-Valsala y U es la velocidad media típica del fluido. Aplicando (10), y tomando $N = 6 \times 10^{-3} \text{seg}^{-1}$, $f = 8 \times 10^{-6} \text{seg}^{-1}$, $\beta = 1.92 \times 10^{-11} \text{m}^{-1} \text{seg}^{-1}$, $U = 2 \times 10^{-2} \text{m} \text{seg}^{-1}$, obtenemos para este modelo, $D \approx 430$ metros. Esta profundidad se ubica poco más allá de la mitad de la capa 3, lo cual esta de acuerdo con lo obtenido de las inspecciones visuales de los campos medios de la circulación. Este simple cálculo muestra que la circulación inducida por el viento se halla confinada a una muy delgada capa superficial del océano (en este caso 8% de la profundidad total).

Un fenómeno interesante de destacar de las capas dos y tres es la homogenización de vorticidad potencial (Rhines y Young, 1982b). Observamos que en ambas capas existen áreas en donde la vorticidad potencial media es casi constante espacialmente. El mismo fenómeno también se observa, tal como lo predice la teoría, en los campos de enstrofia potencial de mesoescala (\bar{Q}''^2) mostrados en la figura 28b,c. Sin embargo no podemos afirmar que el mecanismo de expulsión de gradientes de vorticidad potencial, conocido como dispersión de corte, este trabajando activamente en el presente dominio geográfico. Según Young (1989, comunicación personal) es muy

probable que la mayor producción de gradientes nulos este ocurriendo al oeste de nuestra frontera occidental. Entonces la homogenización observada al este de $135^{\circ}W$ se debería principalmente a advecciones que tienen lugar a través de la frontera abierta del modelo. Esta suposición parece confirmarse por la relación existente entre $\bar{\psi}$ y \bar{Q} en la región homogénea y también en la banda formada por la primer celda de cada latitud.

Una de las suposiciones sobre la cuál esta basada la mencionada teoría, nos impone trabajar en un medio en el que el campo de perturbaciones sea débil con respecto al flujo medio. Formalmente según Rhines y Holland (1979),

$$\gamma = \frac{|\vec{x}(t) - \vec{x}(0)|}{L_m} \ll 1 \quad (11)$$

en donde $\vec{x}(t)$ es la posición de una partícula referenciada a un contorno geostrófico al tiempo cero, y L_m es la escala de variación del flujo medio (si el fluido se moviera conservativamente a lo largo de los contornos geostróficos y sería nula) ((11) se conoce como aproximación de dos escalas). Para que se cumpla (11) entonces la turbulencia deber ser débil de tal forma que cada partícula no pierda su referencia con respecto a los contornos geostróficos. No obstante existen experimentos recientes que han evidenciado homogenización de vorticidad potencial en un medio con un fuerte campo de perturbaciones. Actualmente se continúa investigando activamente sobre este fenómeno y la última palabra no está aún dicha. Existen en la naturaleza otros flujos con líneas de corriente cerradas que evidencian homogenización de una propiedad cuasi-conservativa, como por ejemplo la homogenización del campo magnético en la fotosfera solar.

Las capas 4, 5 y 6 del campo de \bar{Q} (fig. 11d, e, f) muestran que el término de la vorticidad planetaria es el que domina en la ecuación (6a). Esto implica, como ya se adelantó, un flujo medio débil pero también nos dice que es imposible la existencia de un flujo laminar ya que el fluido no puede estar siguiendo contornos geostróficos pues debe cumplir la condición de impermeabilidad en las fronteras rígidas. Por lo tanto y de acuerdo a (9) el único término que puede forzar al fluido a cruzar un contorno geostrófico es el primer término del segundo miembro, es decir la actividad turbulenta del flujo (comparar con la figura 4). Debido a que los gradientes de velocidad son pequeños y a que el viento sólo se aplica en la capa superior, los demás términos no son importantes

comparados con la advección turbulenta (con excepción de la capa esponjosa). Volveremos más detalladamente sobre la ecuación (9) en la sección siguiente.

Las capas 7 y 8 (fig. 11g,h) muestran la influencia de la topografía sobre el campo de vorticidad potencial. En la capa 7 esa influencia es indirecta ya que se manifiesta a través de la deformación de la interfase que separa las capas 7 y 8. En tanto que en la capa 8 la influencia es directa a través del término $f_0 b/H_8$ en la relación (6a).

Blumen (1968) demostró que los campos de ψ y Q son suficientes para determinar si un fluido geofísico CG es estable o no. La condición necesaria y suficiente de estabilidad hallada es:

$$\frac{\partial \psi}{\partial Q} > 0 \quad (12)$$

la cual también es válida para los campos medios de esas variables.

Aplicando (12) a nuestros campos medios obtenemos (ver figura 14) que la capa superior cumple la condición necesaria (pero no suficiente) de inestabilidad en todo su dominio. El mismo resultado obtienen Cummins et al. (1988) en su modelo de 3 capas. Observemos que el segundo miembro de (9) impide que la relación entre $\bar{\psi}$ y \bar{Q} sea más cerrada, es decir que la dispersión de puntos sea menor. Es muy probable que con series de tiempo de mayor longitud que las empleadas aquí (2 años) se obtenga una dispersión menor. Dicha estacionaridad es más difícil de alcanzar en casos como el presente, en los que el forzante no es ni estacionario ni periódico. Las capas restantes muestran una mayor dispersión que la capa superficial. Esto sugiere que en las mismas la actividad turbulenta es muy activa en comparación con la capa superficial, en la cuál se aplica un forzante que si bien no es periódico tiene una distribución media anual característica (cuasi-periódica) y con un momento de segundo orden pequeño en relación al de primer orden (ver figura 1a,b). En las secciones siguientes volveremos sobre este tema.

II.3 Análisis de la ecuación (9)

Estudios observacionales (Leetma, Miller y Stommel, 1977) y modelos numéricos (Holland y Rhines, 1980) han mostrado para el Atlántico Norte, que el balance de Sverdrup (solución estacionaria de las ecuaciones cuasi-geostróficas) no se mantiene en las cuencas por ellos analizadas. Si reparamos en (9) podemos advertir que la presencia de un campo activo de

perturbaciones puede evitar que dicho balance sea alcanzado. De hecho Holland y Rhines (1980) hallan en su modelo de dos capas que la eliminación del transporte de la capa inferior produce una relación de Sverdrup más cerrada entre el rotor del viento y el flujo medio de la capa superior. Esta es la razón por la cual podemos afirmar que el transporte de Sverdrup se halla confinado a la capa superficial de un océano debilmente difusivo. Para la capa superior del presente modelo se obtuvo que el balance de Sverdrup (Young, 1987),

$$J(\bar{\psi}_1, \bar{Q}_1) = \frac{\nabla_x \bar{\tau}}{\rho_0 H_1} \quad (13)$$

se logra al 20% sólo en las áreas 1 y 3 de la figura 15. Nótese que en esas zonas el flujo medio tiene las mayores velocidades de toda la cuenca. En las áreas 2 y 4 la gran actividad de las perturbaciones impide que se logre (13) al 20%. Es importante hacer notar que Holland y Rhines (1980) consideran al balance de Sverdrup para la capa superior;

$$\beta \bar{v} = \frac{\nabla_x \bar{\tau}}{\rho_0 H_1} \quad (14)$$

en donde \bar{v} está integrada verticalmente. Si nos limitamos al caso (14), no se logra el balance de Sverdrup en ninguna parte de la cuenca debido al fuerte efecto de la baroclinicidad (comparar las figuras 16a, 17 y 18a).

En las capas subsiguientes el principal equilibrio en la ecuación (9) está dado por el balance turbulento de Sverdrup,

$$\bar{V} \cdot \nabla \bar{Q} = -\nabla \cdot \bar{V}' Q' \quad (15)$$

En las figuras 18b,c y 19b,c se graficaron ambos miembros de (15) para las capas 2 y 3. En ellas vemos la marcada similitud, cuali y cuantitativa, que existe entre ambos campos. Si el efecto beta es dominante en (6a) como es el caso de las capas 4,5,6 y 7 el balance turbulento de Sverdrup se reduce a:

$$\beta \bar{v} = -\overline{J(\psi', Q')} \quad (16)$$

en donde el forzamiento eólico es reemplazado por el forzamiento turbulento, lo cual implica ausencia de flujo laminar tal como se adelantara. Esto es debido principalmente a la presencia de fronteras meridionales que impiden que el flujo siga contornos geostrofos. Cuando analicemos el problema de la difusividad en la sección II.5 explicaremos

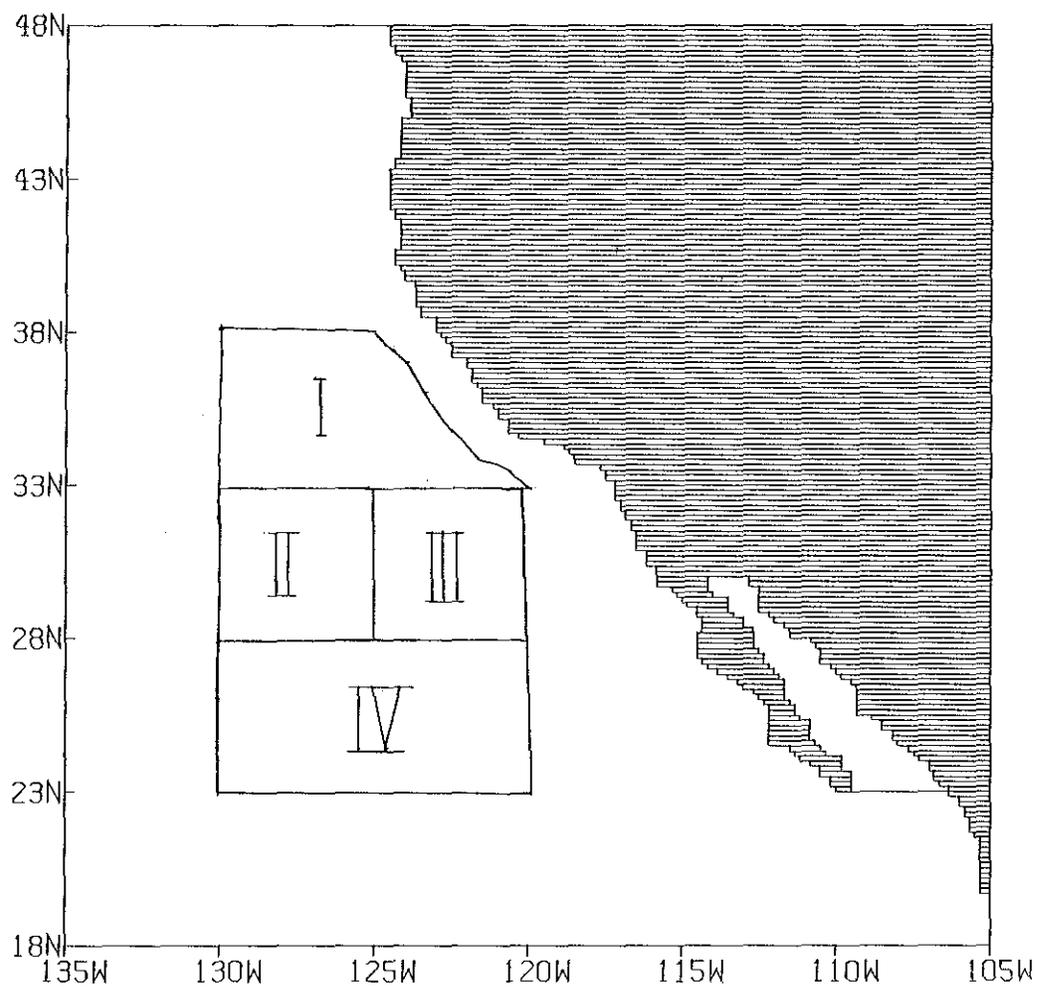


Figura 15. Zonas en las que se aplicaron diferentes análisis.

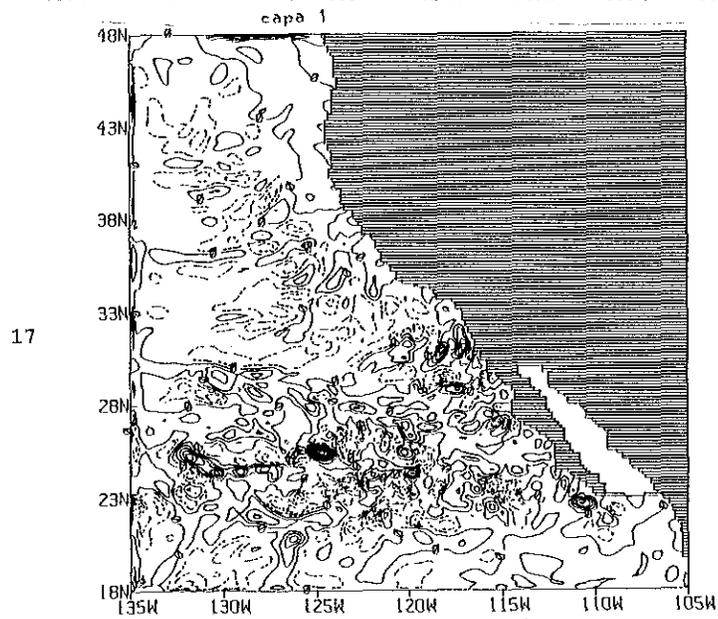
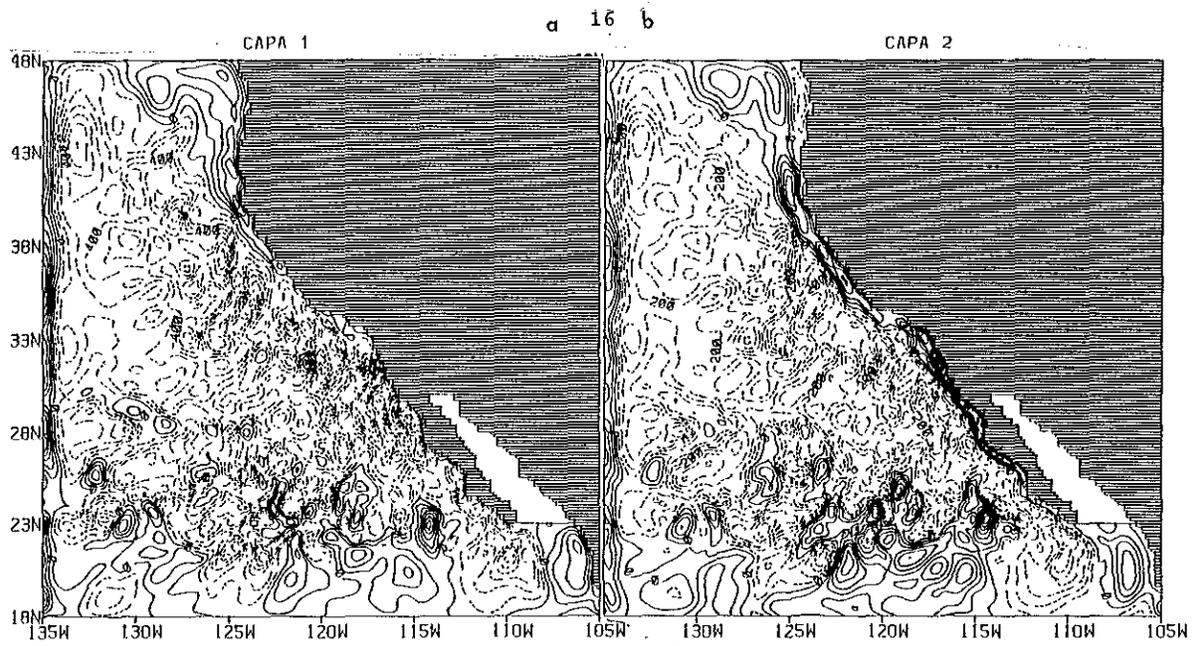


Figura 16. $\rho \bar{v}$ (Hz^2) ic y vmm: a) 10^{-13} , -9×10^{-13} y 6×10^{-13} b) 5×10^{-14} , -4.5×10^{-13} y 3.5×10^{-13} .

Figura 17. $J(\bar{v}, \bar{v})$ (Hz^2) ic = 6×10^{-13} . vmm = -4.8×10^{-12} y 6×10^{-12} .

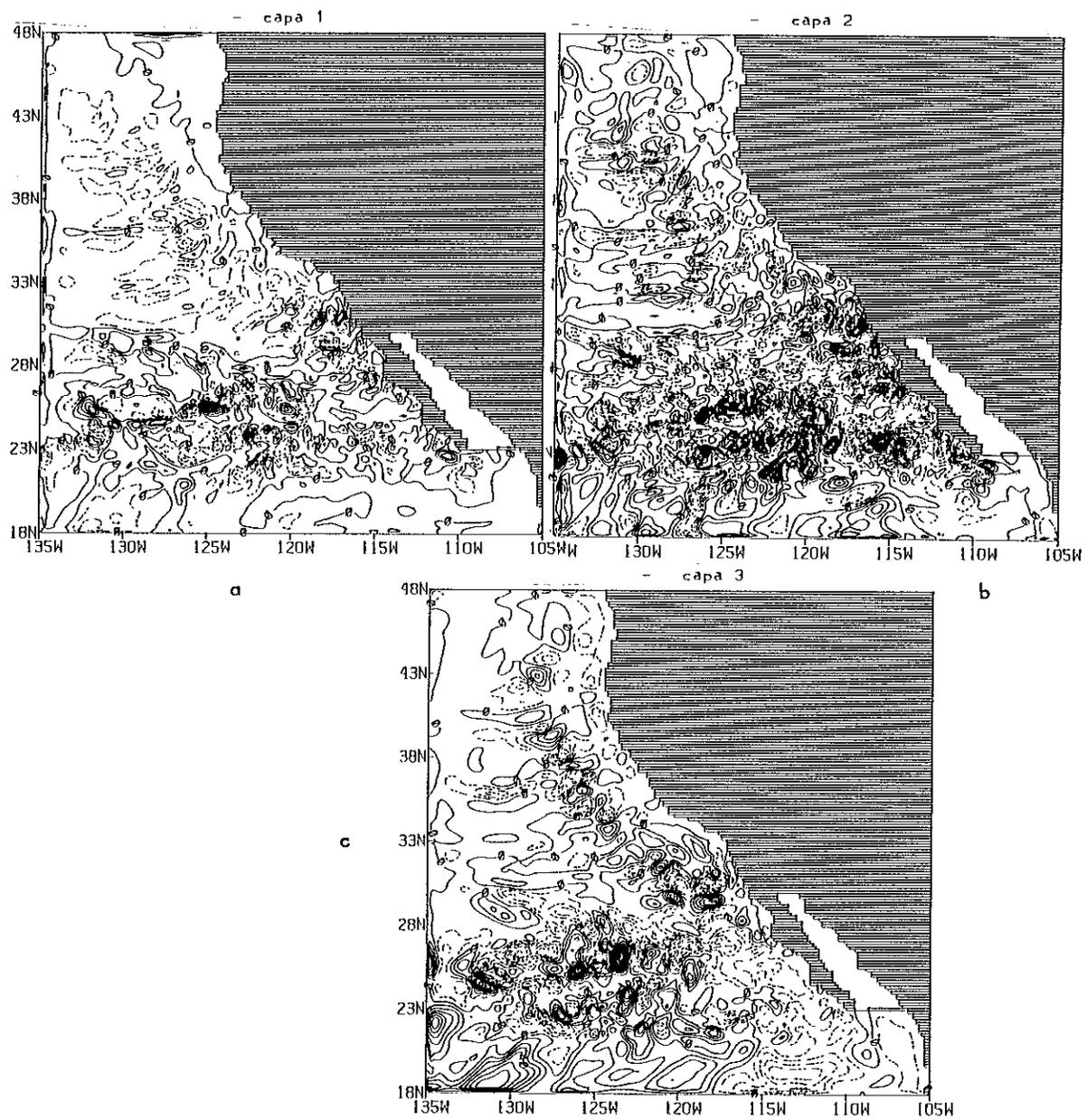


Figura 18. $J(\varphi, \bar{Q})$ (Hz^2), ic y vmm: a) 9×10^{-13} , -6.3×10^{-12} y 7.2×10^{-12}
 b) 2×10^{-13} ; -2.4×10^{-12} y 2×10^{-12} c) 10^{-13} ; -1.2×10^{-12} y 1.4×10^{-12} .

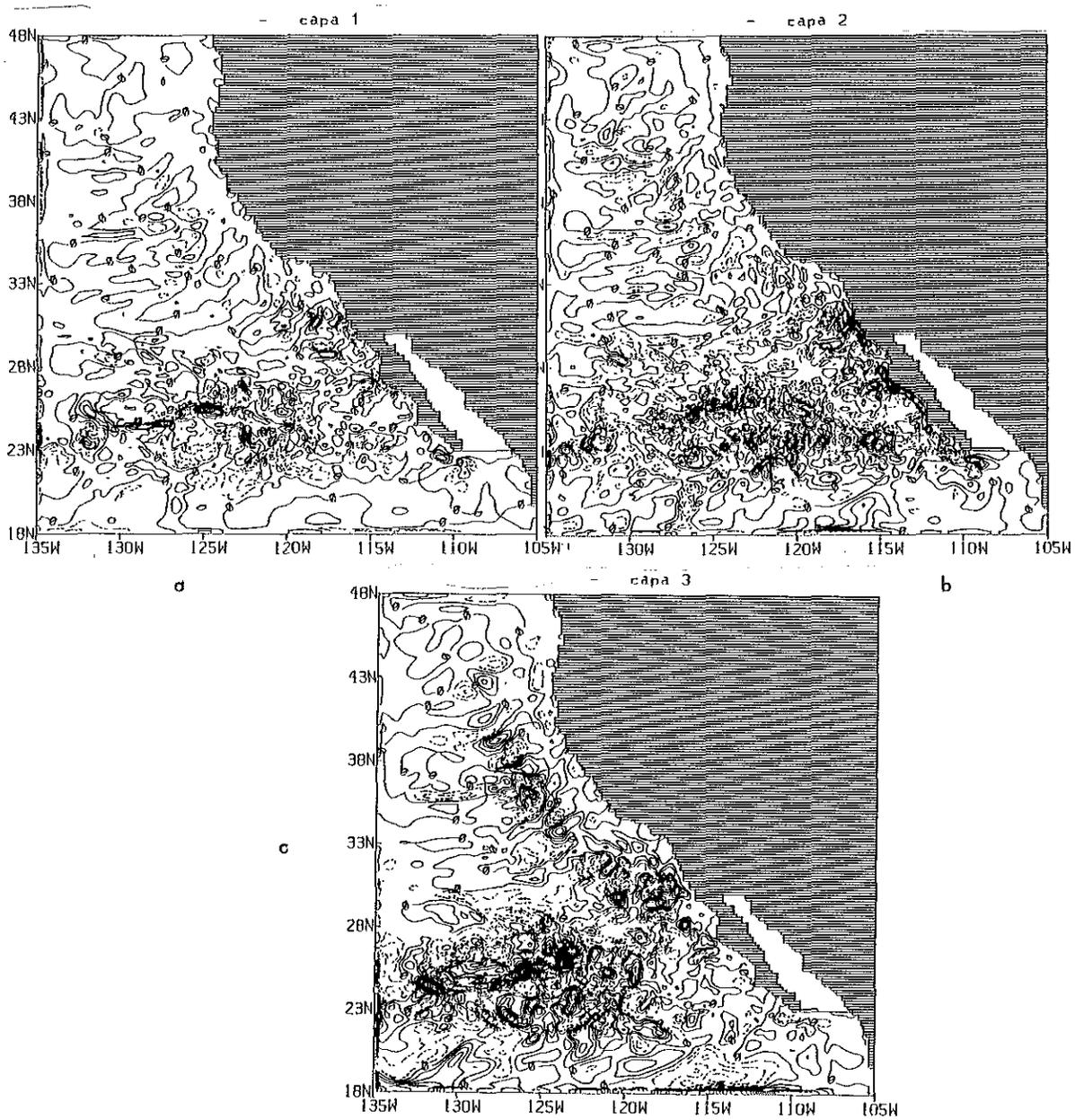


Figura 19: $\overline{v'q'}$ (Hz^2). în vmm ; a) 10^{-12} ; -8×10^{-12} y 8×10^{-12} b) 3×10^{-13} ; -2.7×10^{-12} y 3×10^{-12} . c) 10^{-13} ; -1.3×10^{-12} y 1.7×10^{-12} .

cual es el mecanismo que produce el cruce de los contornos así como también la importancia de la existencia de perturbaciones en el océano profundo.

II.4 Análisis Energético

Con el objeto de conocer el comportamiento del sistema en estudio y de determinar cuáles son los procesos físicos que dominan la dinámica del mismo se calcularon los energéticos locales para las cuatro regiones abiertas de la figura 15. Hasta no hace mucho tiempo, este análisis se aplicaba a cuencas cerradas (Holland, 1978 por ejemplo) y en casi todos los casos en sistemas de dos o tres capas. De esta forma el número de procesos físicos involucrados, y su repetición en la vertical, es mucho menor que en una región abierta y de alta resolución vertical como es en este caso. Esa diferencia en el número de procesos físicos se debe a la existencia de flujos de energía a través de las fronteras abiertas.

Pinardi y Robinson (1986) derivaron dichos energéticos locales para sistemas CG y los aplicaron al análisis de ondas de Rossby y procesos de inestabilidad hidrodinámicos. Las expresiones matemáticas de los flujos de energía calculados aquí, fueron derivadas por Hall (1986) quien multiplicó la ecuación (5) por $-\psi_k H_k$, y luego aplicó el esquema (7). Dichos flujos se muestran en la tabla II en donde se introdujo la función corriente estrella definida por

$$\psi^* = \psi - \psi_b$$

con el objeto de satisfacer la condición (4). ψ_b es el valor de la función corriente en la frontera. Las energías cinéticas y potenciales por unidad de área son (Holland, 1978):

$$K_k = \frac{\rho_0}{2} \iint H_k |\nabla \psi_k|^2 dx dy \quad (17)$$

$$P_{k+\frac{1}{2}} = \frac{\rho_0}{2} \sigma'_{k+\frac{1}{2}} \iint h_{k+\frac{1}{2}}^2 dx dy \quad (18)$$

La distribución espacial de la energía cinética de las perturbaciones, K' , se presenta en la figura 20. En la capa 1 notamos una elevada concentración de energía al sur de 28°N aproximadamente, que se repite en toda la columna del fluido aunque debilitándose con la profundidad. Holland y Rhines (1980) hallan que la circulación más intensa tiende a ser más barotrópica en su modelo de dos capas y agregan que esta

Tabla II. Símbolos de la ecuación de energía y sus respectivos términos

Símbolo	Término
$\bar{F} \rightarrow \bar{K}_i$	$-\int \int \overline{\psi_i' \nabla_x \bar{v}} dx dy$ trabajo realizado por el viento medio
$F' \rightarrow K'_i$	$-\int \int \overline{\psi_i' \nabla_x \tau'} dx dy$ trabajo realizado por las perturbaciones del viento
$\bar{K}_i \rightarrow \bar{u}_i \bar{K}_i$	$-\rho_0 H_i \int \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}_i \bar{K}_i + \frac{\partial}{\partial y} \bar{v}_i \bar{K}_i \right\} dx dy$ divergencia del flujo medio de \bar{K}
$K'_i \rightarrow u'_i K'_i$	$-\rho_0 H_i \int \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'_i K'_i} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'_i K'_i} \right\} dx dy$ divergencia del flujo perturbado de K'
$K'_i \rightarrow \bar{u}_i K'_i$	$-\rho_0 H_i \int \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}_i K'_i + \frac{\partial}{\partial y} \bar{v}_i K'_i \right\} dx dy$ divergencia del flujo medio de K'
$\bar{K}_i \rightarrow D$	$\rho_0 H_i \int \int \Lambda \overline{\psi_i' \nabla^2 \psi_i'} dx dy$ disipación friccional lateral por el flujo medio
$\bar{K}_i \rightarrow B$	$-\rho_0 H_i \int \int \epsilon \overline{\psi_i' \nabla^2 \psi_i'} dx dy$ disipación de fondo por el flujo medio
$K'_i \rightarrow D$	$\rho_0 H_i \int \int \Lambda \overline{\psi_i'^2 \nabla^2 \psi_i'} dx dy$ disipación friccional lateral por las perturbaciones
$K'_i \rightarrow B$	$-\rho_0 H_i \int \int \epsilon \overline{\psi_i'^2 \nabla^2 \psi_i'} dx dy$ disipación de fondo por las perturbaciones
$\bar{K}_i \rightarrow f$	$\rho_0 H_i \int \int \beta \overline{\psi_i'^2} \frac{\partial}{\partial x} \bar{\psi}_i dx dy$ trabajo medio de la presión debido al efecto β
$K'_i \rightarrow f$	$\rho_0 H_i \int \int \beta \overline{\psi_i'^2} \frac{\partial}{\partial x} \psi_i' dx dy$ trabajo de la presión perturbada por efecto β
$\bar{K}_i \rightarrow W$	$\rho_0 H_i \int \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\psi_i'} \frac{d}{dt} \bar{v}_i \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\psi_i'} \frac{d}{dt} \bar{u}_i \right) \right\} dx dy$ trabajo de la presión media por advección del flujo medio
$K'_i \rightarrow W_0$	$\rho_0 H_i \int \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\psi_i'^2} \frac{\partial}{\partial t} v_i \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\psi_i'^2} \frac{\partial}{\partial t} u_i \right) \right\} dx dy$ trabajo de la presión perturbada por aceleración de las perturbaciones
$K'_i \rightarrow W$	$\rho_0 H_i \int \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\psi_i'} \frac{d}{dt} v_i \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\psi_i'} \frac{d}{dt} u_i \right) \right\} dx dy - (\bar{K}_i \rightarrow W) - (K'_i \rightarrow W_0)$ trabajo de la presión perturbada debido a advección de los campos medio y perturbado
$\overline{[K'_i]} \rightarrow K'_i$	$-\rho_0 H_i \int \int \bar{u}_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \overline{u_i'^2} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{u_i' v_i'} \right\} + \bar{v}_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \overline{u_i' v_i'} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{v_i'^2} \right\} dx dy$ flujo y conversión de \bar{K} en K'

Tabla II (continuación).

$\overline{K}_i \rightarrow \overline{K'_i}$	$-\rho_0 H_i \iint \left\{ \overline{u_i^2} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x} + \overline{u_i v_i} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x} \right) + \overline{v_i^2} \frac{\partial \overline{v}_i}{\partial y} \right\} dx dy$
	flujo y conversión de K' en \overline{K}
$\overline{K}_i \rightarrow \overline{K'_{i+1}}$	$\rho_0 f_0 \iint \overline{\psi'_{i+1}} \overline{w'_{i+1}} dx dy$
	flujo vertical medio del trabajo de la presión en la interfase
$K'_i \rightarrow K'_{i+1}$	$\rho_0 f_0 \iint \overline{\psi'^*_{i+1}} \overline{w'^*_{i+1}} dx dy$
	flujo vertical perturbado del trabajo de la presión en la interfase
$\overline{K}_i \rightarrow \overline{P'_{i+1}}$	$\frac{\rho_0 f_0}{H_i + H_{i+1}} \iint H_i (\overline{\psi'^*_{i+1}} - \overline{\psi'^*_{i+1}}) \overline{w'_{i+1}} dx dy$
	trabajo realizado por las fuerzas de flotabilidad media
$P'_{i+1} \rightarrow K'_i$	$\frac{\rho_0 f_0}{H_i + H_{i+1}} \iint H_i (\overline{\psi'_{i+1}} - \overline{\psi'_{i+1}}) \overline{w'_{i+1}} dx dy$
	trabajo realizado por las fuerzas perturbadas de flotabilidad
$\overline{P}_i \rightarrow \overline{u}_i \overline{P}_i$	$-\rho_0 \iint \left\{ \frac{\partial \overline{u}_i \overline{P}_i}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}_i \overline{P}_i}{\partial y} \right\} dx dy$
	divergencia del flujo medio de \overline{P}
$P'_i \rightarrow \overline{u}_i P'_i$	$-\rho_0 \iint \left\{ \frac{\partial \overline{u}_i P'_i}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}_i P'_i}{\partial y} \right\} dx dy$
	divergencia del flujo perturbado de P'
$P'_i \rightarrow \overline{u}_i P'_i$	$-\rho_0 \iint \left\{ \frac{\partial \overline{u}_i P'_i}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}_i P'_i}{\partial y} \right\} dx dy$
	divergencia del flujo medio de P'
$\overline{P}_i \rightarrow P'_i$	$-\frac{\rho_0 f_0^2}{g'} \iint (\overline{\psi'_{i-1}} - \overline{\psi'_{i+1}}) J(\overline{\psi'_{i-1}} - \overline{\psi'_{i+1}}, \overline{\psi'_i}) dx dy$
	flujo y conversión de \overline{P} en P'
$\overline{P}_i \rightarrow \overline{P'_i}$	$-\frac{\rho_0 f_0^2}{g'} \iint (\overline{\psi'^*_{i-1}} - \overline{\psi'^*_{i+1}}) J(\overline{\psi'^*_{i-1}}, \overline{\psi'^*_{i+1}}) dx dy$
	flujo y conversión de P' en \overline{P}

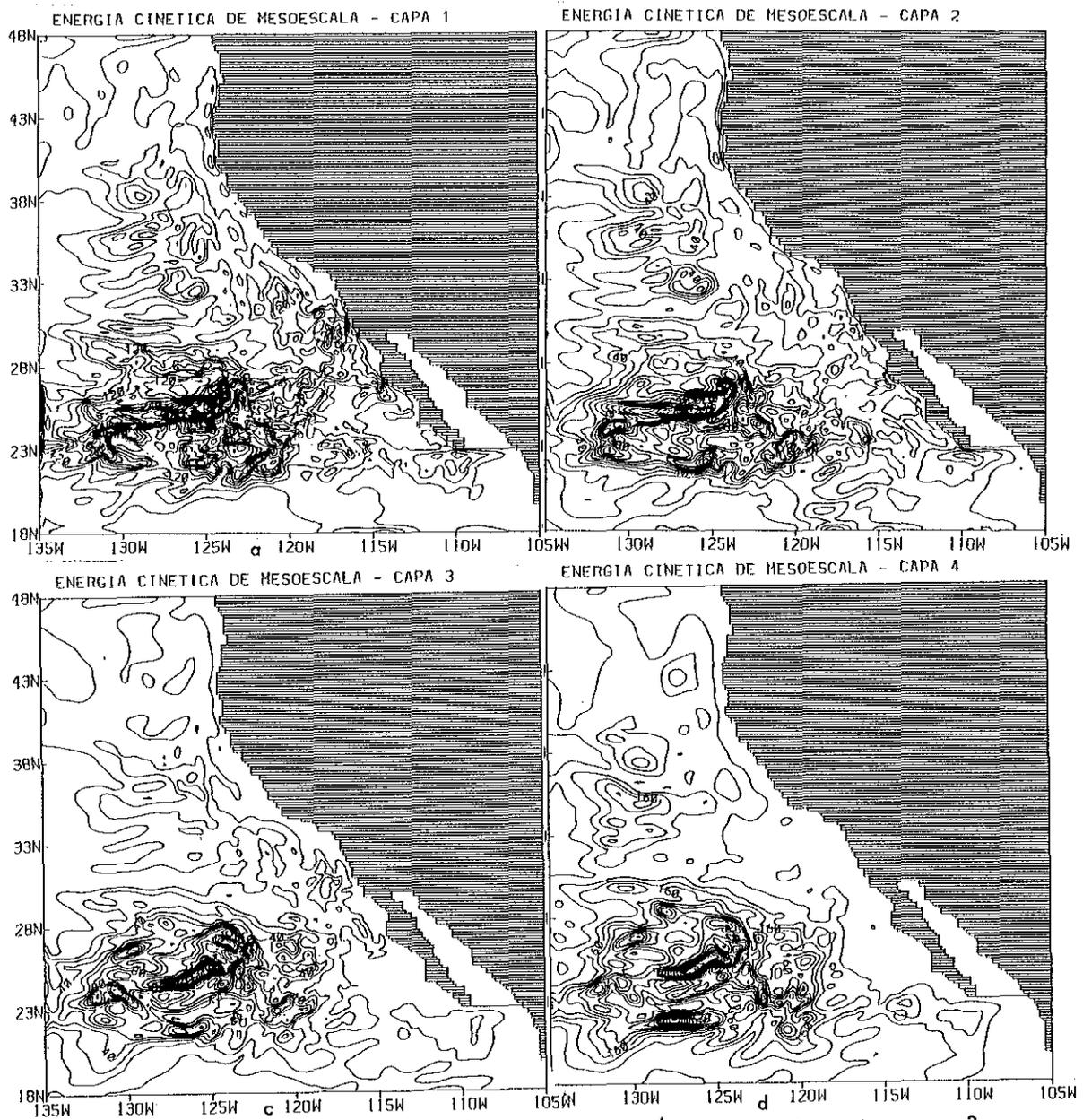


Figura 20. K' (m^2/s^2) ic y vmm: a) 3×10^{-4} ; 0 y 6.3×10^{-3} b) 10^{-4} ; 0 y 2×10^{-3}
 c) 10^{-4} ; 0 y 1.9×10^{-3} d) 4×10^{-5} ; 0 y 7.6×10^{-4} .

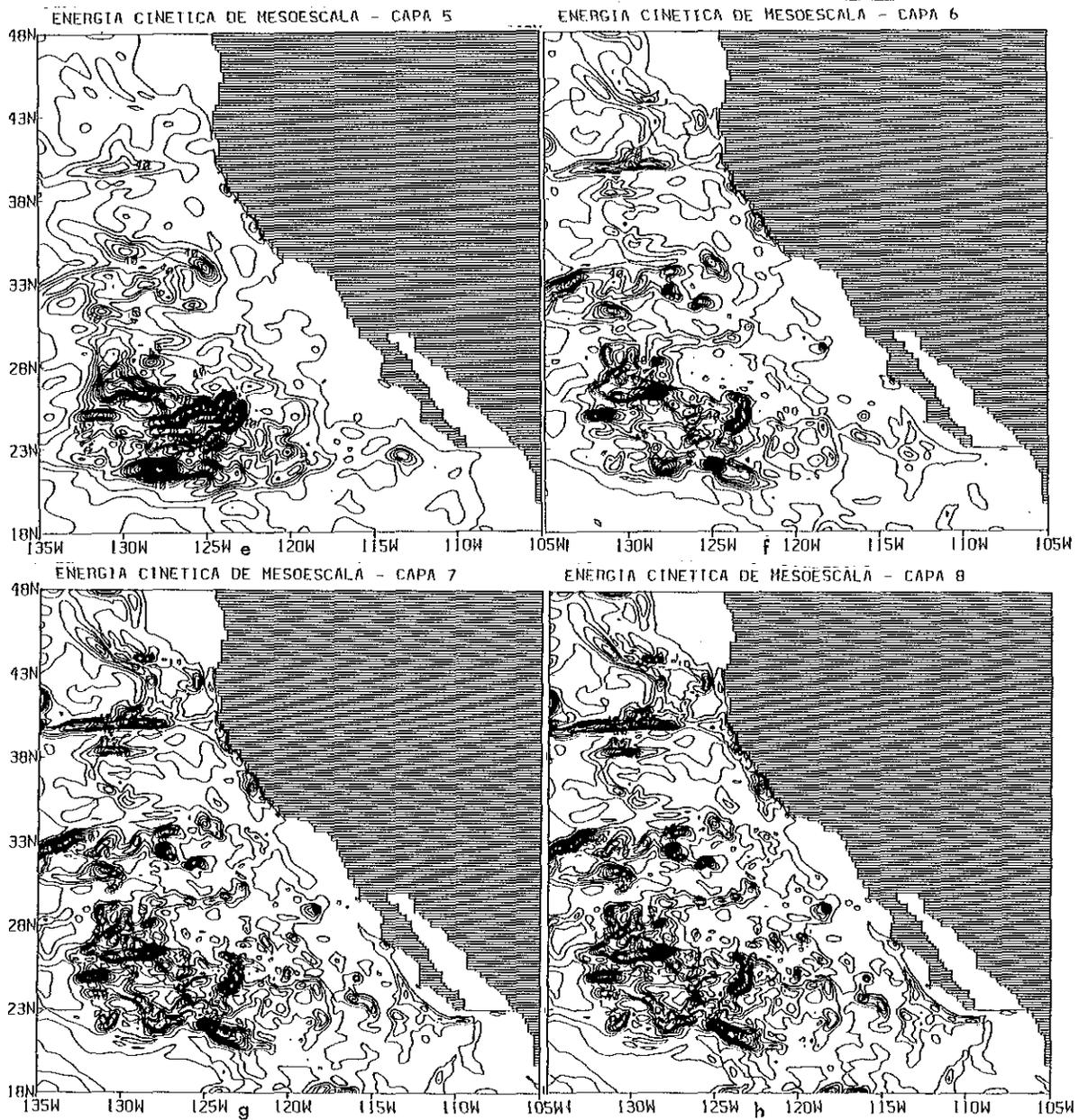


Figura 20 (cont.). e) 10^{-5} ; 0 y 2.5×10^{-4} f) 10^{-5} ; 0 y 1.6×10^{-4} g) 10^{-5} ; 0 y 2.5×10^{-4}
 h) 10^{-5} ; 0 y 2.9×10^{-4} .

tendencia puede verse disminuida en intensidad por la presencia de topografía. Eso podría atribuirse al proceso de barotropización (Rhines, 1977) y a la débil influencia de la topografía del fondo en esa zona. La misma actúa como dispersora del modo barotrópico impidiendo transferencias modales de energía hacia los modos más rápidos, procesos estos característicos de la barotropización. Lee (1988) encuentra por medio de un modelo CG con fondo plano que las ondas alineales (características de la zona 4 como veremos enseguida) son más barotrópicas que las ondas lineales, ya que sobre estas últimas no puede actuar el proceso de barotropización.

En las capas profundas la topografía está desempeñando un importante papel en la distribución de K' . El escarpamiento de Mendocino, por ejemplo, tiene asociado una considerable concentración de K' . Estos efectos son mejor apreciados en la figura 21 en donde vemos que el pico correspondiente a 40°N (escarp. de Mendocino) es detectable hasta la quinta capa (80% de la columna de agua). Boning (1989) halló mediante un modelo de ecuaciones primitivas que K' no es afectada por la rugosidad al nivel de la termoclina. En sus experimentos Boning no considera variaciones de la topografía en gran escala con el objeto de no afectar la estabilidad del flujo medio. El principal efecto, según Boning, que posee la rugosidad del fondo (con escala menor o igual a la de las ondas) es la estabilización de los modos baroclinicos contra la pérdida de energía (debida a interacciones alineales) hacia el modo barotrópico. En otras palabras, ese efecto tiende a reducir la cascada roja de energía y por lo tanto reduce las escalas del movimiento (el modo externo posee la mayor escala). Esta inhibición de la barotropización por la topografía puede ser una de las causas por las cuales difieren cualitativamente los patrones de circulación de superficie y de fondo (Cummins y Mysak, 1988) (ver fig. 4).

Sin embargo Semtner y Holland (1978) empleando un modelo CG con topografía idealizada (exponencial y sin rugosidad), encuentran que la circulación superficial de las perturbaciones es intensificada por la presencia de un gradiente en gran escala de la topografía abisal. En nuestro problema tenemos presentes ambas características (rugosidad de pequeña escala y pendientes del fondo en gran escala) lo cual sugiere que tanto fenómenos inhibitorios de la barotropización como de inestabilidad del flujo medio pueden presentarse. Treguier y Hua (1987) muestran con un modelo CG que el aumento de la baroclinicidad en el caso de fondo rugoso es ocasionado por un proceso de ajuste en la dinámica del sistema más que por una inhibición de las cascadas de energía hacia modos más veloces (mayores escalas).

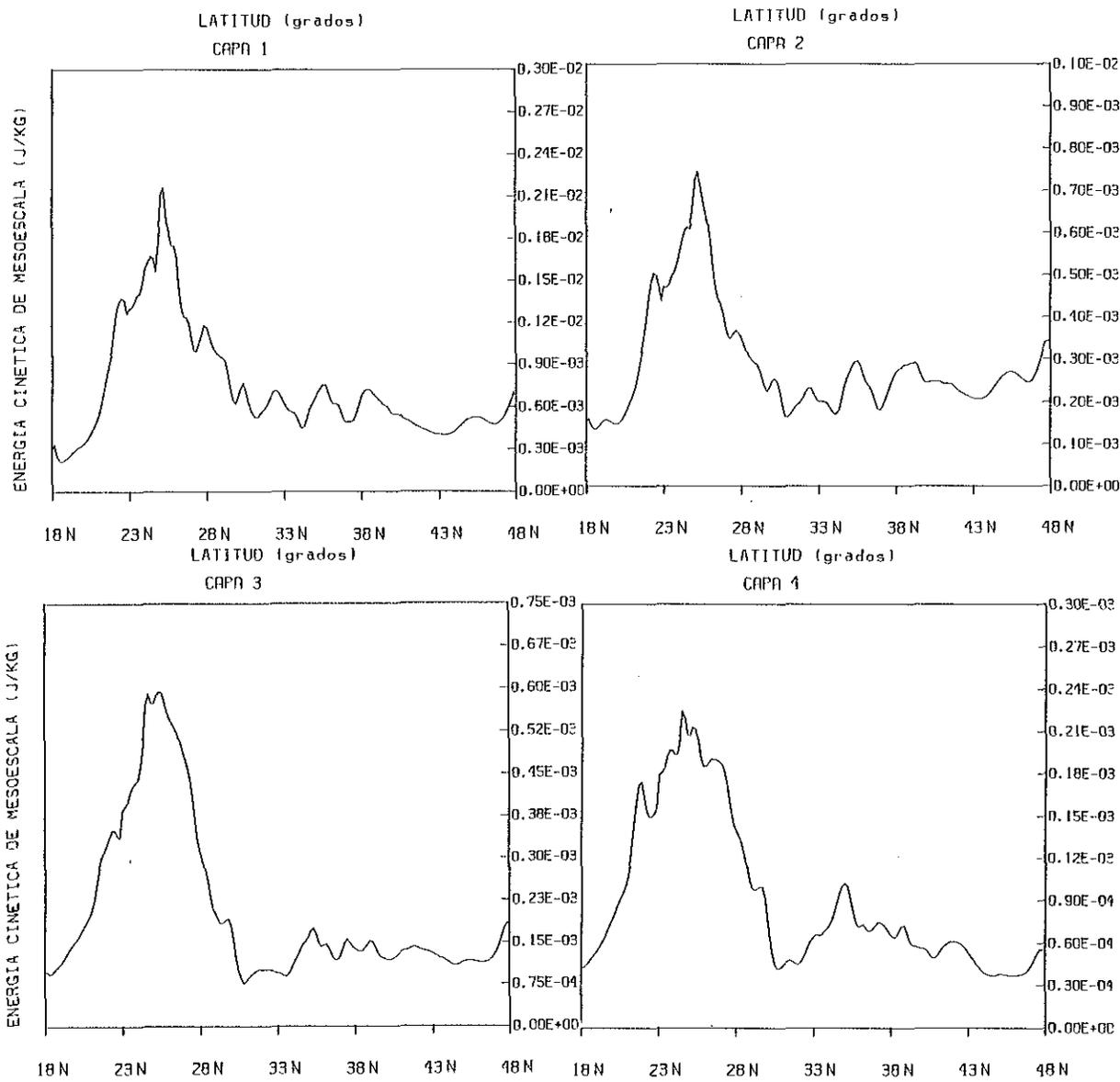


Figura 2). Energía cinética de las perturbaciones en función de la latitud (promediada zonalmente).

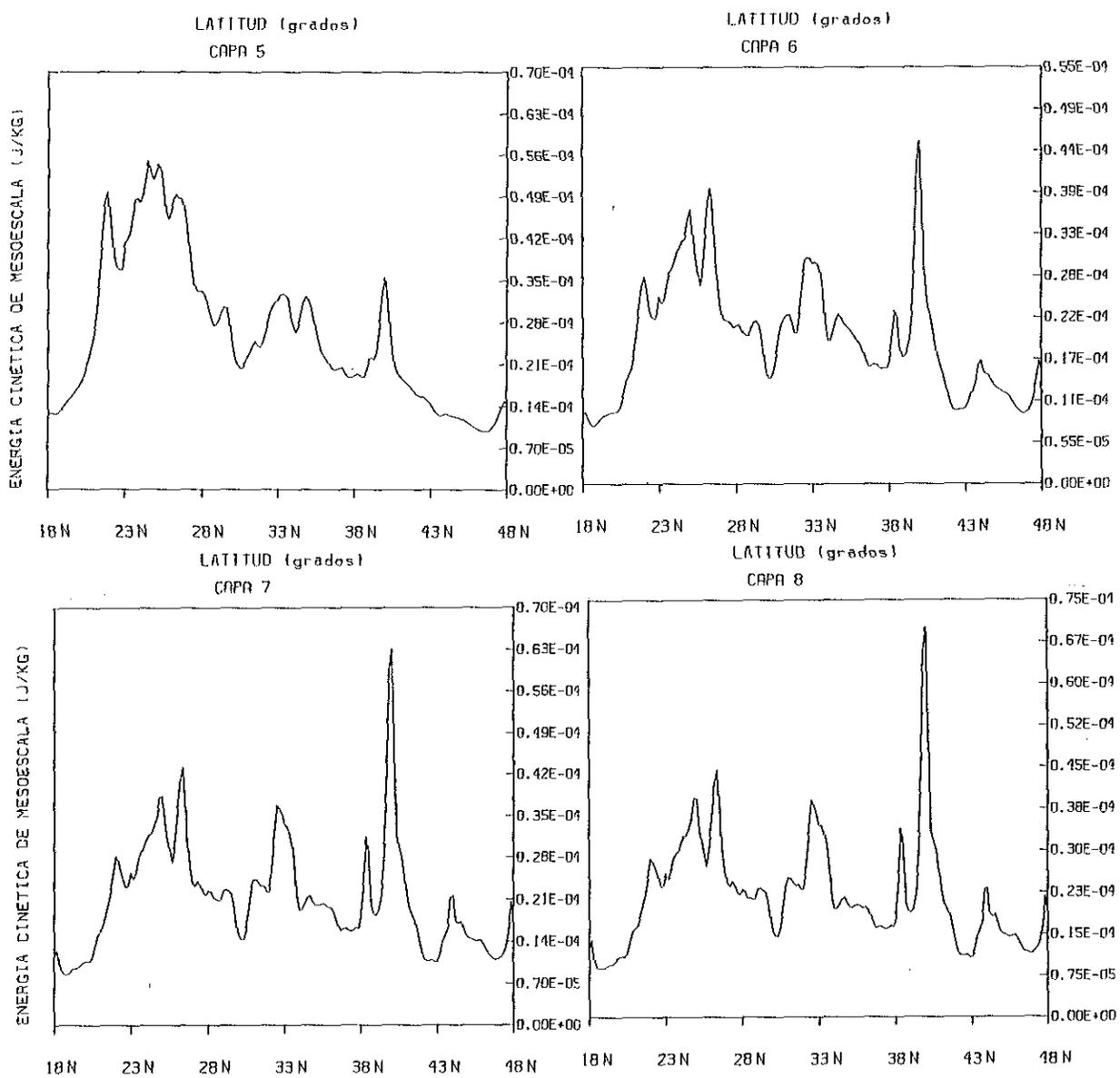


Figura 21. (continuación)

De la figura 20h vemos que las escalas y formas de varias de estas distribuciones de K' están relacionadas con la rugosidad del fondo. Aquí es probable que la rugosidad de pequeña escala esté fraccionando perturbaciones ya existentes en otras de menor escala. Este proceso favorece la disipación lateral ya que la misma actúa más efectivamente en las menores escalas.

La gran concentración de K' al sur de aproximadamente 28°N es un fenómeno ya observado por Niller y Reynolds (1984), McNally et al. (1983) quienes emplearon boyas derivantes y por Lee (1988) quien empleó un modelo CG. Sin embargo estos resultados fueron obtenidos entre los meridianos de 130°W y 170°W . Información obtenida por el satélite Geostat y modelos numéricos de ecuaciones primitivas (Parés-Sierra, 1989 comunicación personal) muestran para esta zona que la mayor energía cinética de las perturbaciones se concentra próxima a la costa debido a la propagación de ondas de Kelvin, así como también en la región correspondiente a la zona 4 de la figura 15. Existen otros fenómenos que pueden alterar dicha distribución de energía. Por ejemplo, procesos de pequeña escala como difusión y mezcla tienen el efecto de homogeneizar gradientes horizontales de temperatura en gran escala (G. Veronis, 1989 comunicación personal), reduciendo o impidiendo de este modo, la posibilidad de producción de energía cinética por inestabilidad baroclínica. Entonces esta mayor cantidad de K' en la zona 4 sería un fenómeno CG confirmado por otros estudios pero que puede ser enmascarado o reducido en intensidad por procesos ageostróficos. Gill (1984, pag. 563) analiza la condición necesaria de inestabilidad dada por Charney y Stern (1962). Hace notar, en base a la misma, que el flujo medio es inestable en áreas en donde el gradiente meridional de temperatura es positivo. Esto es característico de flujos hacia el oeste, ya que por motivos geostróficos, los mismos deben estar edificados sobre una distribución de masa que presente mayores temperaturas al norte. En el modelo, ésta es la única zona en donde dicho gradiente es positivo. Si bien la condición de estabilidad aplicada fué obtenida para flujos zonales, en nuestro caso es una buena aproximación ya que $|u| > |v|$. Confirmaremos este resultado de una forma más rigurosa cuando analizemos los flujos de energía y la difusividad turbulenta del sistema. Aquí es importante destacar que la zona de la CC parece tener una gran interacción entre el flujo medio y las perturbaciones (ver figura 28a, 22a). Esta observación es similar a la descripción que hacen Lynn y Simpson (1988) de lo que ellos llaman zona de transición (ver Introducción).

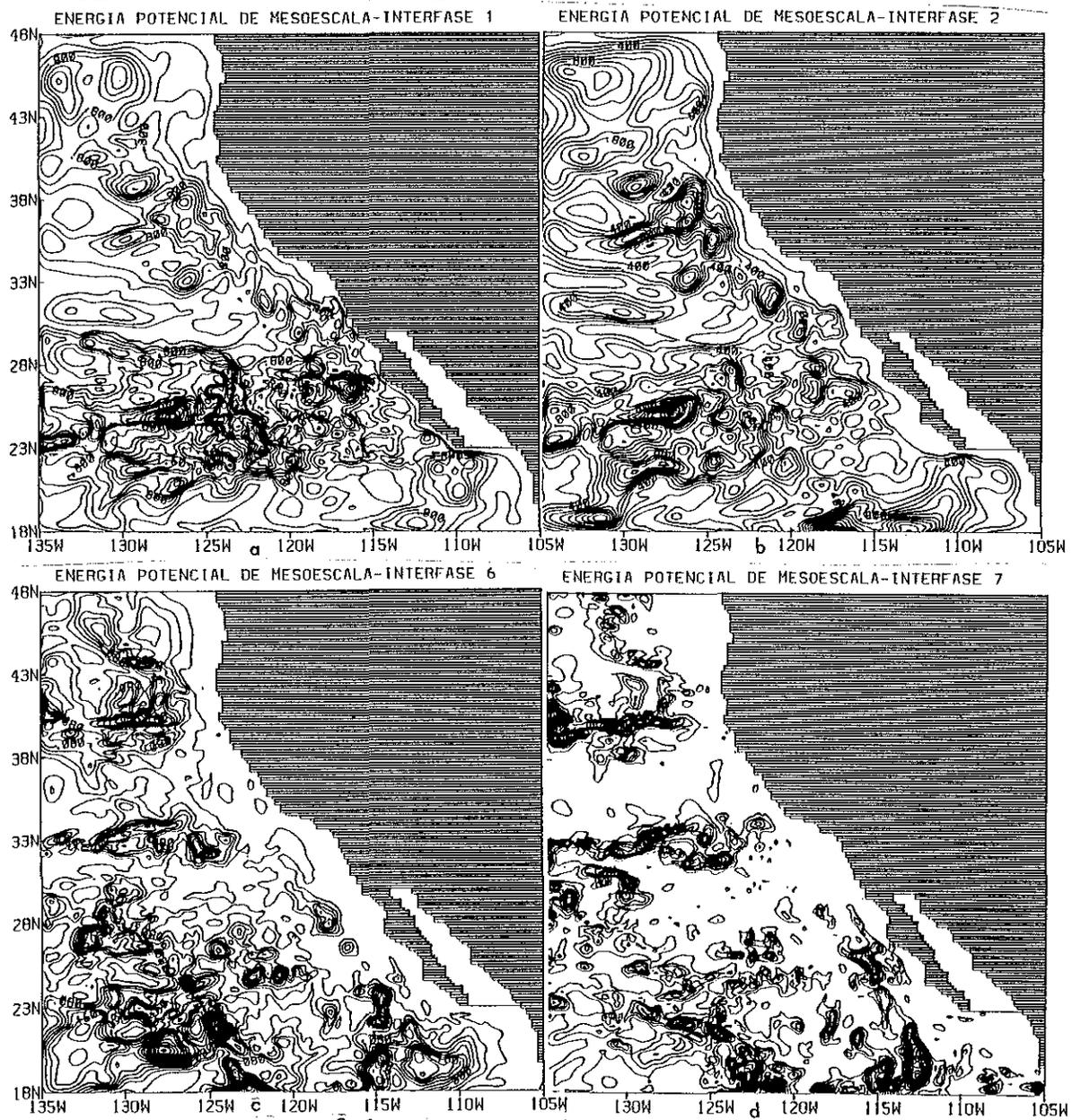


Figura 22. P' (m^3/s^2) ic y vmm: a) 0.2; 0 y 3.4 b) 0.1; 0 y 2.1 c) 0.02; 0 y 0.4
d) 0.01; 0 y 0.27.

Las áreas en las cuales se realizó el análisis energético (fig. 15), fueron seleccionadas en base a las características del flujo medio, topografía de fondo y distribuciones de K' y de difusividad turbulenta. Sin embargo, como señalan varios autores, existe el riesgo de que al integrar flujos que tomen grandes valores positivos y negativos puede conducir a la errónea conclusión de que los mismos son pequeños allí. Por otro lado en varias de las cajas del diagrama de flujos la sumatoria de los flujos está lejos de ser cero, y esto se debe principalmente a dos causas. En primer lugar el cálculo de las derivadas locales fué realizado para un intervalo de tiempo igual al intervalo de muestreo que es de 4 días, y en segundo lugar existen residuos debido a que, por ejemplo

$$\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} \neq 0$$

debido a que la serie no es infinita, lo cual se refleja como una tendencia en los datos. Hall (1986) menciona el mismo problema en el tratamiento de sus datos siendo sus residuos del mismo orden que los nuestros. Por otro lado McWilliams et al. (1978) discuten el problema del cálculo de la tendencia de los datos en series finitas.

En la figura 23a se presenta esquemáticamente el diagrama de flujos con la identificación de cada proceso, (por simplicidad, para un modelo de dos capas). En las figuras 23b,c,d,e se muestran los resultados obtenidos para las áreas 1,2,3 y 4 respectivamente. En general, y para todas las áreas vemos que por encima de la termoclina los flujos de energía medios prevalecen sobre aquellos de las perturbaciones. Debajo de la misma esta situación se invierte. Esta es la razón por la cual los patrones de circulación total se asemejan a los de la circulación media por encima de la termoclina, y a los de la mesoescala por debajo de ella (fig. 4,5 y 6). De esta forma podemos afirmar que la circulación profunda está dominada por las perturbaciones las cuales se propagan verticalmente a través de un esfuerzo inviscido en las interfases. Este resultado es común a todos los modelos CG realizados hasta el presente y es uno de los hallazgos más relevantes acerca de la circulación oceánica profunda. El experimento POLYMODE confirmó esta predicción dinámica. Del análisis de flujos surge que el principal recorrido realizado por la energía es como sigue: el viento incrementa la energía cinética del flujo medio ($F \rightarrow K$) la cual o bien fluye a través de las fronteras ($K \rightarrow f$) o es transformada en energía potencial media ($K \rightarrow P$). Luego esta última es convertida en energía potencial de mesoescala (P') y en K' por procesos de inestabilidad baroclínica ($P \rightarrow P'$ y $P' \rightarrow K'$). Hasta aquí esto ocurre principalmente por encima de la termoclina. Luego la

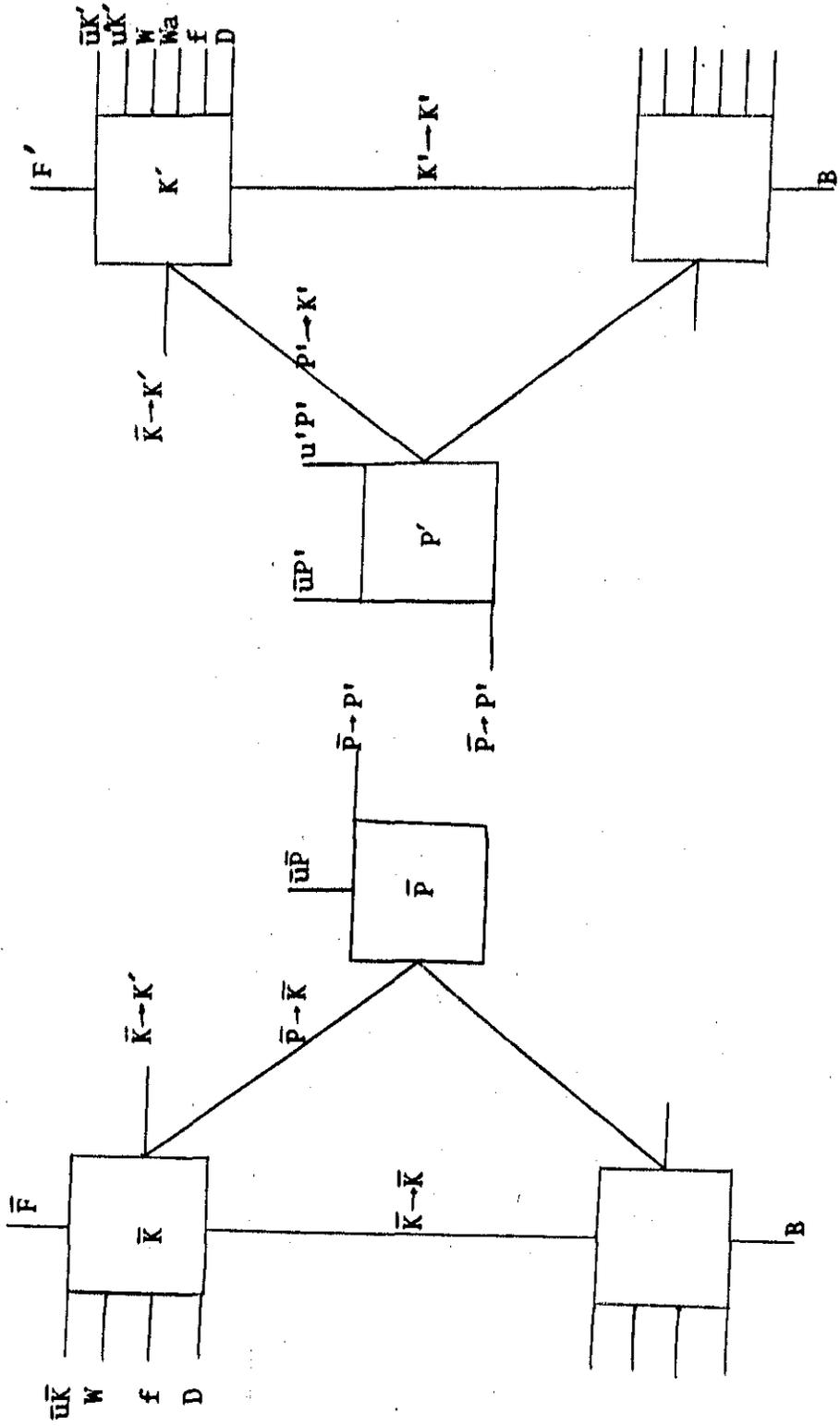


Figura 23. a) Ubicación de los símbolos de la tabla 2 en el diagrama de flujos.

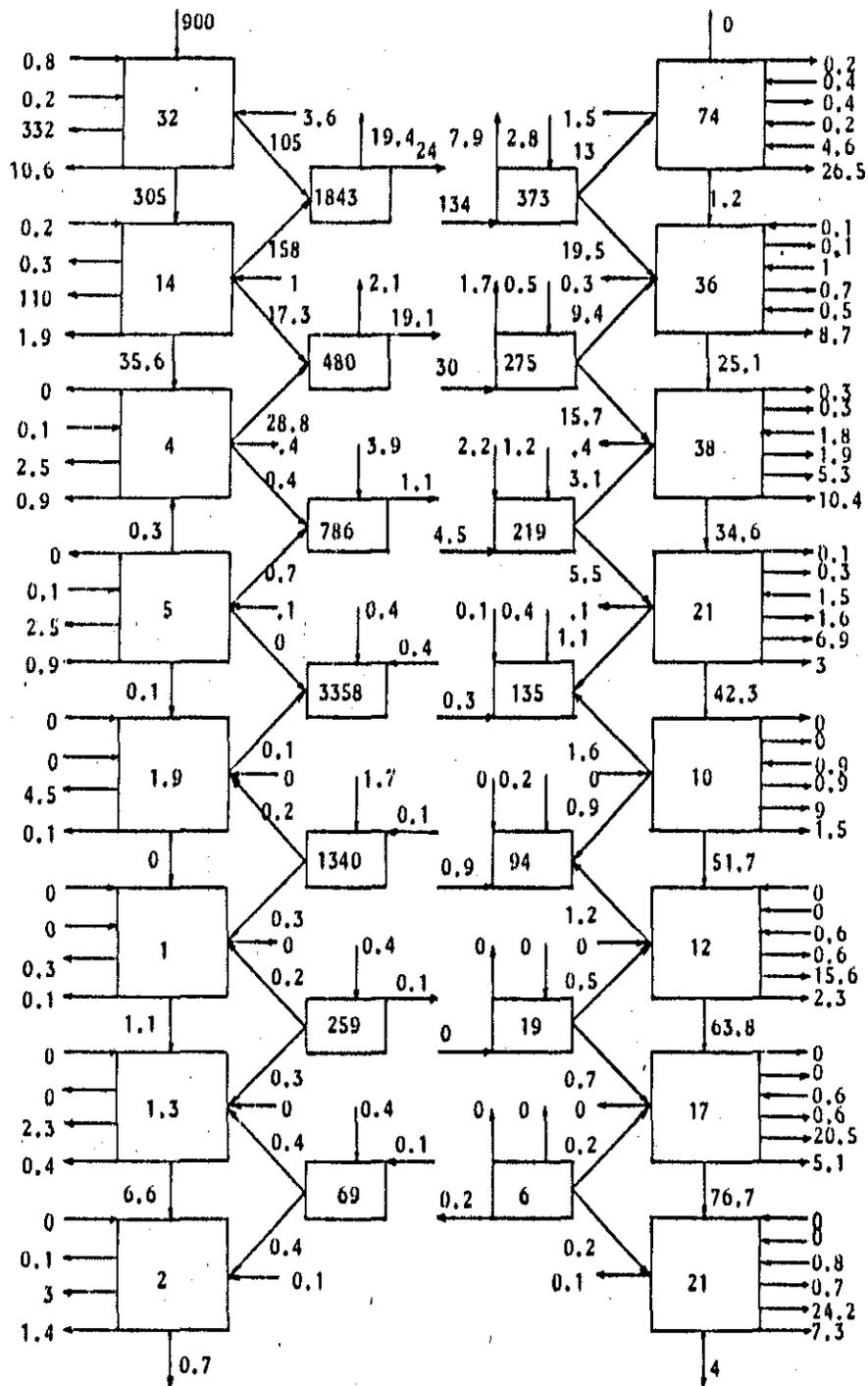


Figura 23d. Idem 23b para la zona 3.

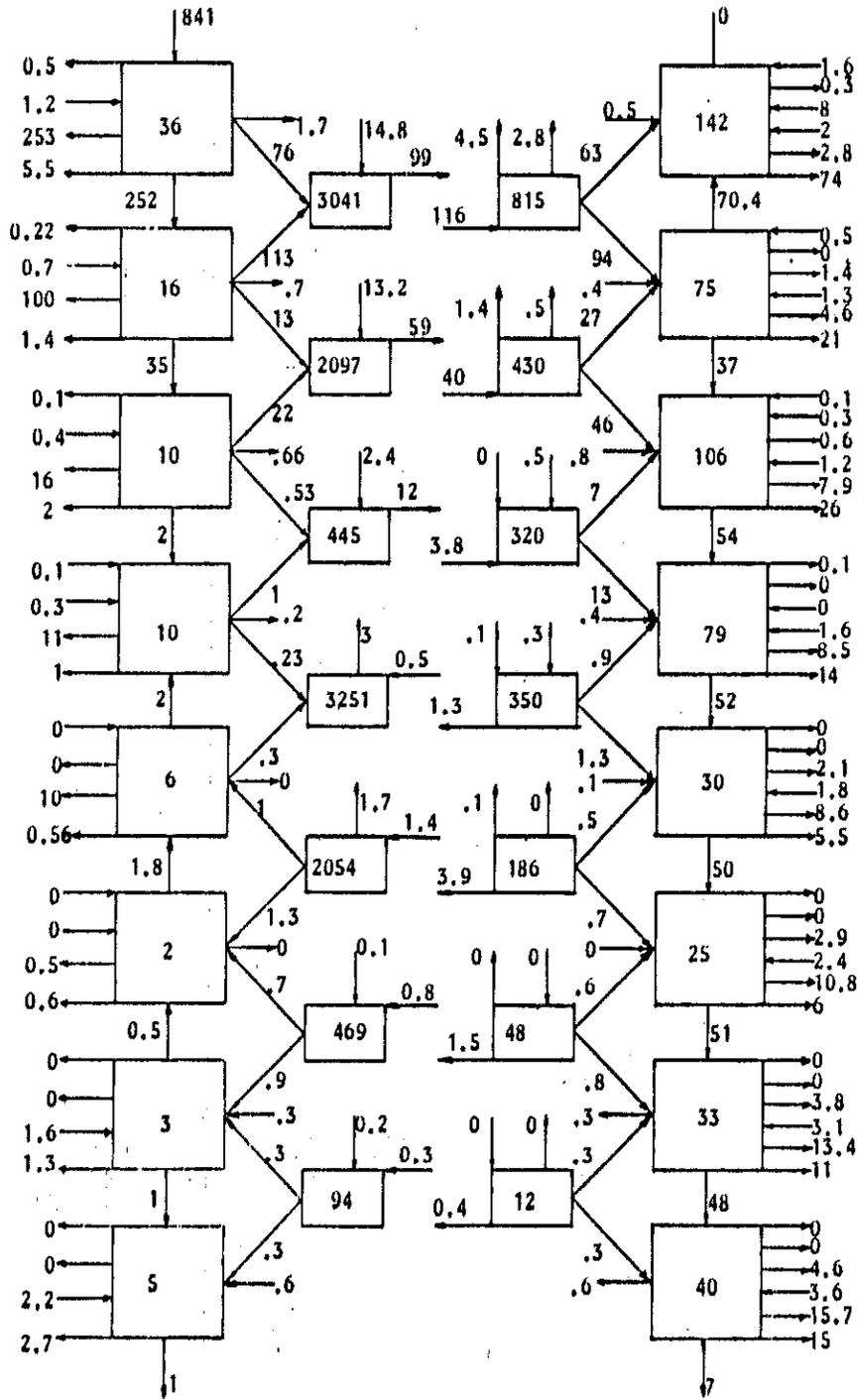


Figura 23e. Idem 23b para la zona 4.

energía K' es transferida verticalmente a través de las interfaces, y disipada por fricción lateral y de fondo, o bien propagada horizontalmente a través de las fronteras y a diferentes profundidades ($K' \rightarrow f$; $K' \rightarrow W$; $K' \rightarrow W_0$). Esta descripción muestra un buen acuerdo con los resultados de Lee (1988), tanto cualitativa como cuantitativamente. La producción de energía cinética de mesoescala por acción del viento es prácticamente nula. Un resultado similar hallan McWilliams et al. (1978) en su modelo de la Corriente Circumpolar Antártica.

El hecho de que la fricción lateral sea mayor que la de fondo, puede ser debido a dos factores principalmente. En primer lugar no se ha incluido el efecto de la topografía en el término de fricción de fondo, tal como lo hacen Semtner y Holland (1978). En segundo lugar, todos los experimentos numéricos hallados en la literatura (que realizan un análisis de flujos de energía) han empleado fricción biarmónica cuando incluyen la fricción de fondo (recordemos que la fricción laplaciana es más efectiva en la disipación de ondas con escalas mayores a 90 km que la fricción biarmónica). Según Harrison (1980), la elección del mecanismo friccional por parte del modelista es un factor de peso en la determinación de la importancia que tendrán los remolinos. Cuando la fricción lateral domina sobre la de fondo, las ondas en general no revisten de gran importancia. Por otro lado Holland (1978) señala que la fricción lateral puede tomar gran importancia en regiones próximas a fronteras que tengan condición de no deslizamiento, como es el caso de este modelo.

Otra característica común a todas las áreas analizadas está dada por la gran efectividad de las ondas en disipar energía si la comparamos con el flujo medio. En todos los casos los flujos de energía cinética son despreciables frente al balance principal ($K \rightarrow uK$, $K' \rightarrow u'K'$, $K' \rightarrow uK'$, $K \rightarrow W$). Este resultado también concuerda con lo hallado por Lee (1988).

En la figura 23 se observa que la inestabilidad baroclínica es el principal mecanismo de generación de ondas. Dentro de una región dada la actividad de la mesoescala puede ser incrementada o disminuida dependiendo del signo de los flujos a través de las fronteras. En la figura 24 vemos que existe una relación prácticamente lineal entre K' y la producción de ella por inestabilidad baroclínica y el flujo de K' a través de las fronteras (cada punto representa una región diferente y los valores se hallan integrados verticalmente. Se incluyó un quinto punto correspondiente a un experimento adicional que ocupa la mitad este de la zona 4). Aclaremos que estos flujos a través de las fronteras son equivalentes, en las ecuaciones de cantidad de movimiento, al trabajo realizado por las fuerzas de presión a lo largo de la

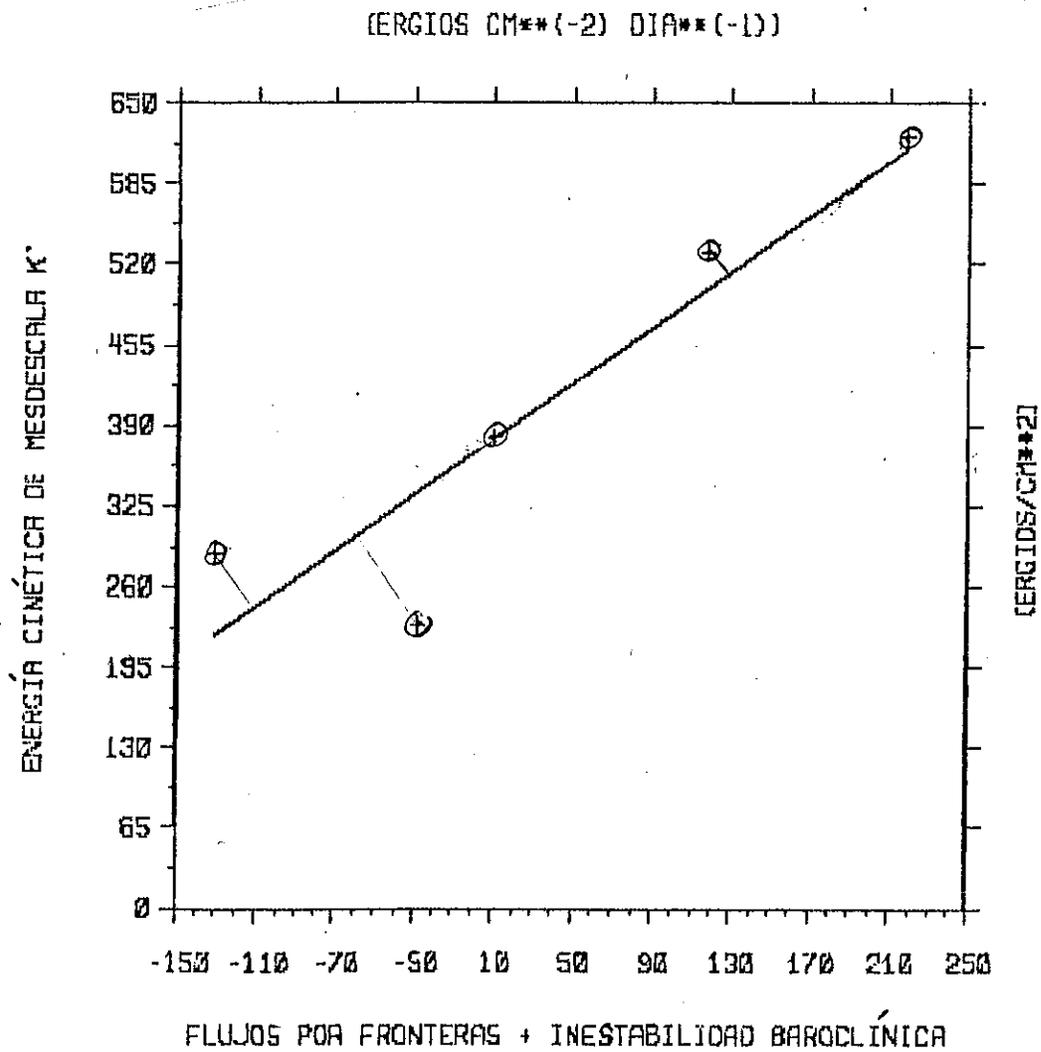


Figura 24. Energía cinética de las perturbaciones vs. Inestabilidad baroclínica + flujos de energía a través de las fronteras.

frontera, en tanto que el término $K' \rightarrow f$ se debe únicamente a la presencia de ondas no lineales, (Lee, 1988). Entonces estos flujos que pasan a través de los límites de las áreas escogidas reflejan el efecto de propagación de las ondas en forma cuantitativa (Lee, 1988), ya que no existe información direccional sobre los mismos (los flujos para cada área se calculan como la suma sobre las celdas comprendidas en cada área y no empleando el teorema de divergencia de Gauss).

Es realmente notable que todas las áreas tienen un flujo neto (integrado verticalmente) con signo negativo. Esto significa que la zona del SCC comprendida entre 23°N y 38°N es una fuente de ondas para el Pacífico Norte. Los flujos de frontera correspondientes a la mitad este de la zona 4 (experimento adicional), fueron de $-128 \text{ erg.día}^{-1}\text{cm}^{-2}$ en tanto que el valor de los mismos para toda la zona 4 se reduce a $-49 \text{ erg.día}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Para esas áreas las conversiones de energía potencial media a P' fueron respectivamente de 346 (la mayor de todo el sistema) y $167 \text{ erg.día}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Como se aprecia de la figura 25a la mitad oeste de la zona 4 posee sectores con gran difusividad negativa (veremos que esto implica oclusión de la inestabilidad baroclínica con cascadas hacia escalas mayores). Entonces la energía cinética K' generada en la mitad este de la zona 4 (principalmente por inestabilidad baroclínica) fluye hacia a el oeste y suroeste como se aprecia de los diagramas de fase $x-t$ e $y-t$ y de las relaciones de dispersión (ver figuras 30 y 39b). Al llegar a la zona de elevada difusividad negativa la producción de K' disminuye y también, por lo tanto, su flujo a través de las fronteras.

Para las zonas 2 y 3 los flujos de energía a través de la frontera fueron de -50 y $-71 \text{ erg.día}^{-1}\text{cm}^{-2}$ respectivamente en tanto que los flujos $|\overline{P}| \rightarrow P'$ fueron de 60 y $44 \text{ erg.día}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Esto sugeriría que la menor pérdida de la zona 2, pese a tener mayor producción que la zona 3, se debe a la energía ganada desde el este por esta región y desde el norte por la zona 1 debido a la propagación de perturbaciones. Notemos que las zonas 1,2 y 4 tienen muy próxima una frontera física hacia el este y por lo tanto no pueden recibir mucha energía desde esa dirección. Para la zona 1 las pérdidas de energía por propagación de ondas fueron de $-146 \text{ erg.día}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Es de destacar que Lee (1988) también obtiene pérdidas de energía en sus áreas más orientales.

Si bien la inestabilidad baroclínica es un proceso interno del océano, el hecho de que al sur de 28°N el flujo tenga dirección aproximadamente hacia el oeste, se debe a la distribución del viento superficial dada en la figura 1 (comparar con Nelson, 1977). Ese sentido del flujo medio es, como ya vimos, más sensible a la producción de perturbaciones

que el resto de los flujos del sistema. En esta área se observó, según el presente análisis energético, la mayor concentración de K' y la mayor producción de la misma por procesos convectivos. Las relaciones entre la producción de P' de cada área y la del experimento adicional (mitad este de la zona 4) son:

$$A1=0.05 \quad A2=0.18 \quad A3=0.13 \quad A4=0.5$$

Analizemos ahora, el término $\overline{P} \rightarrow \overline{P'}$,

$$\overline{P} \rightarrow \overline{P'} = - \int \int \left(\overline{u'h'} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} + \overline{v'h'} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \right) dx dy + \oint \overline{V'} \cdot \overline{n h'} dr \quad (19)$$

en donde $\overline{V'}$, es el vector velocidad de las perturbaciones medido en las interfases, \overline{n} es el vector normal a la superficie en consideración y dr es el diferencial de línea a lo largo de la frontera. El primer término de (19) representa la producción neta de P' dentro de cada área debido a flujos de temperatura contragradiante. El segundo término es el flujo neto a través de las fronteras de esa región (notemos que (19), es en la figura 23a, el flujo que entra en la caja de P' , en tanto que el primer término es el flujo saliente de la caja de \overline{P}). Al integrando del primer término lo podemos expresar como:

$$\overline{V'h'} \cdot \nabla \bar{h} = -A_T |\nabla \bar{h}|^2 \quad (20)$$

en donde A_T es el coeficiente de Austausch o coeficiente de difusión turbulenta definido como menos el cociente entre el flujo y el gradiente de una determinada propiedad escalar. Entonces,

$$\overline{P} \rightarrow \overline{P'} = \int \int A_T |\nabla \bar{h}|^2 dx dy + \oint \overline{V'} \cdot \overline{n h'} dr \quad (21)$$

Vemos que un coeficiente de difusión positivo implica una generación de actividad de mesoescala a través de la inestabilidad baroclínica mientras que el segundo término nos dice que si $\overline{V'}$ es perpendicular a la zona escogida, el flujo saliente o entrante es máximo, y nulo si el mismo es paralelo a la frontera (en la sección siguiente nos extenderemos en la descripción y análisis de la difusión turbulenta). De los diagramas de flujo vemos que para la zona 1 y por encima de la termoclina el flujo neto (segundo término) tiene el efecto

de reducir la producción de P' . Para las zonas 2,3 y 4 el efecto es el opuesto, es decir incrementar la producción de P' .

De los diagramas de flujos se aprecia que los términos $\bar{K} \rightarrow K'$ son débiles en comparación con el resto de los flujos (tipo 2 según Harrison y Robinson, 1978). Sin embargo, se observa una constante para las cuatro zonas analizadas y es que en la capa del fondo la topografía parece tener un efecto estabilizante, es decir, que los mencionados flujos llevan energía a escalas mayores.

Con respecto al término $P' \rightarrow K'$ el mismo puede ser descompuesto en otros dos. De la tabla II tenemos que,

$$P'_{i+\frac{1}{2}} \rightarrow K'_i \propto \overline{w'_{i+\frac{1}{2}} h'_{i+\frac{1}{2}}} \quad (22)$$

en donde h' es proporcional a la perturbación de temperatura (T'). A $w'_{i+\frac{1}{2}}$ la podemos escribir de (2) y (7) como

$$w'_{i+\frac{1}{2}} = J\left(h'_{i+\frac{1}{2}}, \bar{\Psi}_{i+\frac{1}{2}}\right) + J\left(\bar{h}_{i+\frac{1}{2}}, \Psi'_{i+\frac{1}{2}}\right) + J\left(h'_{i+\frac{1}{2}}, \Psi'_{i+\frac{1}{2}}\right) - J\left(h'_{i+\frac{1}{2}}, \Psi'_{i+\frac{1}{2}}\right) - \frac{\partial h'_{i+\frac{1}{2}}}{\partial t} \quad (23)$$

y substituyendo (23) y (6c) con (7) en (22) obtenemos

$$\overline{w' h'} = -\{(\overline{V h'} \cdot \nabla h') + \overline{V' h'} \cdot \nabla \bar{h}\} \quad (24)$$

donde $V = \nabla + V'$. Con la definición (20) aplicada al segundo término y reacomodando el primero, obtenemos

$$\overline{w' h'} = -\frac{1}{2} \nabla \cdot \overline{V h'^2} + A_T |\nabla \bar{h}|^2 \quad (25)$$

Notemos que la conversión $P' \rightarrow K'$ depende en parte del coeficiente de difusión turbulenta. Si este es positivo implica producción de K' . El primer término representa la advección de P' o lo que es igual la divergencia de su flujo. Por lo tanto si existe una convergencia del mismo (sumidero) eso implica que P' disminuye en esa área y que por lo tanto debe aumentar K' . De una forma similar podemos derivar que el término $\overline{P'} \rightarrow P'$ puede representarse como

$$\overline{P} \rightarrow P' = -g' \int \int A_T |\nabla \bar{h}|^2 dx dy \quad (26)$$

lo cual implica que la conversión de energía potencial entre ambas escalas es función solamente de la difusividad turbulenta del fluido.

II.5 Difusividad Turbulenta

En las ecuaciones de movimiento completas para un fluido geofísico (Navier-Stokes), existen dos términos que representan sumideros de energía. Uno de ellos es la fricción de origen molecular y es una propiedad de todos los fluidos. El coeficiente de fricción molecular es siempre positivo y actúa en las escalas menores. El otro término representa la pérdida de energía debido a procesos turbulentos ocasionados por la alinealidad del movimiento la cual produce transferencias o cascadas de energía hacia escalas mayores y menores. Usualmente en modelación numérica se emplea un sólo término representando a esos dos (la difusión turbulenta es mucho más efectiva en la disipación de energía que la fricción molecular). El efecto de incrementar esta escala (la menor que 'siente' el modelo) requiere un aumento del coeficiente difusivo para evitar que la energía se acumule en la escala de las celdas del modelo. En nuestro caso la alta resolución horizontal hace posible tomar un coeficiente de fricción pequeño, lo cual permite representar procesos turbulentos y ondulatorios, característicos de la circulación general del océano. En modelos de poca resolución horizontal, entonces, el coeficiente de difusión turbulento parametriza el efecto de los remolinos (ver Rhines y Young, 1982b)

Siguiendo el procedimiento para obtener la ecuación (9), podemos derivar la correspondiente ecuación para el flujo perturbado:

$$\frac{\partial Q'}{\partial t} + \nabla \cdot (V'Q') - \nabla \cdot (\overline{V'Q'}) = -V' \cdot \nabla \bar{Q} - \bar{V} \cdot \nabla Q' + F' - D' \quad (27)$$

Multiplicando (27) por Q' y promediando en el tiempo obtenemos la ecuación para la conservación de la enstrofia,

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{Q'^2}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla \cdot \overline{V'Q'^2} = -\overline{V'Q'} \cdot \nabla \bar{Q} + \overline{F'Q'} - \overline{D'Q'} \quad (28)$$

El primer término lo podemos suprimir si la serie de tiempo empleada es suficientemente larga. Lejos de la superficie o en zonas con forzamiento débil,

$$\overline{V'Q'} \cdot \nabla \overline{Q} + \frac{1}{2} \nabla \cdot \overline{VQ'^2} = -\overline{D'Q'} \quad (29)$$

Si ahora tomamos el cociente entre el segundo y el primer término del primer miembro, y suponemos que el desplazamiento de las partículas a través de los contornos geostroficados es pequeño comparado con la escala de variación de \overline{Q} , resulta

$$\frac{LQ'}{L'\overline{Q}} \ll 1$$

y como $L \gg L'$ debe ser $Q' \ll \overline{Q}$ para que la suposición de turbulencia débil se cumpla. Es decir que se satisface la relación (11). Por lo tanto, (29) se reduce a

$$-\overline{V'Q'} \cdot \nabla \overline{Q} = \overline{D'Q'} \quad (30)$$

Implicando que si $\gamma \ll 1$ (campo perturbado débil), sólo tendremos flujos contra gradiente, es decir que el primer miembro constituye una fuente de enstrofia. En ese caso el tensor de difusividad lagrangiana $\kappa_{i,j}$ (Rhines, 1977; Rhines y Holland, 1979; Haidvogel y Rhines, 1983) toma la forma de la difusividad lagrangiana de Taylor,

$$\kappa_{i,j} = \overline{V'_i(x_j(t) - x_j(0))} \quad (31)$$

de tal forma que es posible definir a Q' como:

$$Q'(x(0), y(0), 0) = (x_j(t) - x_j(0)) \frac{\partial \overline{Q}}{\partial x_j} \quad (32)$$

en donde $x_j(0)$ es la posición inicial de tal forma que si la partícula se desplaza conservando vorticidad potencial a lo largo de los contornos geostroficados, $Q'=0$. Con (31) expresamos el flujo de vorticidad potencial como,

$$\overline{V'_i Q'} = -\kappa_{i,j} \frac{\partial \overline{Q}}{\partial x_j} + O(\gamma) \quad (33)$$

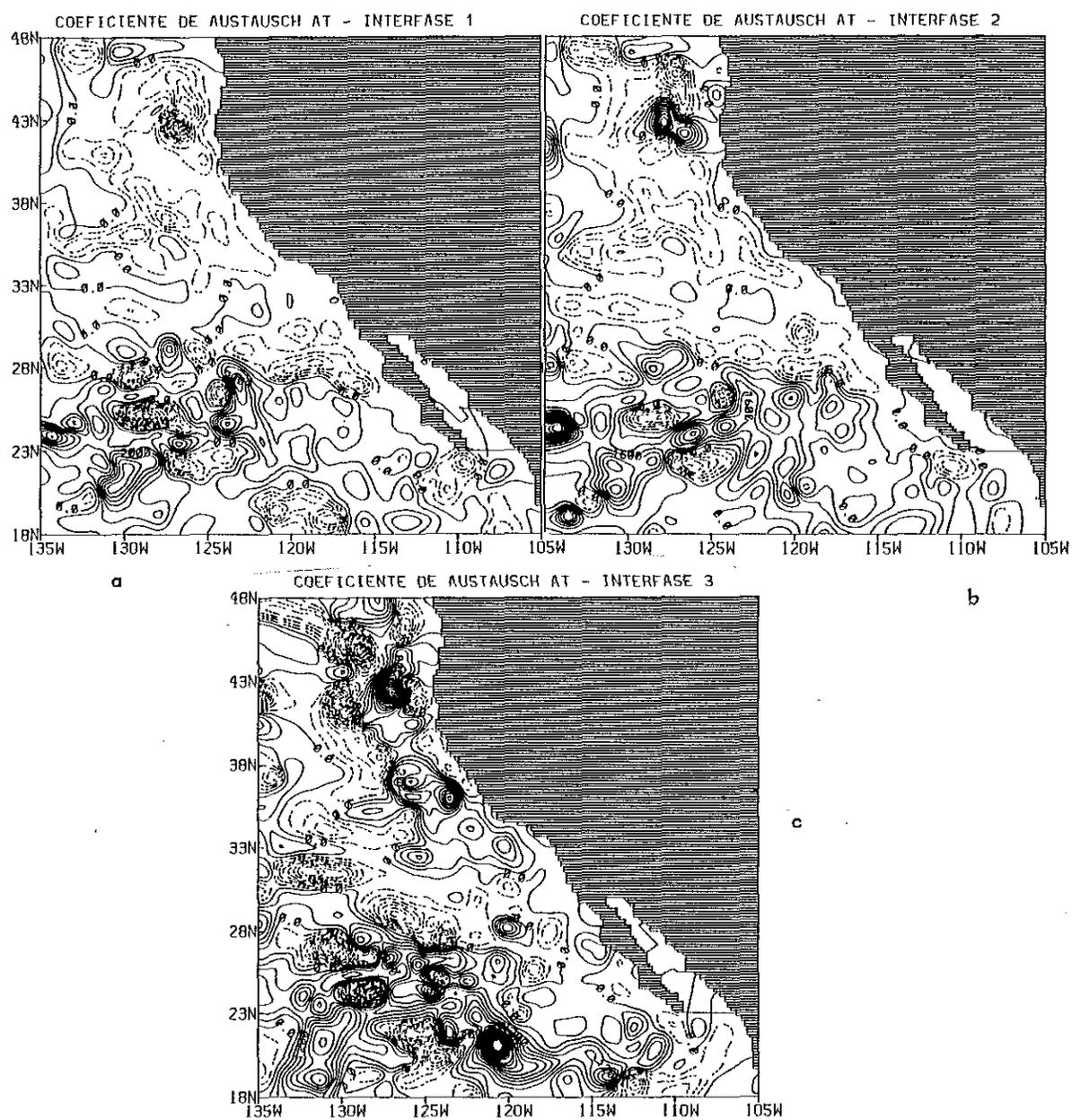
entonces y en forma vectorial vemos que,

$$A_Q = -\frac{\overline{V'Q'} \cdot \nabla \overline{Q}}{|\nabla \overline{Q}|^2} \quad (34)$$

el cual es igual, siempre a orden γ , a la difusividad lagrangiana $\kappa_{L,\gamma}$. Vemos entonces la gran importancia que revisten los flujos de vorticidad potencial en el estudio de los procesos de inducción del flujo medio. La difusividad $\kappa_{L,\gamma}$ es muy útil por reflejar el efecto de las perturbaciones sobre el flujo medio. Una zona en donde $A_0 > 0$ es generadora de perturbaciones en tanto que en donde ese coeficiente sea negativo tendremos un decaimiento espacial o temporal de las mismas o que el forzamiento esta teniendo un papel importante (ver (28)). En la atmósfera, por ejemplo, se ha hallado que los coeficientes de difusión negativos son vitales en el establecimiento de la circulación general. Otros sistemas físicos han evidenciado el mismo fenómeno como por ejemplo las galaxias en espiral (Necco, 1980).

Con la ecuación (2) y similarmente a lo hecho para hallar A_0 , es posible obtener (21), es decir, el coeficiente de difusión de temperatura. En las interfases superficiales, en donde domina la distribución de masa en la expresión (6a), ambos coeficientes deben ser similares. Se aprecia de las figuras 25 y 26 la distribución espacial de ambos coeficientes. Notamos que en superficie el campo de estas difusividades es semejante. En las capas 6 y 7 el valor de A_0 no sobrepasa $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$, en tanto que en superficie los mayores valores son de $1 \cdot 10^8 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ (el cual se da en la zona 4). En experimentos llevados a cabo en el Atlántico Norte se calcularon los elementos de la diagonal de $\kappa_{L,\gamma}$ por medio de derivadores superficiales y de profundidad (boyas SOFAR). En superficie se obtuvieron valores de $1 \cdot 10^8 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ para las regiones más activas de la Corriente del Golfo y de $3 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ para zonas de flujo débil. En zonas profundas y de flujo débil se computaron valores de $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ y menores. Dichas mediciones se hicieron aproximadamente a 28°N .

Al sur de 28°N el modelo genera los mayores valores de difusividad turbulenta, lo cual, como se presentó en la sección anterior, esta asociado con gran producción de energía K' por inestabilidad baroclínica. Por otra parte la región de la CC (mayores velocidades del flujo medio) es una zona de difusividad negativa de temperatura (flujos a favor de gradiente), lo cual implica que existe una inhibición de la inestabilidad baroclínica por parte del último término de (25). Por lo tanto, y teniendo en cuenta que en el diagrama de flujos de la zona 1 (fig. 23b) el término $\overline{w'h}$ es positivo (inestabilidad baroclínica), el penúltimo término de (25) debe ser positivo (sumidero de P') y mayor en valor absoluto que su último término. Otra posibilidad, aunque menos factible, es que en las áreas $A_0 < 0$ este ocurriendo un



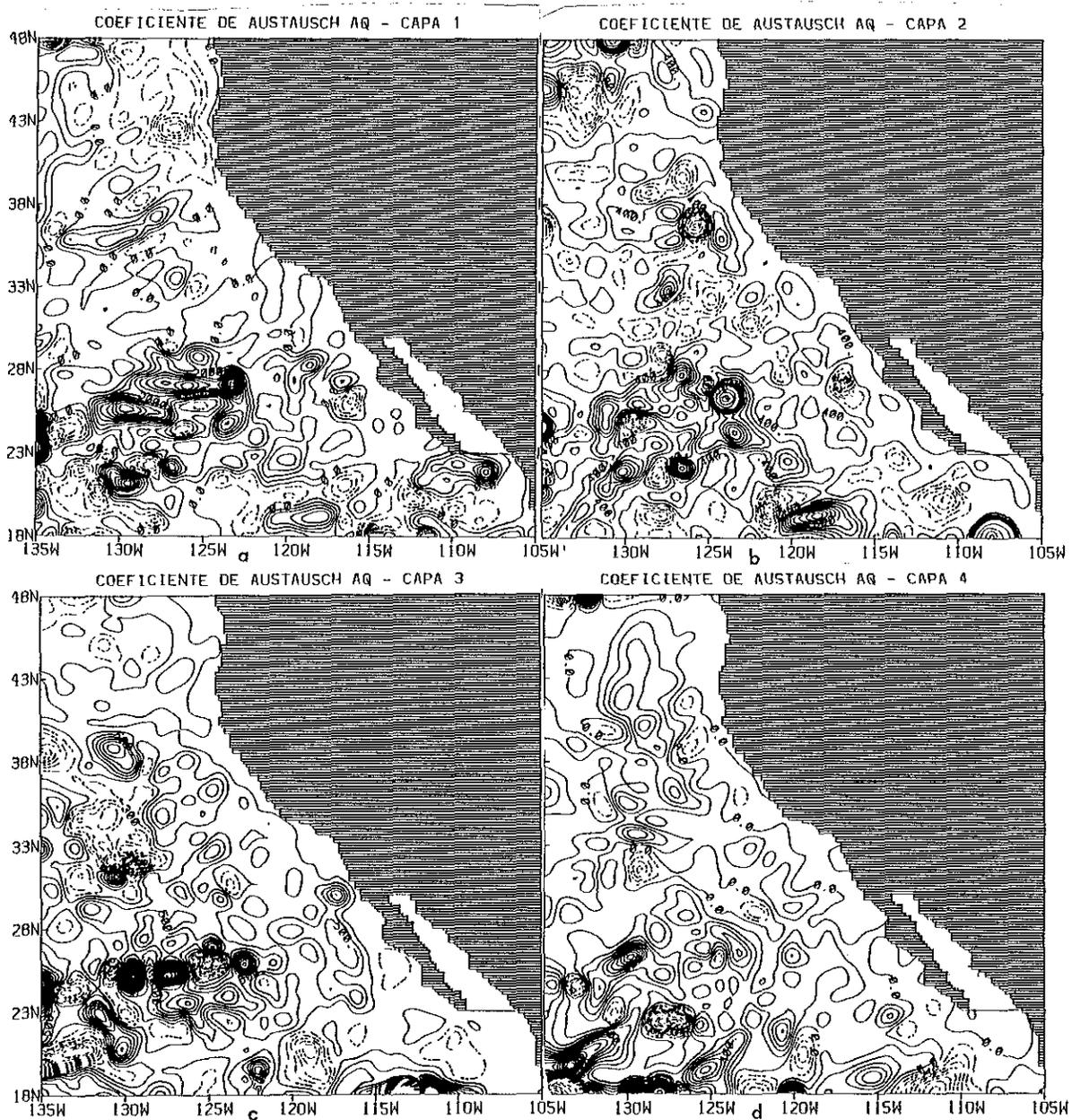


Figura 26 . Coeficiente de difusividad turbulenta de vorticidad potencial (m^2/s). ic y vmm:
 a) 500; -6500 y 10000 b) 300; -3500 y 3400 c) 200; -3500 y 4300
 d) 100; -1000 y 2900.

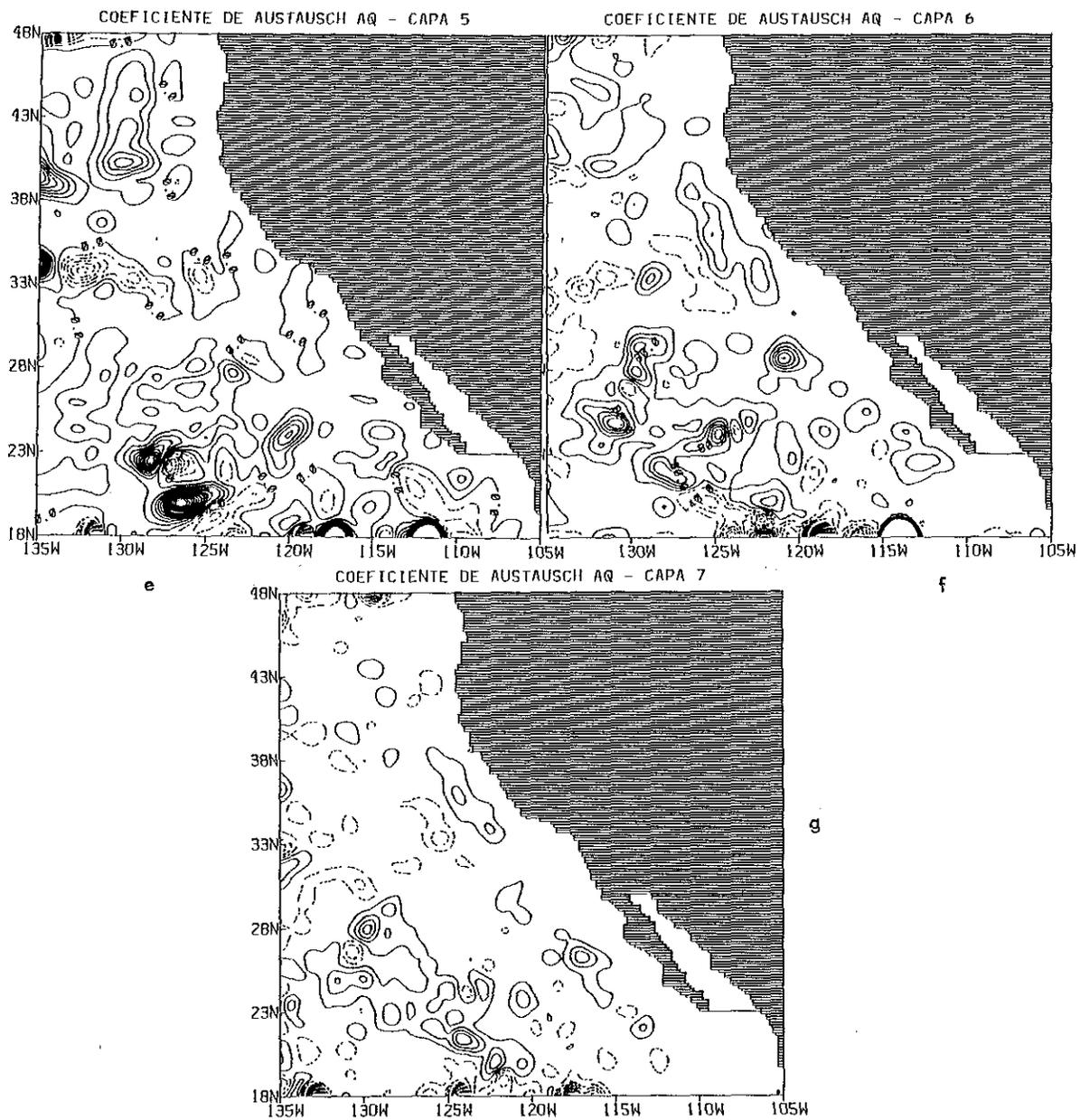


Figura 26 (cont.). e)40; -1000 y 560 f) 30; -1000 y 170 g)30; -- 1000 y 170.

decaimiento temporal de P' . El flujo $\overline{P} \rightarrow P'$ tiene el menor valor superficial de todas las áreas estudiadas ya que según (26), el mismo sólo es función de A_7 .

Analizemos ahora, la dinámica impuesta por la ecuación (29). Notamos que si el primer término prevalece en magnitud sobre el segundo, los flujos $\nabla^2 \overline{Q}$ deberán guardar alguna relación con la geometría de \overline{Q} , en tanto que si domina el segundo término sobre el primero, los flujos de vorticidad potencial deberán relacionarse con los contornos de \overline{Q}^2 (Marshall, 1984). Si comparamos los flujos $\nabla^2 \overline{Q}$ de la capa superior (fig. 29a) con el respectivo campo de \overline{Q}^2 (fig. 28a) apreciamos que su geometría controla la distribución de los flujos de vorticidad potencial. En las capas siguientes, si bien el segundo término de (29) parecer ser importante, los flujos contragradiante prevalecen en la mayor parte de la cuenca, indicando que la distribución de \overline{Q} controla los flujos de vorticidad potencial.

Entonces en la capa 1 la fuerte circulación superficial advecta enstrofia potencial y por lo tanto, según (29), obtenemos flujos contra y a favor de gradiente lo cual se refleja en coeficientes positivos y negativos de A_0 respectivamente. En las capas inferiores (debajo de la termoclina) el flujo medio es débil ($\overline{Q} - \beta y$) y las advecciones de \overline{Q}^2 son menores que en superficie. Es por esa razón que apreciamos en la mayoría de la cuenca flujos contragradiante. Esto mismo se observa también en la representación de $A_0 = A_0(\phi)$ en donde ϕ es la latitud (fig. 27). De allí vemos que en las capas superficiales la zona 4 posee una elevada producción de enstrofia por inestabilidad del flujo medio, mientras que las capas inferiores muestran $A_0 > 0$ en casi toda la cuenca (aunque si bien existen áreas con valores negativos estos son mucho menores en valor absoluto que los positivos y es por eso que la figura 27 muestra predominio de estos). Se infiere de esto que allí es posible simplificar el análisis del problema empleando la aproximación de dos escalas (11) (que se cumpla (11) no es muy importante si los remolinos son ondas con alinealidades débiles). Existen otras teorías de circulación oceánica basadas en la validez de (11) como por ejemplo la teoría de homogenización de vorticidad potencial (Rhines y Young, 1982b). Notemos que si $\gamma \ll 1$, el flujo medio sigue aproximadamente contornos geostróficos (por (11)) y por lo tanto el tratamiento de la dinámica CG se simplifica considerablemente. Por ejemplo, se han hallado algunas soluciones exactas a las ecuaciones CG alineales mediante la técnica de integración a lo largo de los contornos geostróficos.

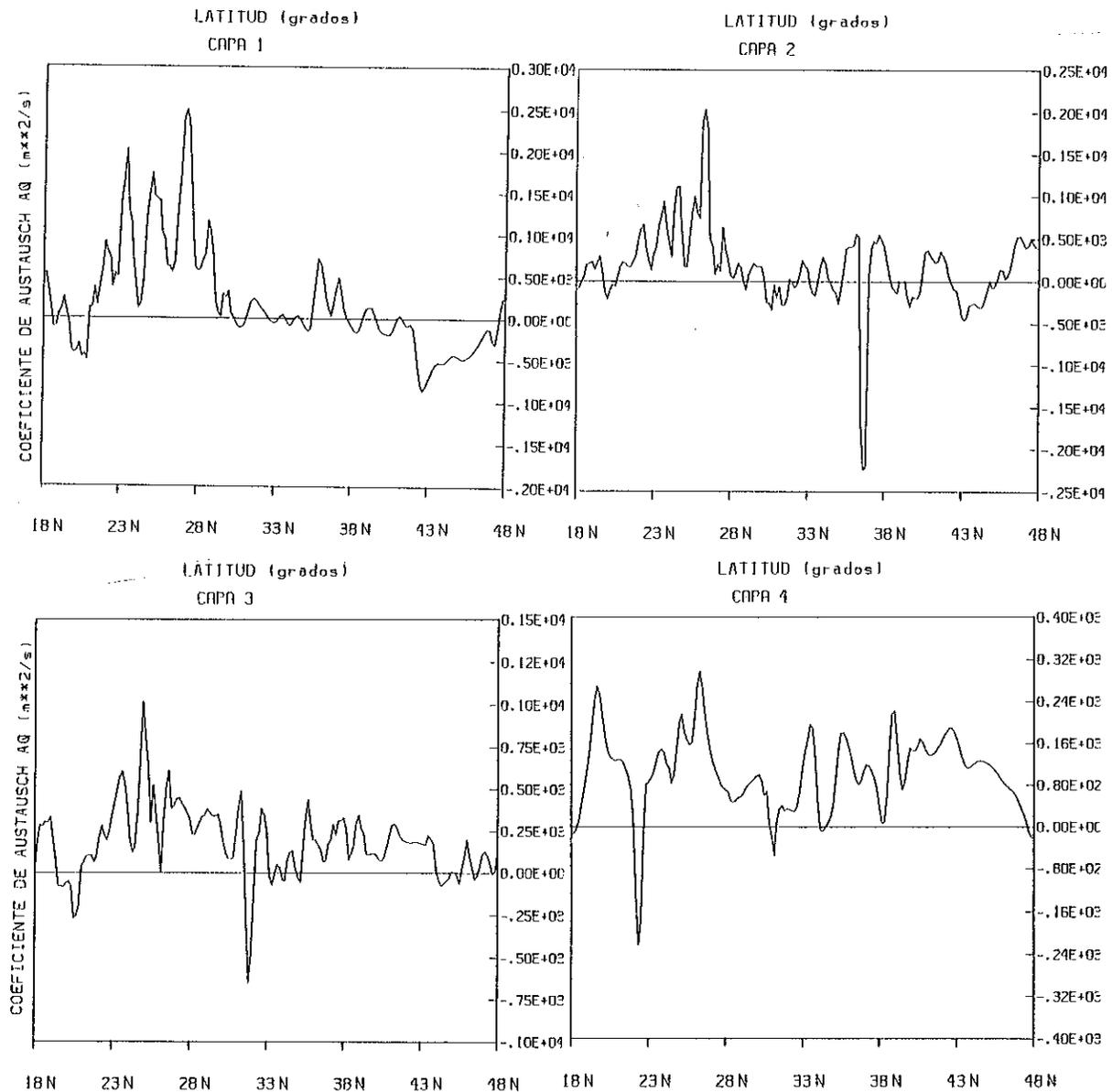


Figura 27. Coeficiente de difusividad turbulenta de vorticidad potencial en función de la latitud (promediado zonalmente).

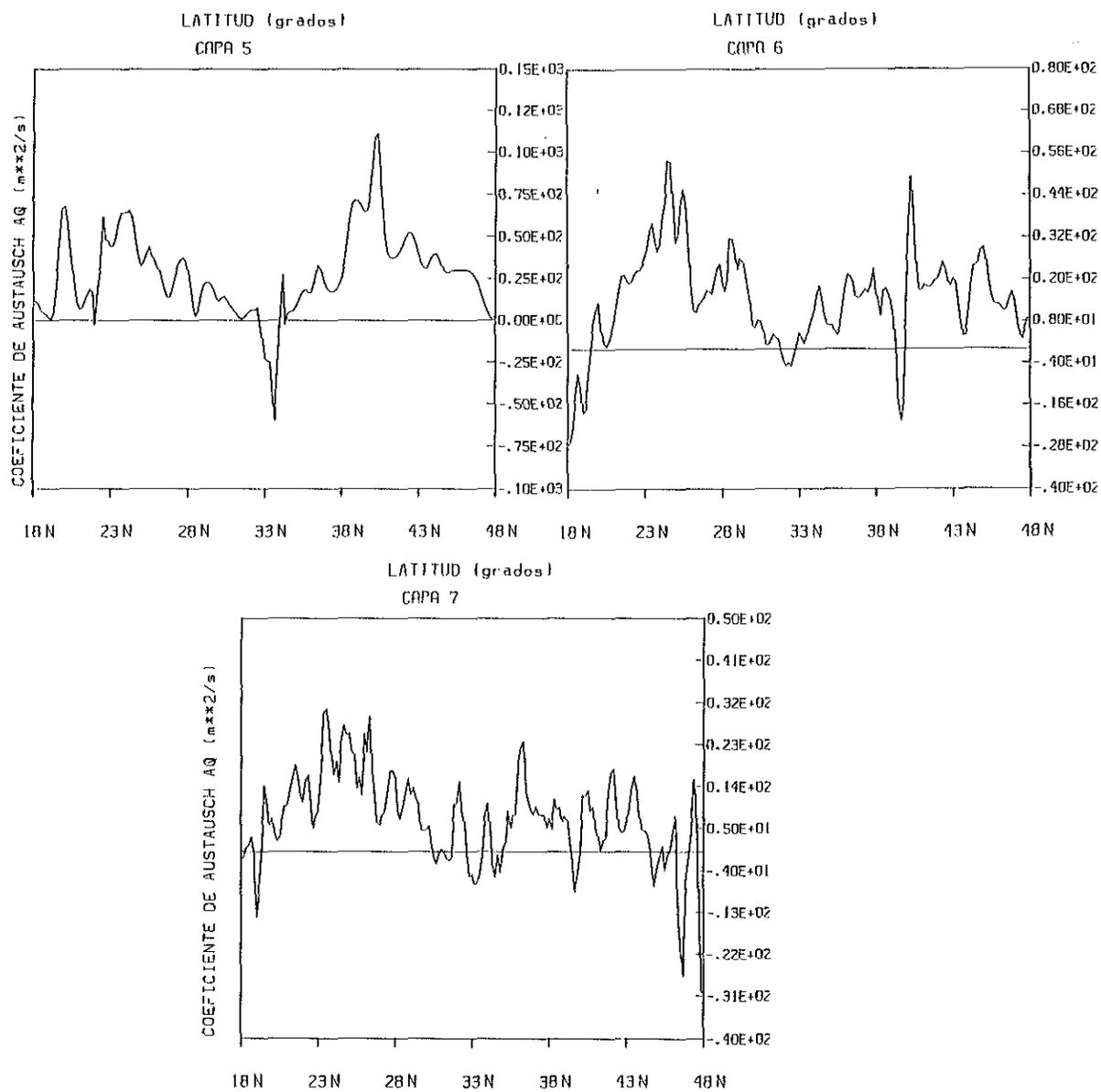


Figura 27 (cont.)

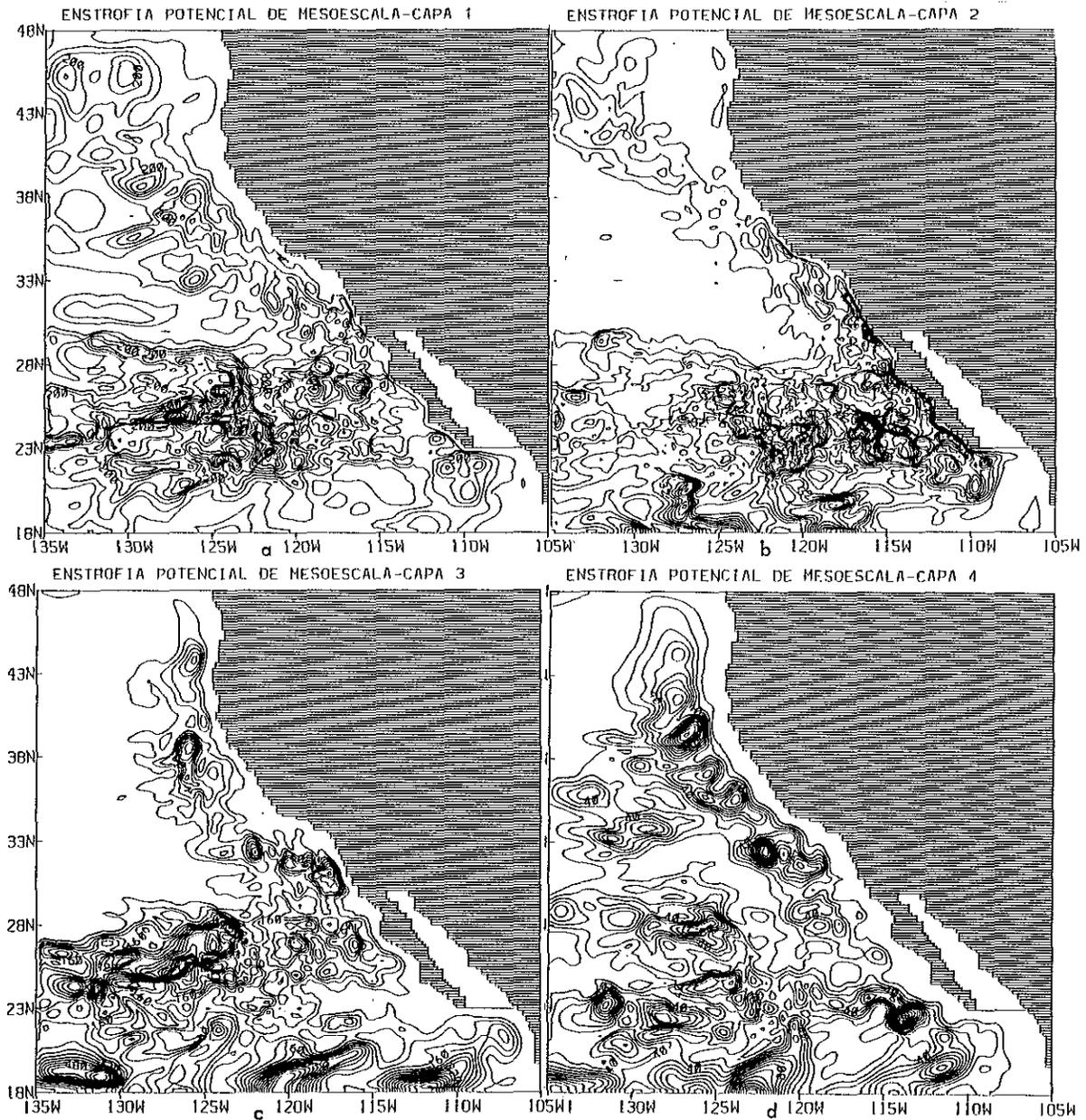
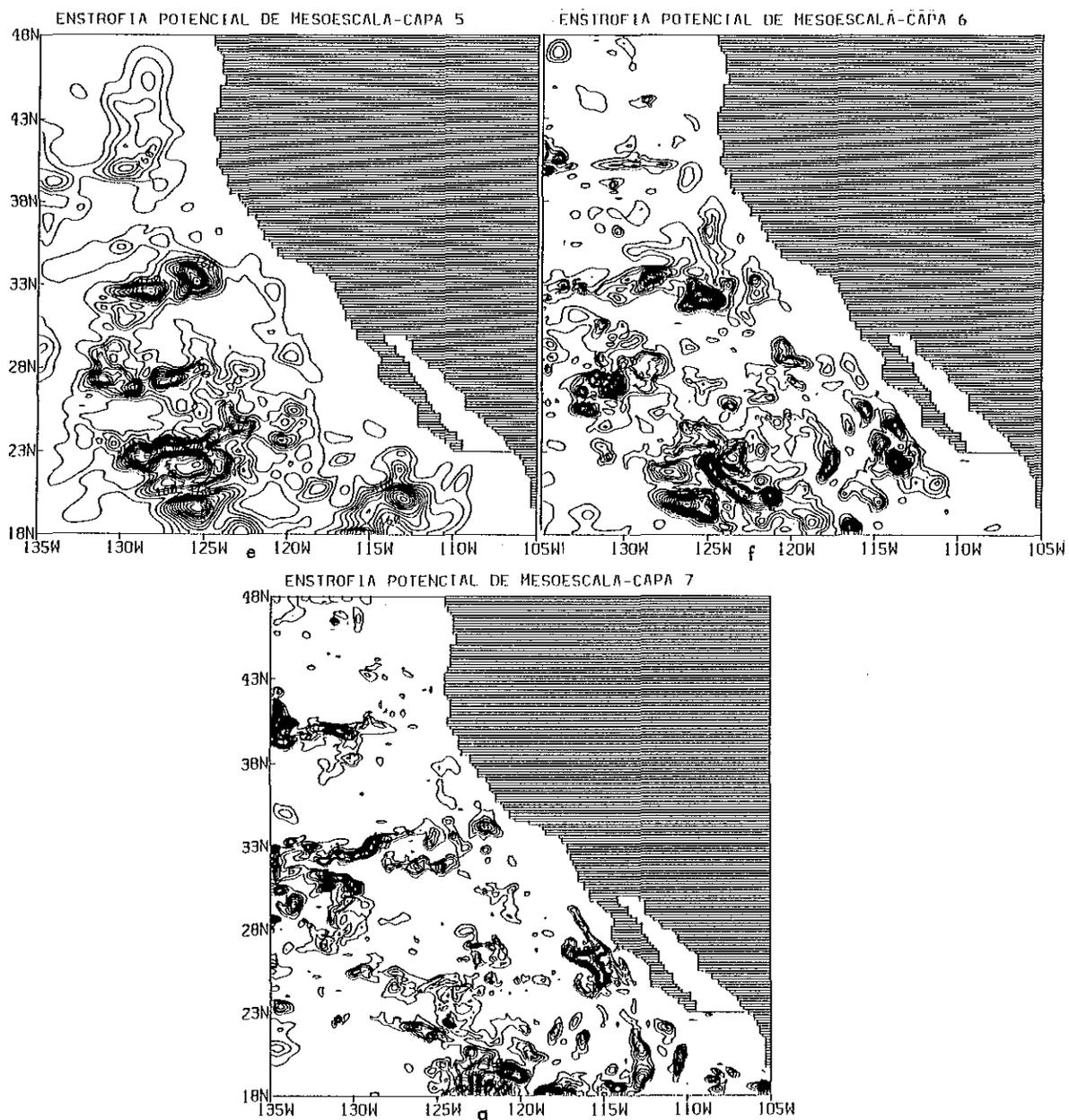


Figura 28. Enstrofia potencial (Hz^2). ic y ymm: a) 5×10^{-11} , 0 y 8×10^{-10} b) 8×10^{-12} , 0 y 1.2×10^{-10}
 c) 4×10^{-12} , 0 y 7.2×10^{-11} d) 10^{-12} , 0 y 1.7×10^{-11} .



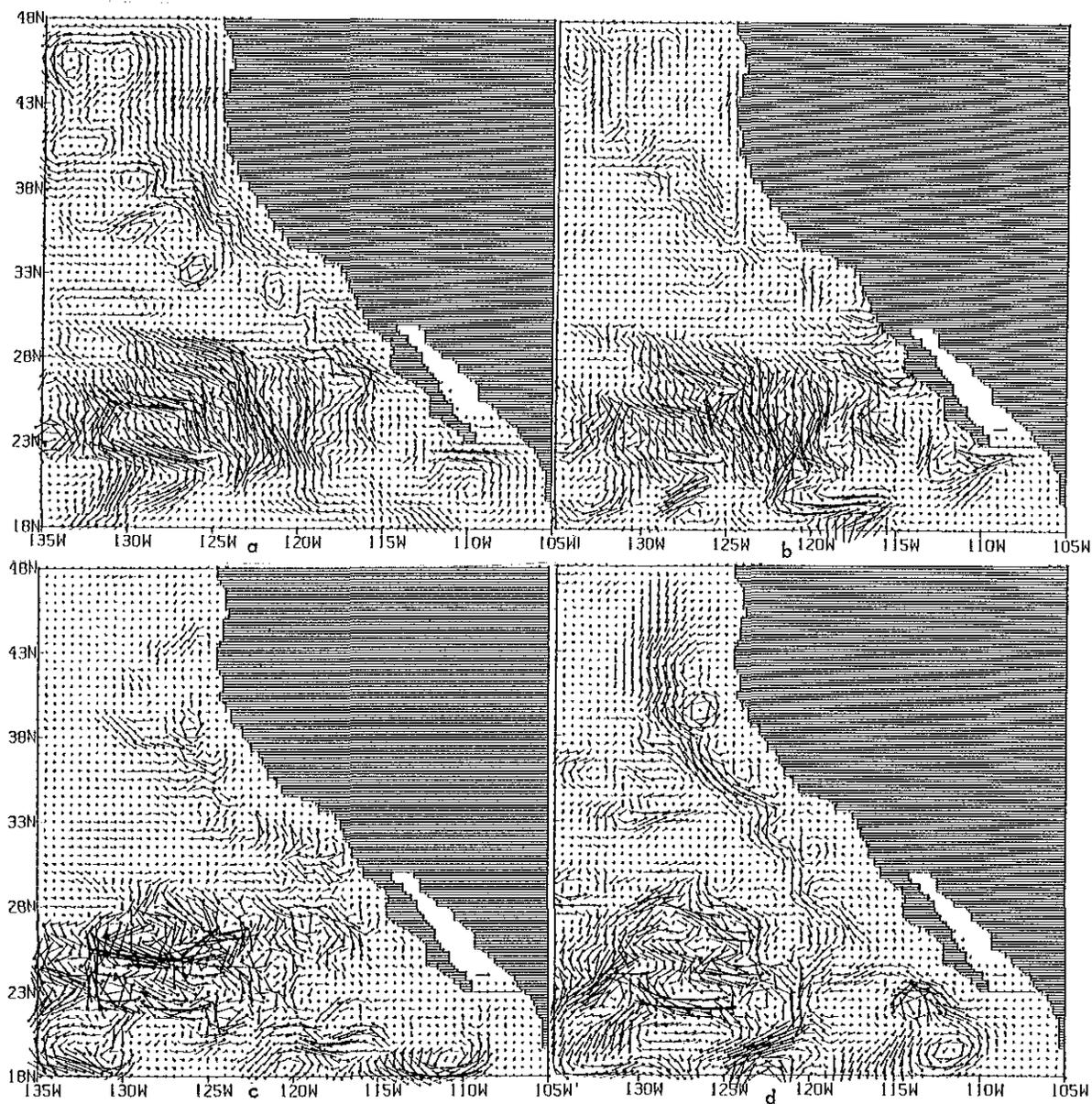


Figura 29. Flujos perturbados de vorticidad potencial $\overline{V'Q'}$: (m/s^2). Valor de la flecha en el Golfo de California: a) capa 1, 1.4×10^{-7} b) capa 2, 2.3×10^{-8} c) capa 3, 2.3×10^{-8} d) capa 4, 7×10^{-7} .

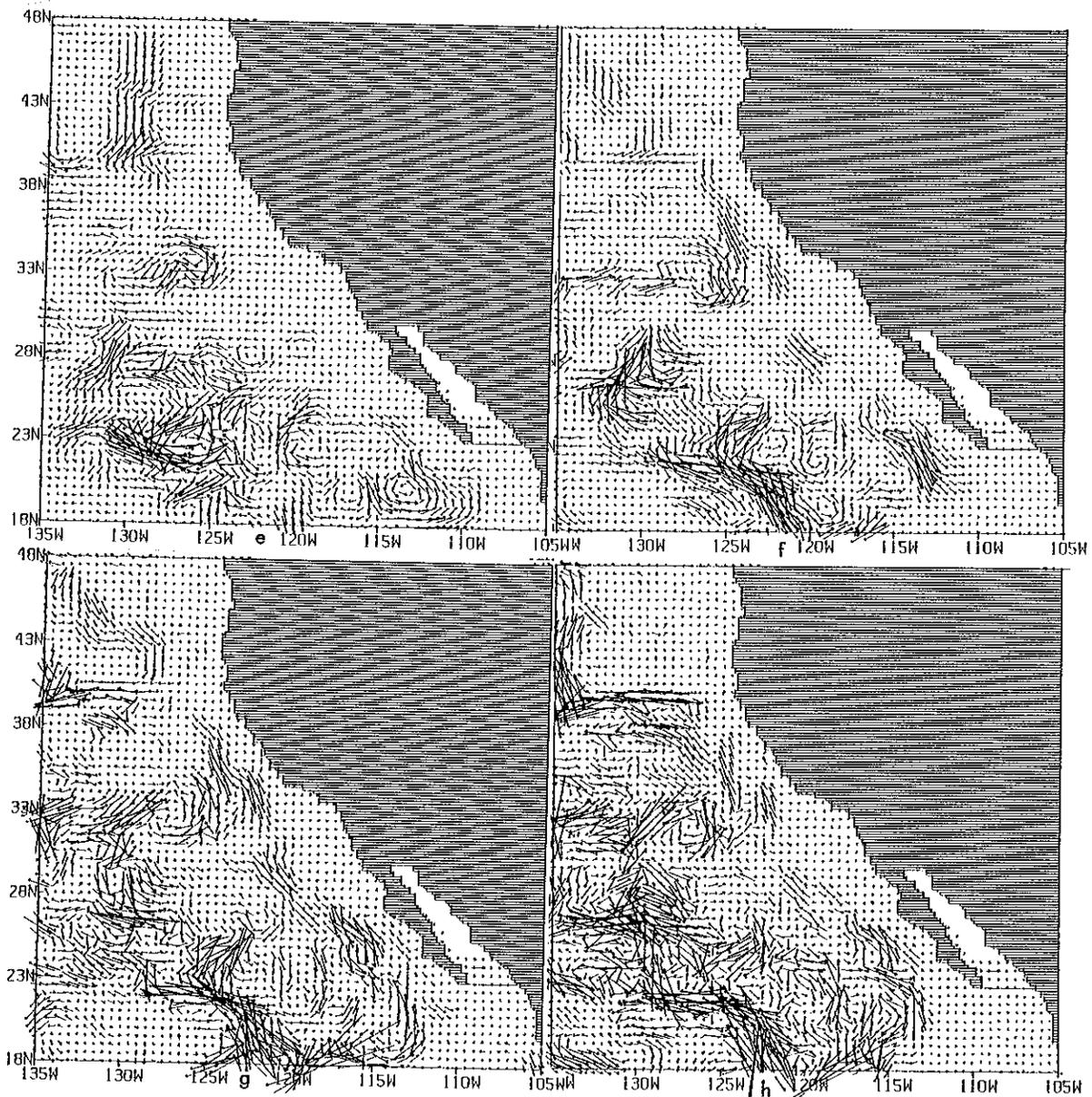


Figura 29 (cont.). e) capa 5, 2.3×10^{-9} f) capa 6, 1.4×10^{-9} g) capa 7, 1.4×10^{-9}
 h) capa 8, 1.4×10^{-9} .

Rhines y Holland (1979) demuestran que los flujos horizontales de vorticidad potencial son equivalentes a flujos verticales de cantidad de movimiento y de hecho este es el mecanismo por el cual se induce la circulación profunda, la cual no podría existir sin la presencia de perturbaciones ya que si

$$J(\bar{\psi}, \bar{Q}) = 0 \rightarrow \beta \bar{v} = 0 \rightarrow \bar{u} = 0$$

y por lo tanto no existe movimiento en la cuenca.

Por lo tanto los flujos de vorticidad potencial contragradiante, al inducir la cascadas de enstrofia (característica principal de la turbulencia geostrófica), proveen a las partículas del forzamiento necesario para cruzar los contornos geostróficos y con ello evitan el reposo de las capas profundas del océano. En tanto en superficie se suma el efecto de las advecciones de enstrofia y del forzante externo.

II.6 Ondas y Turbulencia Geostrófica

II.6.1 Introducción

Como consecuencia de la hipótesis CG sólo las ondas que tengan un periodo mucho mayor al inercial serán soluciones de la ecuación (1). Las ondas de Rossby planetarias y topográficas son soluciones conocidas de las ecuaciones CG de tal forma que si suponemos una solución lineal en modos normales obtenemos la correspondiente relación de dispersión,

$$\omega_n = - \frac{\beta k + \frac{f_0}{H} \vec{K}_x \cdot \nabla b}{K^2 + R_{dn}^2} \quad (35)$$

en donde k y l son las componentes del vector número de onda \vec{K} , $K = |\vec{K}|$ y n es el número del modo (0 es el modo externo, 1 el primer modo interno, etc.). Sin embargo para derivar (35) no se tuvieron en cuenta los efectos alineales ni la presencia de un flujo medio sobre el cual evolucionan las perturbaciones. Uno de los efectos más importantes de los términos alineales es el de permitir el surgimiento espontáneo de cascadas de energía y enstrofia hacia escalas mayores y menores. Esto es posible gracias a las pequeñas oscilaciones de las superficies isopícnicas las cuales producen deformación de los tubos de vórtice y por lo tanto le dan al presente problema un carácter espacialmente tridimensional. Usualmente se emplea el término "turbulencia geostrófica" para referirse al caso de la turbulencia CG pues

si bien el efecto tridimensional es de gran importancia dinámica la escala vertical de movimiento es tres órdenes menor que su respectiva escala horizontal (en el caso estrictamente 2-D la turbulencia no puede existir ya que los gradientes del campo de velocidad se encuentran en un plano normal a la componente vertical del vector vorticidad relativa).

Empleando leyes integrales de conservación para la enstrofia y la energía cinética, Rhines (1977) demuestra como las cascadas de energía hacia escalas mayores pueden dar origen al fenómeno de barotropización. La interacción entre dos remolinos genera otro con longitud de onda mayor al que le dió origen. Ese aumento de tamaño debe ser compensado por una cascada de enstrofia hacia escalas menores, en tanto que la energía cinética es transferida por las ondas menores a la mayor. La energía cinética, de acuerdo con este mecanismo, es transferida por los modos baroclinicos al modo barotrópico que propaga su energía en forma mucho más veloz. El movimiento de las interfases es el responsable de acoplar verticalmente ondas inicialmente baroclinicas o bien de incrementar la escala vertical de una onda superficial (capas inferiores inicialmente en reposo). Sin embargo existen factores que tienden a oponerse a esta cascada de energía hacia el modo 0. Rhines (1977) señala como causas de oclusión de la barotropización a la intermitencia del campo de los remolinos, a grandes fuentes o sumideros de energía, a la rugosidad del fondo y a una termoclina muy somera entre otras.

Consideremos ahora, que las ondas se mueven en un medio no estático como es el flujo medio. Uno de los efectos más importantes que produce el flujo medio es el de no permitir la existencia de modos que se propaguen a menores velocidades que él. Por otra parte Pedlosky (1979) señala que la presencia del flujo medio tiene los efectos de aumentar o disminuir (dependiendo de los sentidos de propagación de las ondas y del flujo) la rapidez de fase de la onda (corrimiento Doppler) y el de aumentar o disminuir la rapidez de fase de la onda relativa al flujo medio. En este último caso, y dependiendo del sentido del flujo medio, el efecto beta puede verse alterado en magnitud. Por ejemplo en flujos zonales hacia el oeste el efecto beta es disminuido por el flujo medio pudiendo llegar a desaparecer. Es por este motivo que los flujos hacia el este son mucho más estables que los flujos hacia el oeste. Como consecuencia directa del efecto Doppler la frecuencia de corte de las ondas estables de Rossby $\omega_c = \beta R_s / 2$ también se ve alterada ya que por ejemplo en flujos zonales la misma cambia según $\omega_c = \beta R_s / 2 - \bar{u} / R_s$. Este período mínimo nos permite establecer si una onda observada puede ser considerada o no como onda de Rossby. Aquí es

importante destacar que los remolinos poseen en general características, como ser propagación al oeste y rapidez de fase, similares a las ondas de Rossby lineales. Esa similitud de propiedades es más notoria aún a medida que la turbulencia geostrófica va incrementando su escala, entonces el efecto beta se acentúa y las ondas que antes poseían fuertes alineamientos ahora se transforman en ondas de Rossby cuasi-lineales. Rhines (1975) compara los términos lineales y alineales en la ecuación de vorticidad potencial de tal forma que,

$$\eta = \frac{\text{término alineal}}{\text{término lineal}} = \frac{2Uk^2}{\beta} = \frac{U}{C}, \quad (36)$$

en donde U es la velocidad de las partículas, k número de onda del movimiento y C , la rapidez de fase de la onda. Entonces si $\eta=1$ ambos términos poseen igual peso y el número de onda de equilibrio está dado por,

$$k_\beta = \sqrt{\frac{\beta}{2U}} \quad (37)$$

Se observa que para $k < k_\beta$, los efectos alineales son pequeños y las ondas son ondas de Rossby lineales que interactúan muy débilmente entre sí. Por esta causa cuando $k = k_\beta$, las cascadas de energía prácticamente se detienen. Para números de onda menores que (37) las triadas requieren ahora, además de superposición en el espacio físico, resonancia en el espacio $\omega - K$ y por lo tanto las transferencias de energía a mayores escalas es más lenta y dificultosa.

De (36) apreciamos que un incremento en la escala de la turbulencia trae como consecuencia un aumento de su linealidad. Esto nos sugiere que la turbulencia geostrófica, irónicamente, es generadora de ondas lineales dispersivas. Es esta la razón, el efecto beta, por la cual los remolinos no pueden crecer más allá de una determinada escala. Este límite en la escala horizontal lo apreciamos en el campo de vorticidad total Q (figura 32a,b) en donde vemos que en la zona 4 (que como se vió posee gran actividad de las perturbaciones) parece existir una escala máxima para la turbulencia allí presente. Rhines (1979) sugiere que la escala de transición de ondas a turbulencia está dada por,

$$\pi k_\beta^{-1} \quad (38)$$

Los causas de generación de ondas de Rossby pueden ser resumidas en tres mecanismos básicos; a) Inestabilidades hidrodinámicas, las cuales son favorecidas en la escala del radio de deformación de Rossby. Las perturbaciones generadas aumentan luego su escala por interacciones alineales hasta llegar al número de onda k , en donde comienzan a propagarse como ondas de Rossby lineales. b) Pendiente del fondo. La cual actúa en forma equivalente al efecto beta favoreciendo la propagación en la dirección normal a la pendiente del fondo en gran escala. c) El viento. Con respecto a este factor existen dos teorías (no mutuamente excluyentes). White et al. (1981) muestran como el ciclo anual del bombeo de Ekman, ocasionado a su vez por el ciclo anual del rotor del viento, genera ondas baroclínicas con propagación al oeste, período anual y amplitudes y fases similares a las observadas. El otro mecanismo (Mysak, 1983) propone que las fluctuaciones anuales de las corrientes de frontera orientales (debido a fluctuaciones anuales del esfuerzo del viento) son una fuente de ondas largas de Rossby. Agreguemos que McCreary (1976) desarrolló un modelo en el cual ondas de Kelvin propagándose hacia el polo en fronteras este podrían generar ondas largas baroclínicas propagándose hacia el oeste. Estos dos últimos mecanismos no son considerados en la ecuación (1).

II.6.2 Perturbaciones en el espacio $\vec{x}-t$

En la figura 30 se observan los diagramas de fase para el campo de las perturbaciones a diferentes latitudes y niveles. Se observa que la propagación es hacia el oeste en todos los casos. A 25°N y en la capa 1 (fig. 30a) la rapidez de fase a 125°W y para el mes 14 es de aproximadamente 2.5 km/día en tanto que también se aprecia una onda más larga (entre los meses 6 y 22) cuya rapidez de fase es de unos 2.5 km/día entre los meses 6 y 12 aproximadamente y de 3.8 km/día entre los meses 12 y 22 (la rapidez de fase para ondas largas de Rossby, primer modo baroclínico, es de 3.82 km/día). Este aumento de la rapidez de fase con el tiempo y la distancia a la costa se aprecia en casi todo el diagrama y es probablemente ocasionado por las interacciones alineales entre las diferentes ondas presentes. La velocidad de las partículas toman valores de entre 5 y 9 km/día lo cual implica según (36), que los términos alineales son de mayor peso que los lineales. En general, y para todas las latitudes de la capa 1, el valor de η fué de 2-3. También se observa que la estructura horizontal de estas ondas se repite en la vertical (figura 30a,b,c,d) aunque con diferente intensidad. A 28°N (figura 30f) se calcularon rapidezces de fase de 2.26 y 3.30 km/día siendo la rapidez teórica para el primer modo

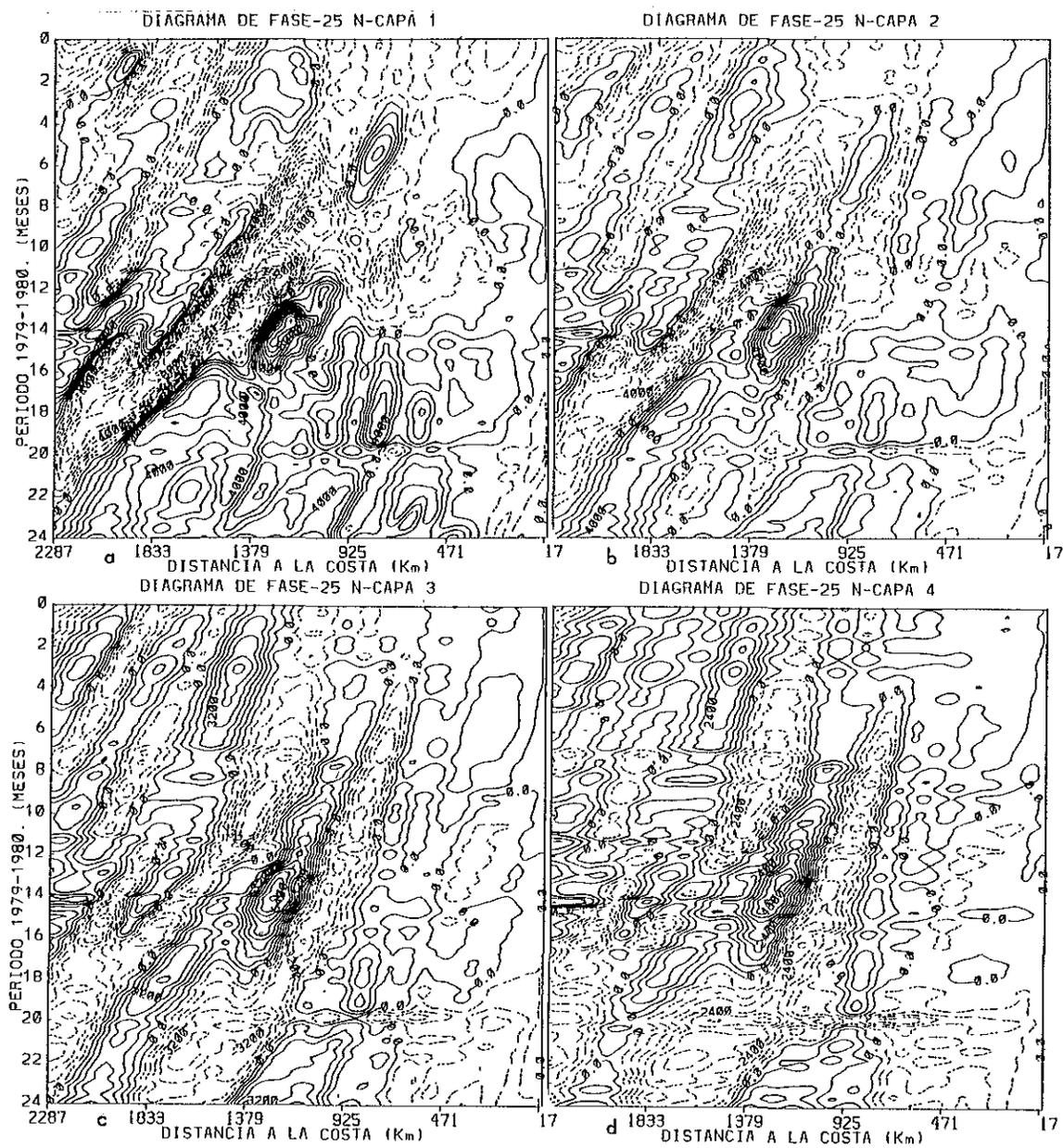


Figura 30. Diagramas de fase de ψ' (m^2/s). Ic y vmm: a) 1000; -10000 y 11000 b) 1000; -7000 y 8000 c) 800; -4000 y 8000 d) 600; -3600 y 5400.

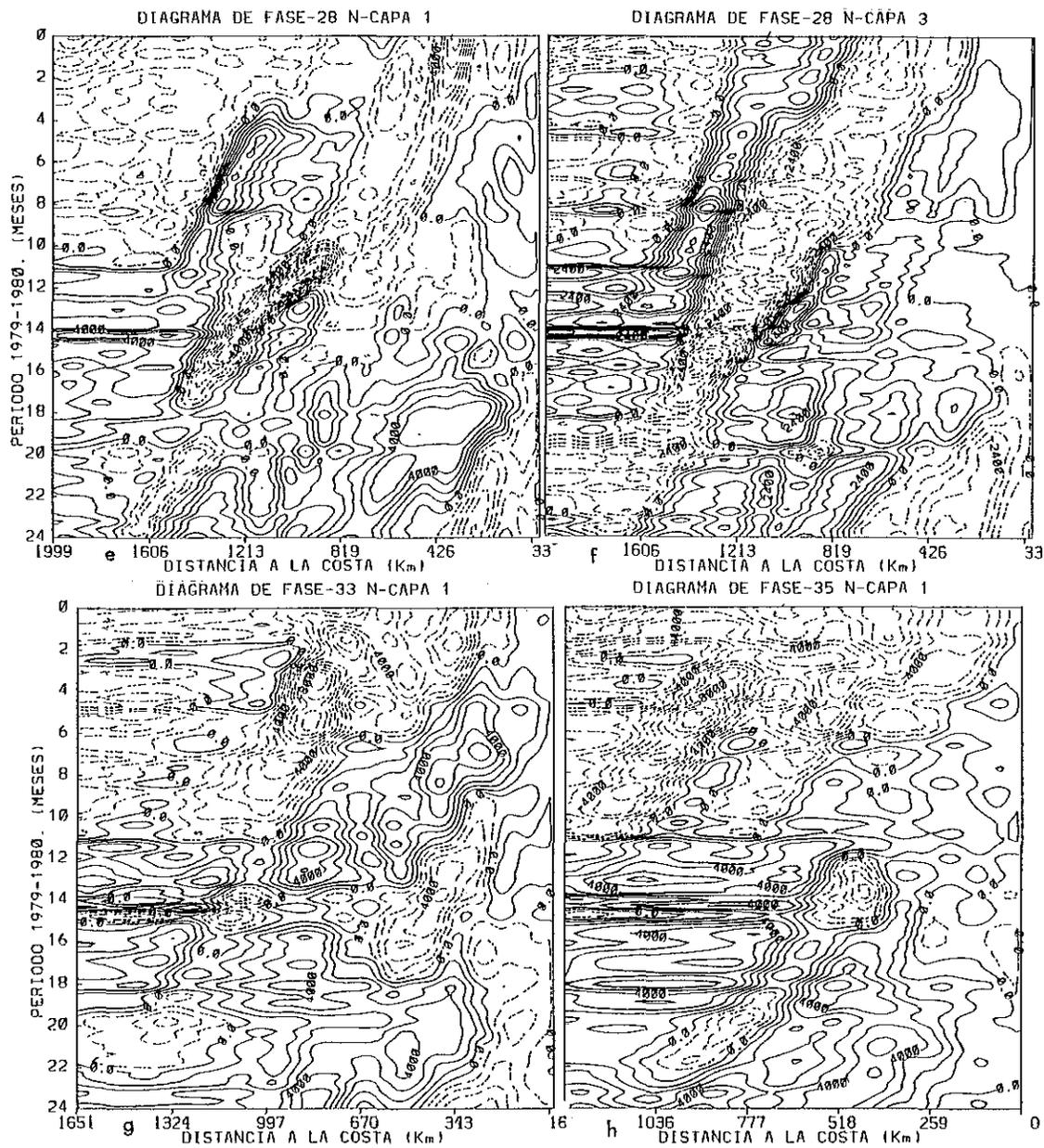


Figura 30 (cont.). e) 1000; -1000 y 6000 f) 600; -4800 y 4800. g) 1000; -10000 y 6000

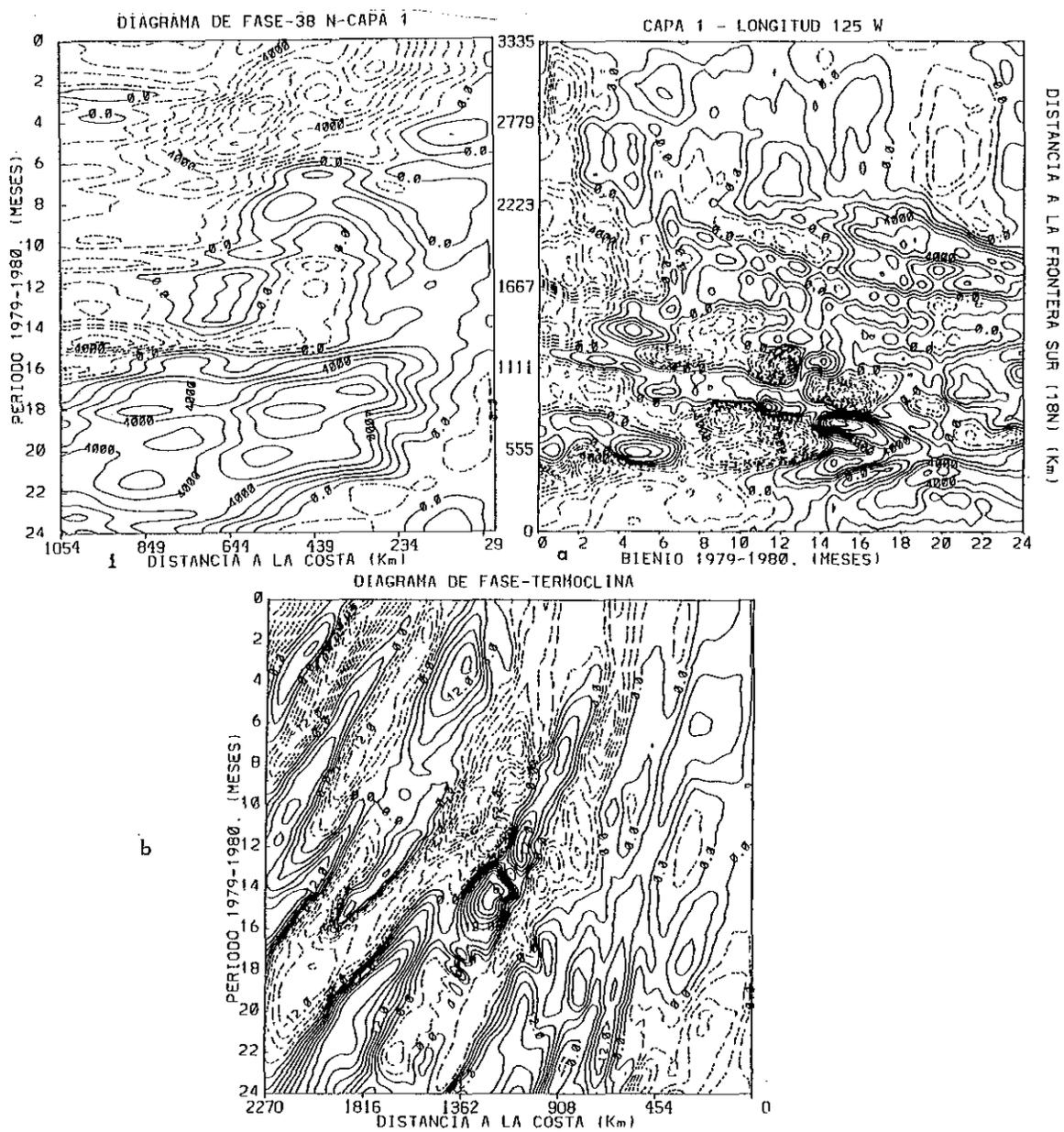


Figura 30 (cont.), i) 1000; -9000 y 7000

Figura 31. a) Diagrama de fase y-t de Ψ^1 (m^2/s) $i_c=1000$; $v_{mm}=-1000$ y 9000

b) Diagrama de fase x-t de \bar{h} para la interfase 3 (metros), $i_c=3$, $v_{mm}=-27$ y 30 . (25N)

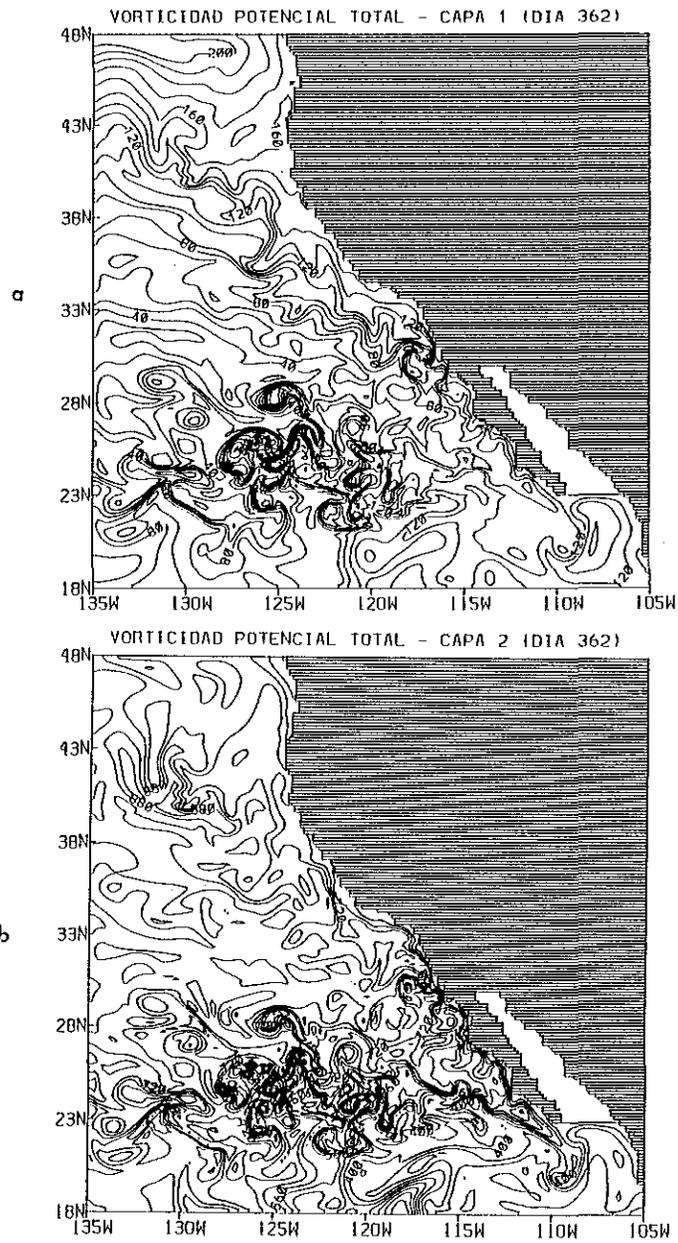


Figura 32. Vorticidad potencial total a) $\text{Hz} \times 10^{-6}$; $j_c = 10^{-5}$; $v_{mm} = 0$ y 2×10^{-4}
 b) $\text{Hz} \times 10^{-7}$; $i_c = 4 \times 10^{-6}$; $v_{mm} = 2.4 \times 10^{-5}$ y 9.2×10^{-5}

baroclínico de 3.20 km/día. Para el primer año y a 33°N se observa una onda cerca de la costa con rapidez de fase de 2.5 km/día (valor teórico=2.4 km/día). A 35 y 38°N las rapideces de fase son menores que en el sur debido a la disminución del radio de deformación de Rossby con la latitud. A 35°N se midieron velocidades de 1.7 y 2.16 km/día (valor teórico=2.15 km/día) en tanto que a 38°N se registró una rapidez de fase 1.21 km/día (valor teórico=1.86 km/día).

En la figura 31a,b se muestra el diagrama de fase $y-t$ a 125°W. En general se ve que la propagación meridional de la rapidez de fase es hacia el sur. Entre 23°N y 30°N la misma tiene un valor aproximado de 1.78 km/día en tanto que para la capa 3 es de aproximadamente 1.5 km/día.

En la figura 31c se ve como la interfase correspondiente a la termoclina a 25°N se propaga hacia el oeste con rapideces de fase que varían entre 1.2 y 2.5 km/día aproximadamente. Aquí también se observa que la rapidez de fase aumenta con el tiempo y la distancia a la costa.

El hecho de que algunas de las rapideces de fase observadas no coincidan exactamente con los valores teóricos puede atribuirse en parte al efecto que tiene el flujo medio sobre la onda (ver II.6.1) y a los efectos alineales no contemplados en la obtención de (35). También es probable que las ondas de menor escala, más sensibles a la disipación friccional, vean alterada por ese motivo su velocidad de propagación. De hecho, en altas latitudes en donde R_d es menor, las ondas son disipadas más fácilmente que en bajas latitudes. En las gráficas sin filtrado (y aún en las presentadas aquí) se aprecian gran número de rapideces de fase lo cual se debe muy probablemente a efectos alineales de interacción (superposición de ondas lineales y/o turbulencia geostrofica).

En la figura 33 se presentan las auto-correlaciones de ψ' . Se ve en general, que para todas las latitudes y para la capa 1 que las mayores correlaciones se obtienen en ondas que se propagan hacia el oeste mientras que las mismas disminuyen con la profundidad en forma gradual. Sólo las mayores escalas evidencian alta correlación en las capas profundas.

II.6.3 Perturbaciones en el espacio $\omega-k$

Con la finalidad de conocer la distribución de energía cinética en el espacio de la frecuencia y el número de onda zonal se computó el espectro bidimensional de ψ' para diferentes latitudes y profundidades (los datos de las series temporales y espaciales son los graficados en los diagramas de fase de la sección anterior). Los espectros al 99% de

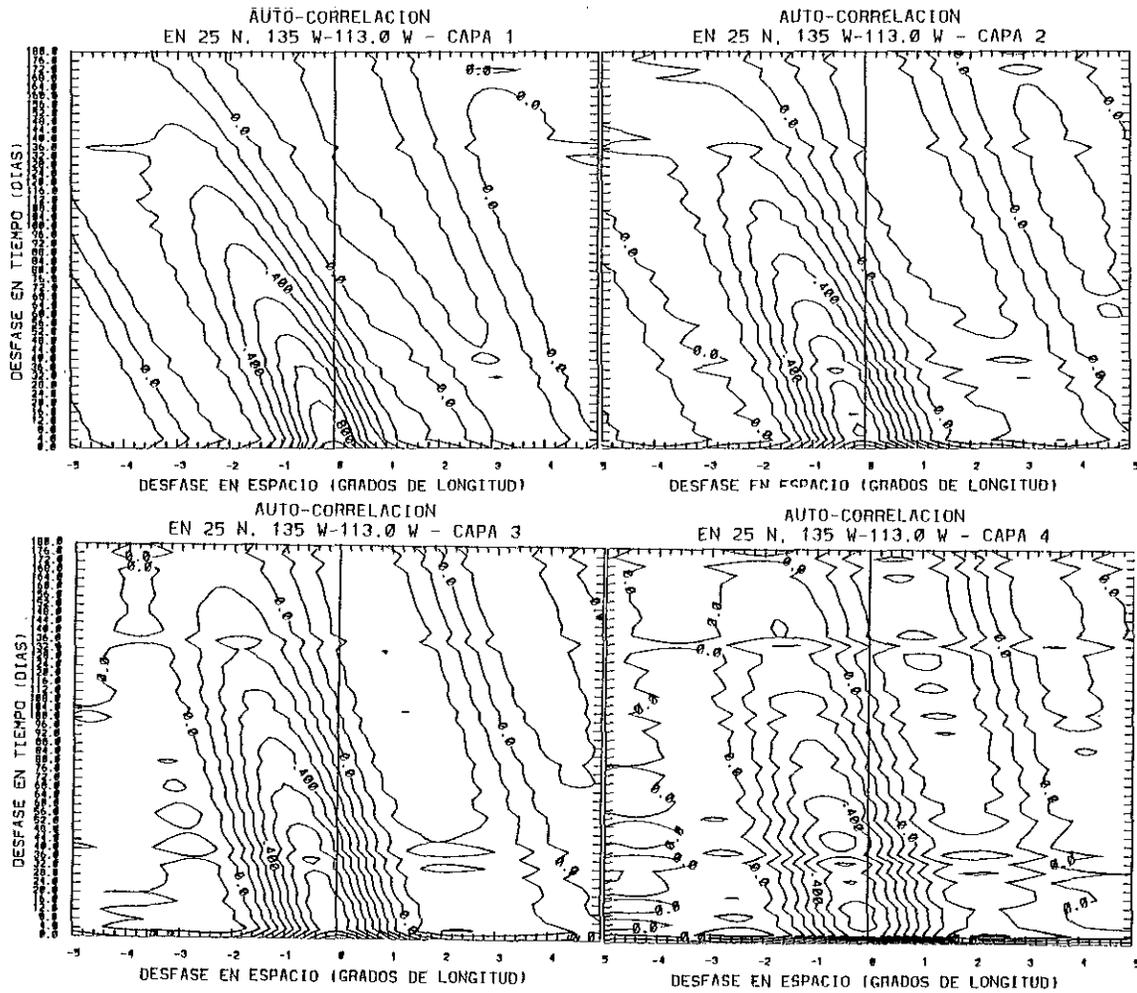


Figura 33. Autocorrelaciones de la función corriente perturbada.

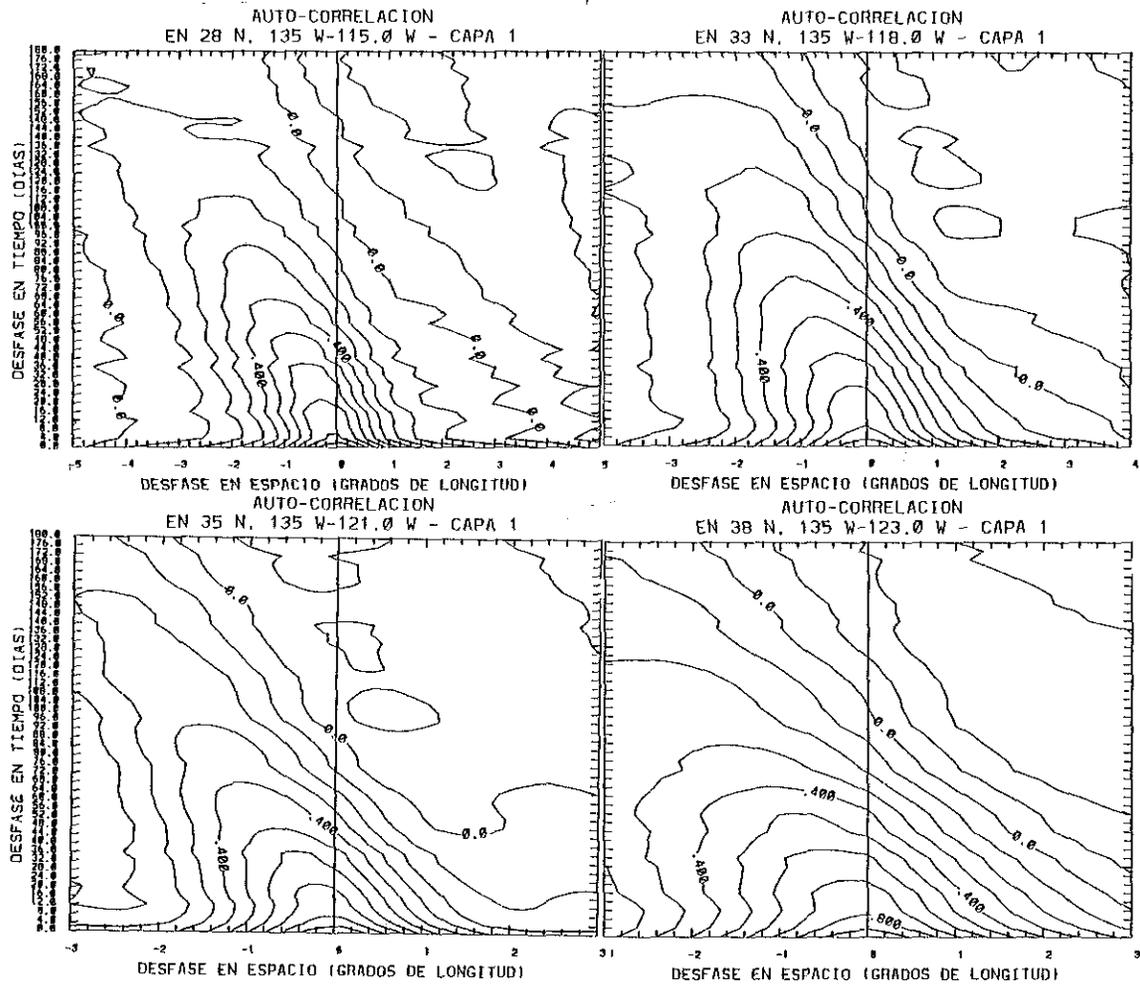


Figura 33. (continuación)

confianza se presentan en la figura 34 en donde las rectas oblicuas corresponden a las relaciones de dispersión de los dos primeros modos baroclinicos para el caso $L \gg R_d$, mientras que la recta vertical sobre la izquierda de la gráfica representa la escala (38).

Una característica común a todos los espectros está dada por la gran concentración de energía en escalas grandes ($T > 180$ días - $\lambda > 500$ km). A 25°N y en la capa 1 (fig. 34a) existe un máximo de energía con período de 278 días y longitud de onda zonal de 1000 km aproximadamente ($C_g = -3.64$ km/día). En las capas 2, 3, y 4 dicho pico posee la misma frecuencia que en la capa superior, mientras que la longitud de onda en estas tres últimas capas es de 720 km aproximadamente. En los espectros de 28°N y 33°N existe un máximo superficial de energía con período de 376 días y longitudes de onda de 1960 y 1550 km respectivamente (pero de igual longitud de onda en grados). A 35°N y 38°N no se observaron picos lo cual indicaría que la mayor energía estaría en el flujo medio. Lo anterior parece sugerir que los máximos observados a 25 , 28 y 33°N podrían estar relacionados con la frecuencia anual del viento. Estas ondas de Rossby cuasi-lineales podrían haber sido generadas por el mecanismo propuesto por White et al. (1981) (ver II.6.1), ya que también poseen la propiedad de estar propagándose con una velocidad cercana a la del primer modo interno ($C_g = -\beta R_d^2$). El hecho de que la frecuencia y el número de onda a 25°N sean mayores que en el resto de las latitudes puede ser ocasionado por la gran actividad turbulenta allí existente debido a las condiciones de inestabilidad. Esto favorece la interacción entre las diferentes escalas de ondas presentes (nótese que a esta latitud la escala (38) se encuentra más próxima al máximo espectral que en las demás latitudes).

En la gráfica correspondiente a la capa 1 a 25°N existe un máximo secundario con período de 125 días y longitud de onda zonal de 276 km ($C_g = -2.2$ km/día) muy próximo a la escala de transición ηk_p^{-1} . Cuando $\eta = 1$, la turbulencia se convierte en ondas de Rossby, entonces las transferencias de energías entre ondas de diferentes escalas se torna más lenta y dificultosa ya que las triadas intervinientes deben, además de superponerse en el espacio físico (único requisito para $\eta > 1$), resonar en frecuencia y número de onda para que la transferencia tenga lugar (eso es debido a que las ondas lineales, $\eta < 1$, deben cumplir la relación de dispersión). En resumen, cuanto menor sea η más débiles serán los términos alineales y por lo tanto las cascadas de energía tendrán más condicionada su existencia.

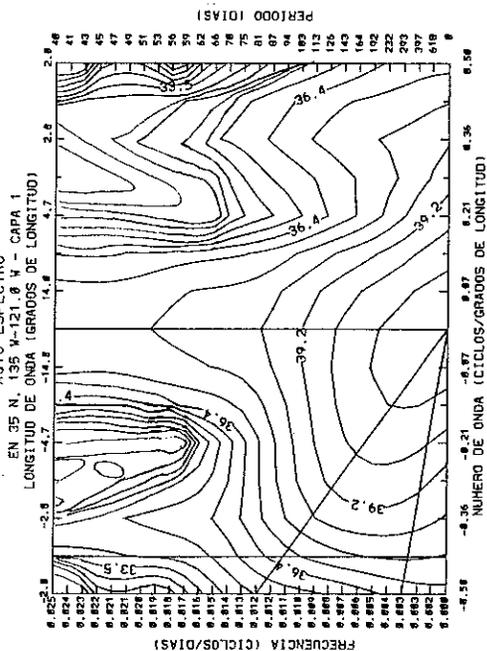
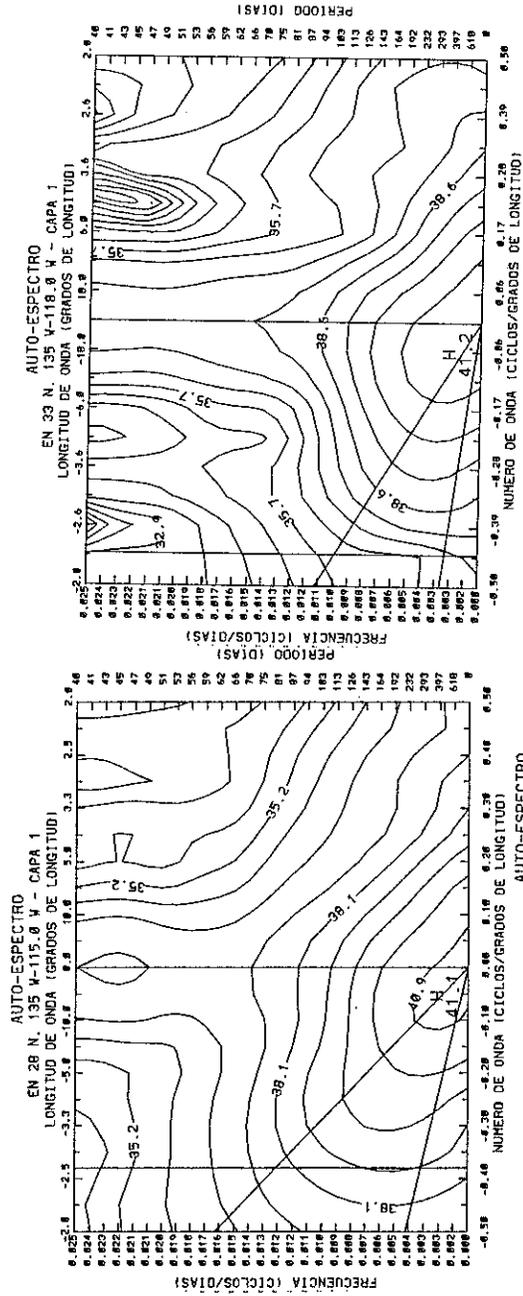


Figura 34 (continuación).

Según Haidvogel (1983), la acumulación de energía en la escala $k \sim k_p$ es un fenómeno esperable cuando $\beta \neq 0$. Esto parece indicar que dicho máximo secundario podría atribuirse a la proximidad de la escala k_p , ya que el crecimiento de las perturbaciones por interacciones alineales, fenómeno espontáneo, no se halla aún condicionado por la resonancia. A 38°N y para la capa 1 también se observó un máximo secundario próximo a la escala (38) con un período de 263 días y longitud de onda de 200 km aproximadamente.

En la figura 35a,b se muestran los espectros en frecuencia de ψ' para el meridiano de 130°W a cinco latitudes diferentes y para la capa 1. Se aprecia que a 25°N existe un máximo absoluto en aproximadamente 220 días y otro secundario en 55 días. A 28°N se observa un máximo cercano a los 500 días en tanto que a 33°N existe un único máximo con un período cercano a los 180 días. Dos grados más al norte se registra un máximo absoluto próximo a los 500 días y un máximo secundario en 180 días mientras que a 38°N se observa un máximo en 500 días aproximadamente.

En la figura 36a,b se presentan los espectros conservadores de energía (espectro * frecuencia) de las componentes de la velocidad u' y v' a 25°N y para 125°W y 129°W respectivamente. En general vemos que en frecuencias bajas es más energética la componente u' en tanto que en frecuencias altas prevalece v' . En la zona sur de los experimentos de Lee (1988) y en las observaciones hidrográficas de Niller y Hall (1988) (hechas a 28°N) ocurre el mismo hecho. En este caso vemos que el máximo de u' a 125°W (fig. 36a) ocurre cercano a los 180 días en tanto que v' presenta un máximo absoluto en 100 días y uno secundario en 55 días. Esto se compara bien con los máximos en 200 y 120 días para u' y v' respectivamente obtenidos por Lee (1988). Cuatro grados más al oeste el máximo de u' se ubica en aproximadamente 220 días pero con un tercio de la energía que en 125°W . Es posible que esa disminución en frecuencia se deba a un crecimiento en la escala de la onda por interacciones alineales con otras ondas, en tanto que la disminución de energía puede atribuirse a interacciones con el flujo medio ya que entre esos dos meridianos existe una zona de elevada difusividad negativa (figura 25a). En 28°N y 125°W (fig. 37a) también las frecuencias bajas son controladas por u' y las altas por v' con máximos en 210 días aproximadamente para la componente zonal y 110 días para la componente meridional. Un espectro computado cinco grados hacia el oeste (fig. 37b) muestra un gran aumento del máximo de u' pero ahora cercano a los 240 días. El pico secundario de v' experimentó una reducción del 30% en su energía en tanto que su frecuencia no varía significativamente. El hecho de que la relación de energías $u'(\omega)/v'(\omega)$ aumente hacia el

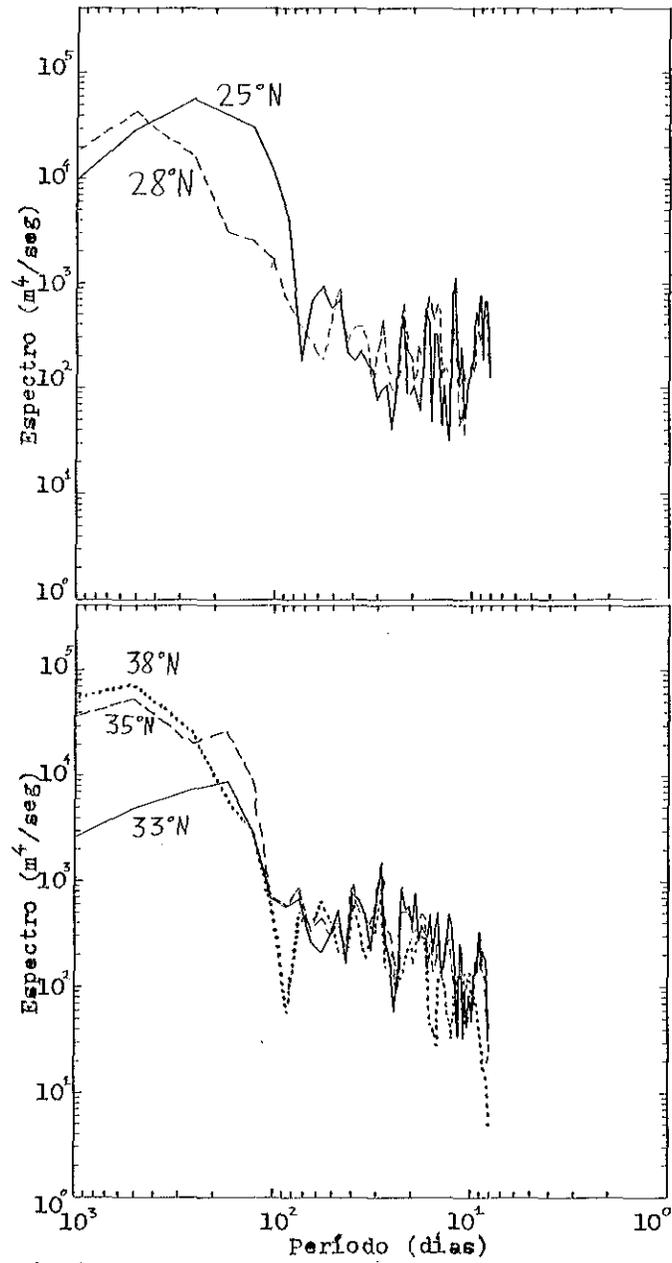


Figura 35. Espectros en frecuencia de Ψ' a lo largo del meridiano de 130W.

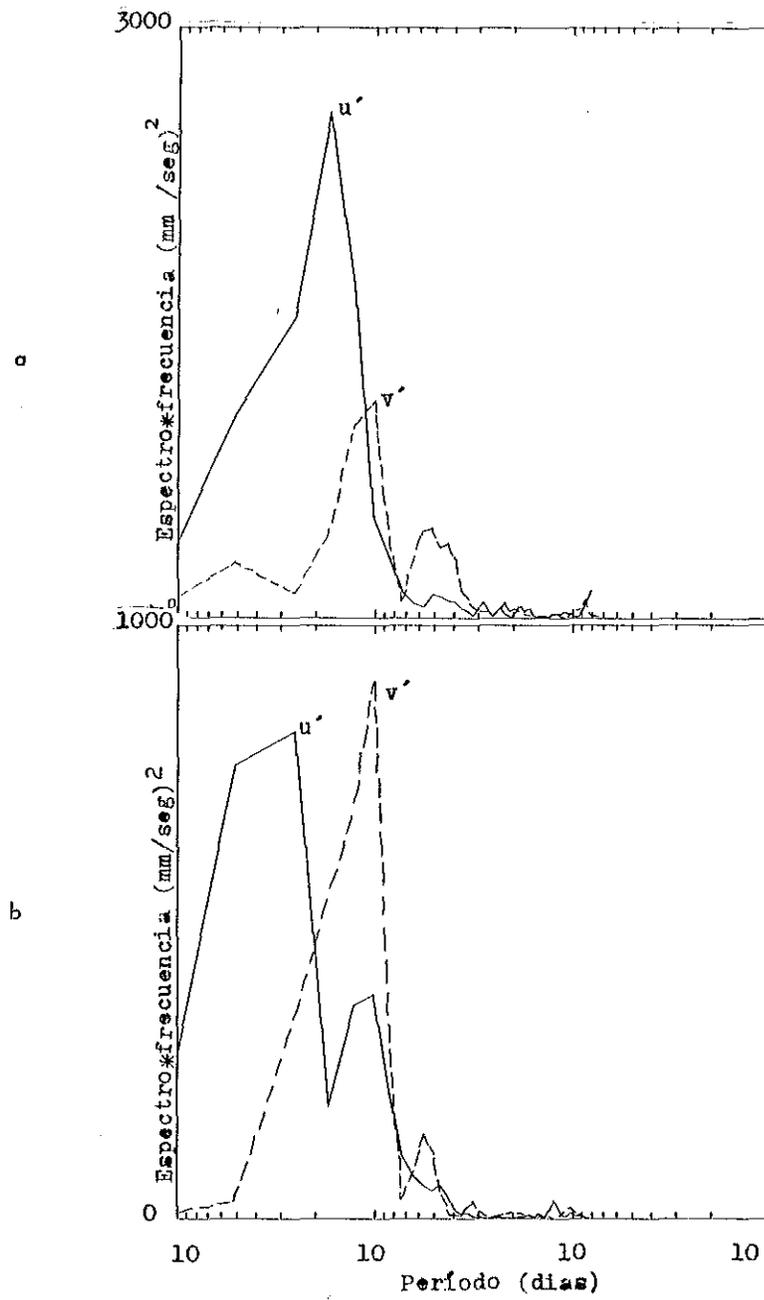


Figura 36. Espectros en frecuencia en a) 25°N y 125°W b) 25°N y 129°W.

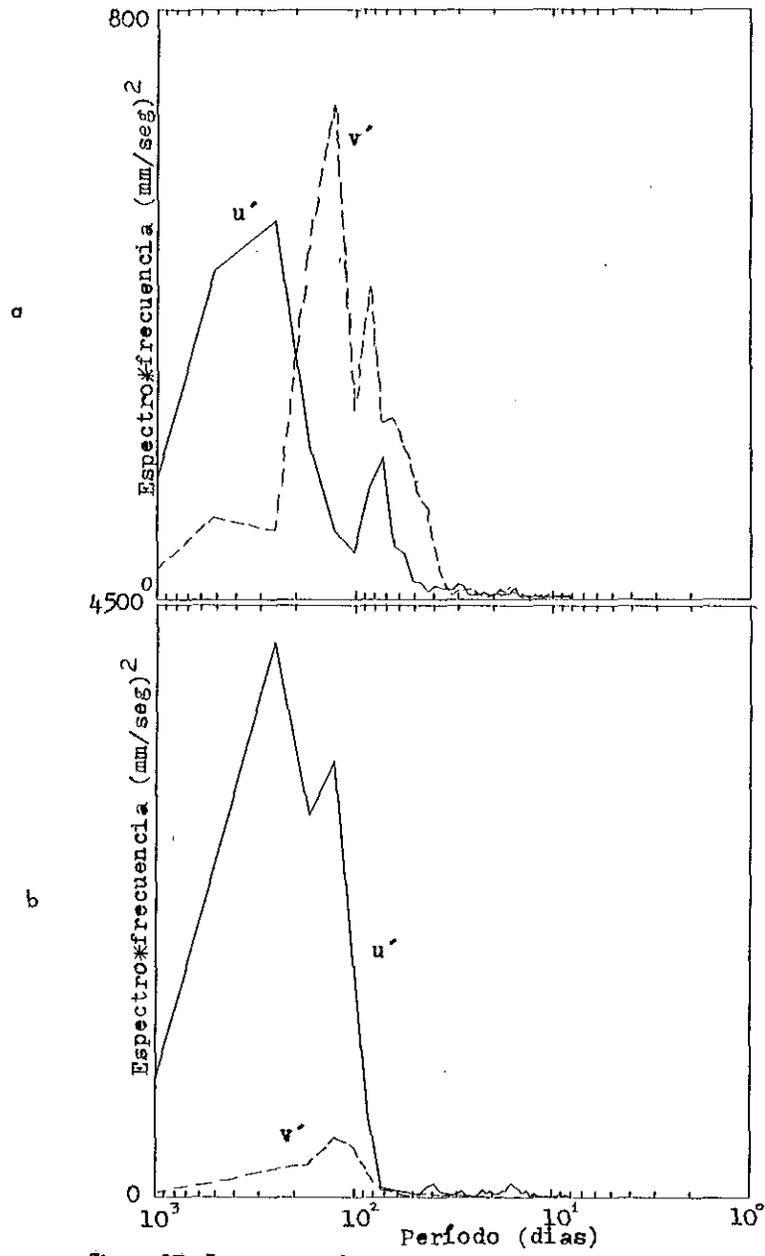


Figura 37. Espectros en frecuencia en: a) 28°N y 125°W b) 28°N y 130°W.

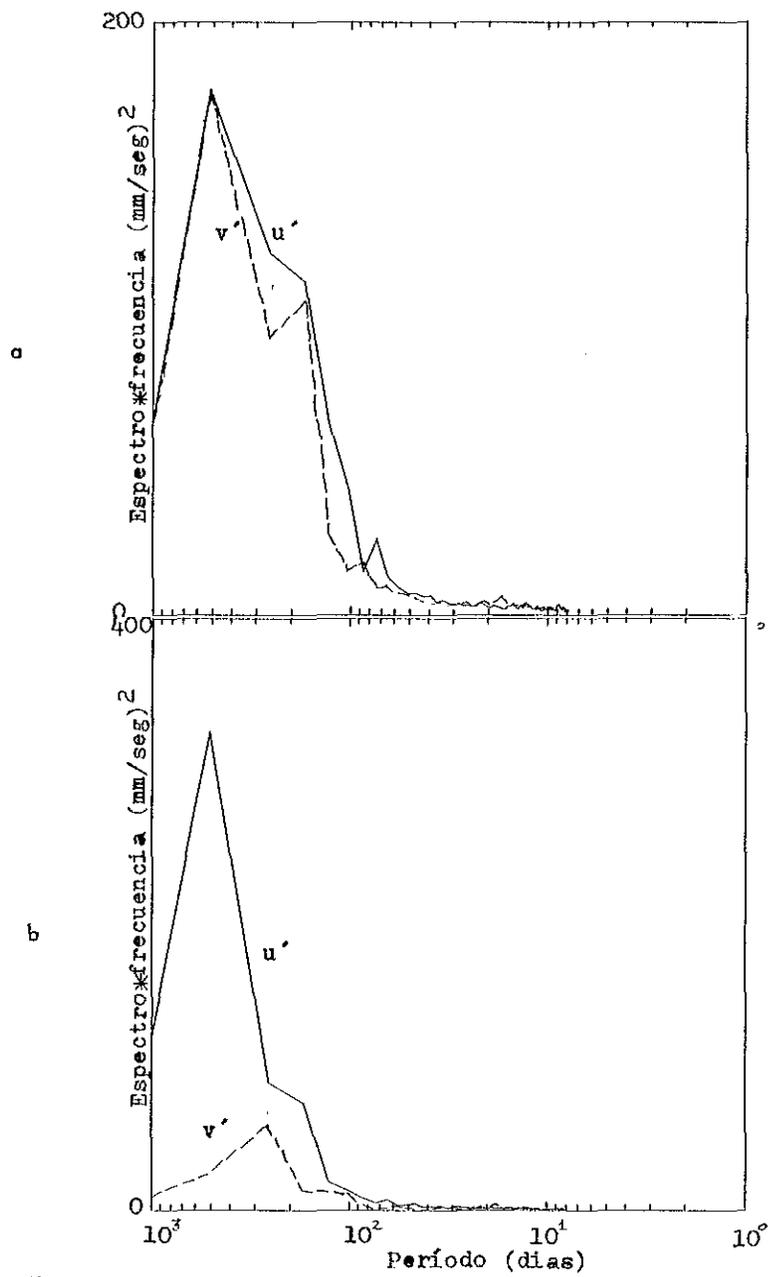


Figura 38. Espectros en frecuencia en a) 36°N y 127°W b) 36°N y 130°W

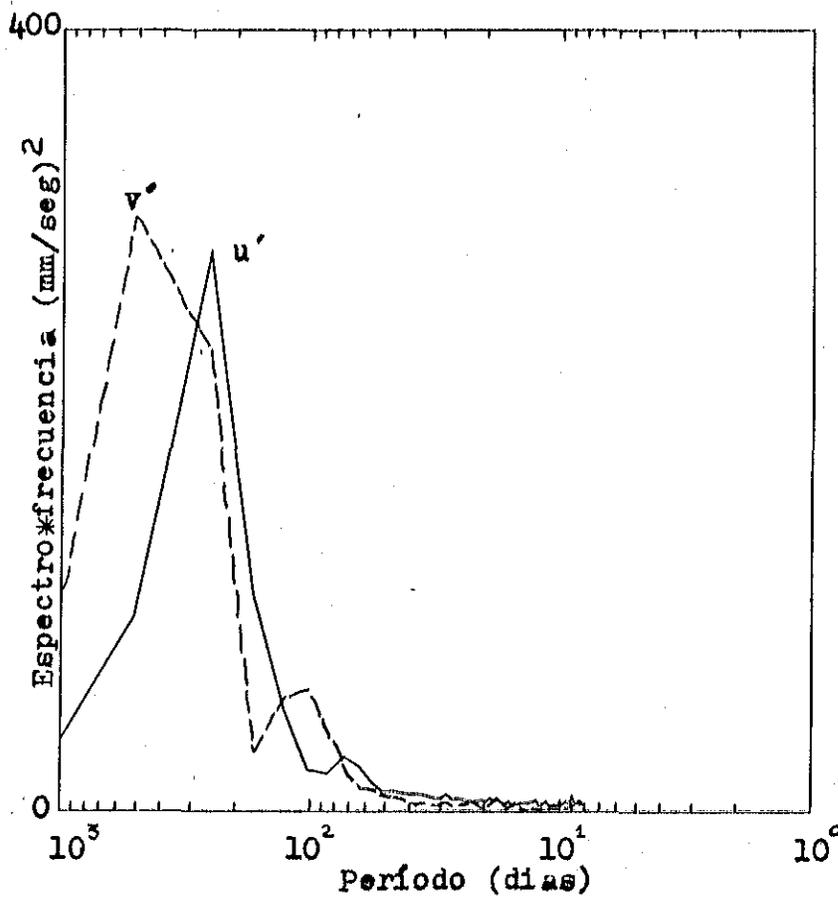


Figura 38 (cont.) c) Espectro en frecuencia en $38^\circ\text{N}-129^\circ\text{W}$.

oeste es probablemente debido a la diferente dirección e intensidad del flujo medio entre esos puntos. Un efecto similar se aprecia en la figura 38a,b,c en donde se observa que al alejarnos del flujo principal de la CC la relación $u'(\omega)/v'(\omega)$ aumenta a mayor distancia del eje principal de la corriente. Notemos que a diferencia de los espectros anteriores la componente u' es más energética que la componente v' (máximo en 500 días) en toda la banda de frecuencias y para las figuras 38a,b. Sin embargo la figura 38c (flujo principal) muestra un máximo de energía para la componente v' (500 días). La comparación de esos tres pares de espectros muestra la transición que experimentaría la onda desde su generación por inestabilidad del flujo medio hasta su alejamiento del mismo por propagación. Similares resultados obtiene Lee (1988) empleando un modelo CG de 3 capas, sin topografía y con forzamiento estacionario.

II.6.4 Análisis de estabilidad lineal

Pedlosky (1979) y Kang et al. (1982) derivan la ecuación de vorticidad potencial quasi-geostrófica linealizada para flujos no zonales considerando como condiciones de frontera verticales tapa rígida y fondo plano. Lee y Miller (1987) incluyen el término de fricción lateral y presentan el método numérico aplicado. En todos estos casos no se consideran gradientes horizontales de velocidad, es decir que la inestabilidad barotrópica queda descartada de ocurrir.

Resumiendo el desarrollo por ellos presentado, el problema consiste en obtener a partir de las ecuaciones de movimiento, hidrostática, conservación de masa y densidad, la ecuación linealizada de conservación de vorticidad potencial CG y sus respectivas condiciones de frontera verticales,

$$(\vec{V} \cdot \vec{K} - \omega) \left\{ \frac{d}{dz} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{d\phi}{dz} \right) - K^2 \phi \right\} + \left\{ \beta k - k \frac{d}{dz} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{dU}{dz} \right) - l \frac{d}{dz} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{dV}{dz} \right) \right\} \phi = -lAK^4 \phi \quad (38)$$

$$(\vec{V} \cdot \vec{K} - \omega) \frac{d\phi}{dz} - \left(k \frac{dU}{dz} + l \frac{dV}{dz} \right) \phi = 0$$

$$\text{en: } z = 0, 5000m \quad (39)$$

en donde i es la unidad imaginaria y U y V las componentes del vector de velocidad del flujo medio \bar{V} , y se ha supuesto para las ecuaciones CG una solución en modos normales de la forma,

$$\psi' = \text{Re}\{\phi(z)\exp(i(kx + ly - \omega t))\} \quad (40)$$

en donde $\phi(z)$ es la amplitud compleja de la onda. A (40) la reescribimos de la siguiente forma,

$$\psi' = \text{Re}\{F(z)\exp(i(kx + ly - \omega_r t + \delta(z)))\exp(\omega_i t)\} \quad (41)$$

en donde $F(z)$ es el módulo de la amplitud compleja y $\delta(z)$ es el argumento de la misma. $(\omega_r; \omega_i)$ es la frecuencia compleja. A ω_r también se la conoce como tasa de crecimiento de la onda y mide la habilidad de la misma para extraer energía potencial disponible de la espiral geostrofica (por la relación del viento térmico la espiral mide la cantidad de la energía potencial disponible). La parte real de la frecuencia compleja, ω_r , es la frecuencia con que oscila la onda en tiempo.

En los experimentos llevados a cabo no se consideraron gradientes horizontales de velocidad, ya que en el SCC los mismos son muy pequeños y como se mostró en el análisis energético la inestabilidad barotrópica es despreciable frente a la baroclínica. Ver Pedlosky (1979) para una discusión sobre el tipo de crecimiento escogido (exponencial, lineal, etc.).

Si en (39) introducimos las siguientes variables: $\beta^* = \beta k/K$, $U^* = (kU + lV)/K$ y $c = \omega/K$, se obtiene:

$$(U^* - c) \left\{ \frac{d}{dz} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{d\phi}{dz} \right) - K^2 \phi \right\} + \left\{ \beta^* - \frac{d}{dz} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{dU^*}{dz} \right) \right\} \phi = -iAK^3 \phi \quad (42)$$

$$(U^* - c) \frac{d\phi}{dz} - \frac{dU^*}{dz} \phi = 0 \quad (43)$$

en $z=0$ y $z=5000$ metros.

en donde c es la rapidez de fase compleja y constituye el autovalor del problema mientras que $\phi(z)$ representa el autovector complejo. En otras palabras resolver el problema de autovalores y autovectores complejos presentado significa resolver el problema de estabilidad y de estructura vertical

de las diferentes ondas (estables e inestables), es decir que se está computando la relación de dispersión compleja para ondas de Rossby cuando se está en presencia de un flujo medio. Debido a que no estamos considerando alinealidades de la solución ψ los resultados obtenidos para las ondas inestables sólo son válidos para describir el nacimiento y primeras etapas del crecimiento temporal de la onda (los números de onda empleados son todos números reales, por lo tanto no se permite el crecimiento o decaimiento espacial). Pedlosky (1979, pag. 498) señala que el viento no afecta la estabilidad del problema ya que su papel, a escalas CG, es el de definir el corte vertical de velocidad media, o lo que es igual a distribuir la masa en la cuenca. Por otro lado las soluciones numéricas no físicas son descartadas mediante la aplicación del teorema del semicírculo de Howard.

Los trabajos de Pedlosky (1979) y Kang et al. (1982) muestran que los flujos no zonales son siempre inestables (cumplen la condición necesaria pero no suficiente) para ondas con escalas mayores al radio de deformación de Rossby y que en flujos fuertes la dirección de propagación de las ondas coincide con la del flujo medio en tanto que para flujos débiles las mismas se propagan meridionalmente. Haidvogel y Holland (1978) por medio de un análisis de estabilidad lineal del flujo total y considerando gradientes horizontales de velocidad hallan que las principales características de las ondas son predichas con éxito por el mencionado análisis. En el modelo CG de Lee (1988) los menores periodos de crecimiento son de 60 ($\lambda=192$ km y $T=103$ días) y 160 días ($\lambda=175$ km y $T=126$ días) para flujos con velocidades medias máximas de 4 y 2 cm/seg respectivamente. En ambos casos el flujo tenía dirección hacia el oeste. Por otra parte Kang et al. (1982) computó, para la onda más inestable de un flujo hacia el sudeste, un periodo de crecimiento de 52 días con una longitud de onda de 420, km cuando el flujo tenía una velocidad media superficial de 7 cm/seg.

Para el presente estudio se calcularon las espirales geostróficas medias para cada una de las áreas de la figura 15 y con ellas más estratificación y fricción, se resolvió el sistema (42)-(43). En dos experimentos complementarios se analizó la respuesta de las espirales 1 y 4 en ausencia de fricción lateral. Posteriormente, y a diferencia de los trabajos anteriores, se incluyó la topografía del fondo en gran escala y la fricción de fondo, de tal forma que (42) se convierte en:

$$(U^* - c) \left\{ \frac{d}{dz} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{d\phi}{dz} \right) - K^2 \phi \right\} + \left\{ \beta^* + B^* \delta_{k,s} - \right.$$

$$-\frac{d}{dz}\left(\frac{f^2}{N^2}\frac{dU^*}{dz}\right)\phi = -lAK\phi(AK^2 + \epsilon\delta_{k,s}) \quad (44)$$

en donde,

$$B^* = \frac{\vec{K}_x \nabla b f_0}{K H_0} \quad (45)$$

de donde se aprecia que la influencia de la topografía puede ser máxima si la pendiente del fondo es perpendicular a \vec{K} y nula si son paralelos. De esta forma la topografía puede actuar como factor estabilizante o desestabilizante dependiendo de su relación con el vector número de onda. Recordemos que el efecto beta es intrínsecamente estabilizante ya que siempre es positivo. La condición (43) se mantiene, ya que las pendientes del fondo incluidas son muy pequeñas como para generar velocidades verticales significantes. Para resolver el problema del cálculo de los autovalores y autovectores complejos se utilizó la subrutina GVCCG de la biblioteca IMSL. La misma se basa en el método iterativo, que si bien es lento, es más preciso que el método de disparo.

En la tabla III se listan las principales características de las ondas más inestables de cada zona. Se aprecia que los mayores periodos de crecimiento (inversa de la frecuencia imaginaria) corresponden a la zona 4, en tanto que los experimentos con fricción nula evidencian una reducción considerable (la mitad aproximadamente) de los mismos. Uno de los motivos por el cual la rapidez de fase de la zona 4 es mayor que en las demás áreas, esta dado por el hecho de que su número de onda zonal es mayor que en aquellas, lo cual aumenta el efecto beta. Los valores de la rapidez de fase obtenidos mediante el presente análisis son menores que los observados de los diagramas de fase debido a la ausencia de efectos alineales; cascadas de energía hacia mayores escalas, por ejemplo, que tienen el efecto de incrementar la velocidad de propagación de la onda. Las propiedades de estas ondas muestran, en general, un buen acuerdo con las obtenidas por Lee y Miller (1987) en sus áreas V y VII, las cuales corresponden en latitud (aproximadamente) con las áreas 1 y 4 respectivamente de este trabajo.

La distribución de las tasas de crecimiento de las ondas inestables en el espacio de los números de onda para la zona 4 se muestra en la figura 39. Se aprecia que la propagación de la onda más inestable coincide aproximadamente con la dirección del flujo medio superficial, en tanto que su longitud de onda es 5 veces el radio de deformación correspondiente. Kang et al. (1982) hallan que la longitud de onda de la onda más inestable es aproximadamente 10 veces el

Tabla III. Características de las ondas más inestables.
 L=longitud de onda, KCl^{-1} =período de crecimiento, T=período de la onda, Cr=rapidez de fase, Rd=radio de deformación, α = dirección de propagación, A=coeficiente de fricción lateral.

Area	Lx (km)	Ly (km)	L (km)	KCl^{-1} (días)	T (días)	Cr (km/d)	Rd (km)	alfa (°)
I	-6283	-273	273	180	440	0.62	36	268
I A=0	419	-180	160	87	160	0.70		336
II	-2094	-483	471	463	967	0.49	41	257
III	-6283	-331	330	264	740	0.45	41	267
IV	-262	-571	234	120	186	1.26	48	204
IV A=0	-165	-449	155	68	124	1.25		200

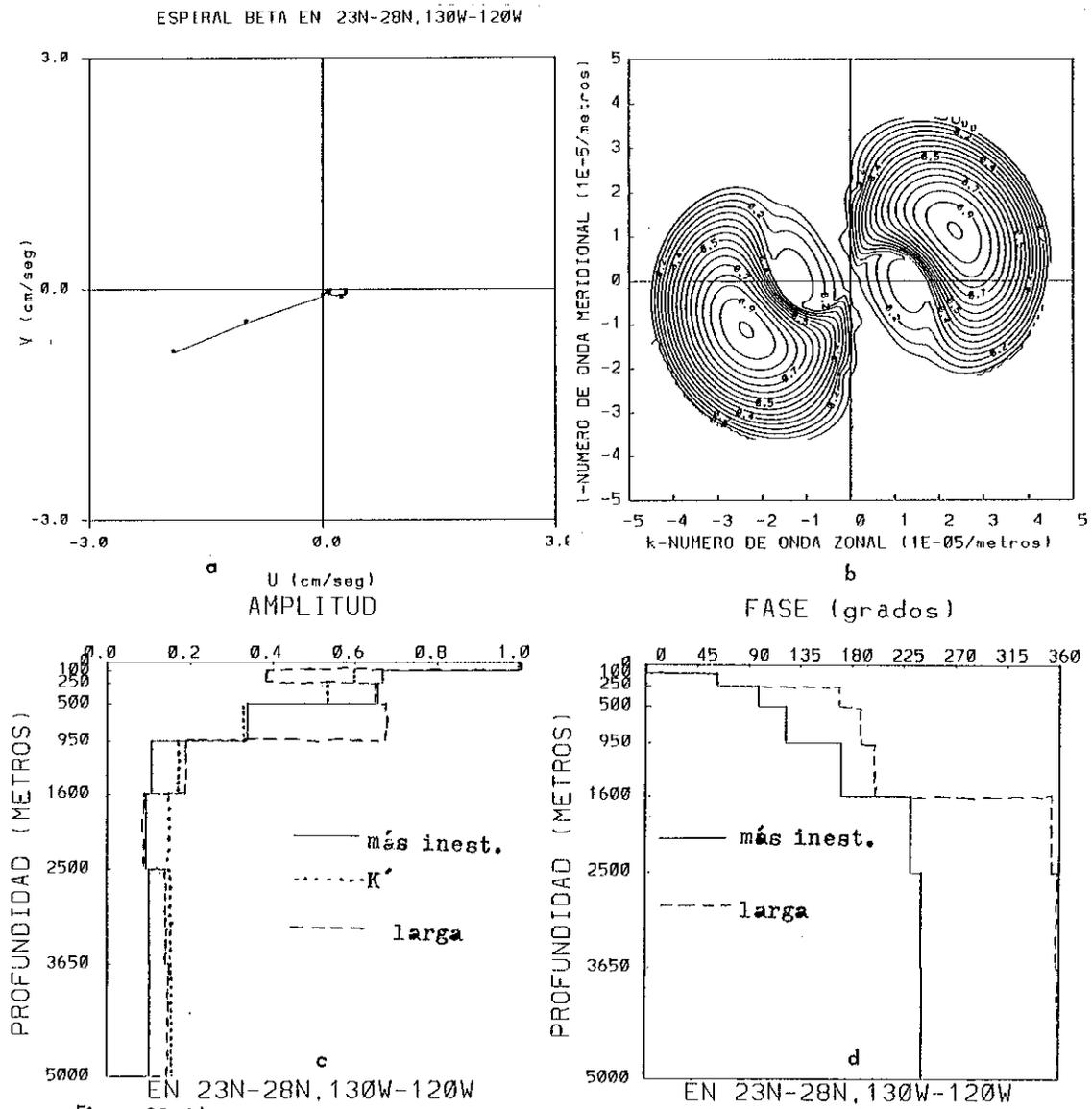


Figura 39. b) tasas de crecimiento de las ondas inestables ($\text{Hz} \times 10^{-7}$) ($\text{ic} = 6 \times 10^{-9} \text{ Hz}$, zona 4)

radio de deformación con la excepción de flujos medios débiles en donde $\lambda = 2\pi R_d$. La longitud de onda zonal de esta onda es de 262 km la cual es similar, 276 km, a la obtenida del espectro bidimensional a 25 °N. En la figura 39c,d se grafican las amplitudes y fases de la onda más inestable y de una onda inestable 2.7 veces más larga con tasa de crecimiento 3.6 menor y la amplitud de las perturbaciones obtenida de K' . Se observa que las ondas largas son más baroclinicas que las ondas cortas, tal como encuentra Lee (1988). Nótese como las ondas largas presentan un máximo secundario atrapado en la termoclina. En la figura 39e,f observamos las relaciones de dispersión para los modos 0 y 1 de las ondas de Rossby. La distribución de frecuencias del modo 1 parece ser levemente sensible a la dirección del flujo medio en tanto que la misma parece responder a la relación de dispersión para ondas largas baroclinicas. Se aprecia también que las velocidades de grupo (velocidad de propagación de la energía) son mayores para las escalas mayores. La onda más energética del modo externo se propaga hacia el oeste mostrando que el efecto beta es dominante frente a los efectos del flujo medio. Esa distribución de frecuencias es similar a las presentadas por Kang et al. (1982) y Lee y Niiler (1987). Nótese como las velocidades de grupo son mucho mayores para el modo externo (comparar intervalos entre contornos). En todas las zonas estudiadas los modos 2 al 7 muestran propagación al este (con respecto al flujo medio) lo cual implica que los mismos no pueden existir ya que su rapidez de fase es menor que la velocidad del flujo medio.

En la figura 40a vemos como el efecto de un coeficiente de fricción nulo produce mayor cantidad de ondas inestables, espacialmente en escalas pequeñas ya que es allí en donde el mecanismo friccional es más efectivo. La amplitud y fase de la onda más inestable se presenta en la figura 40b. Si bien la amplitud no cambia su estructura vertical sensiblemente, la fase muestra que el efecto de considerar el coeficiente $A=0$ hace más barotrópicas a las ondas.

Los resultados correspondientes a la zona 3 se presentan en la figura 41. Las tasas de crecimiento (figura 41b) muestran que las ondas más inestables se propagan al sur. Esto, según Kang et al. (1982), es característico de flujos débiles que fluyen al sudeste (CC) (ver figura 41a). La relación λ/R_d es de 8.1. La relación de dispersión para ondas estables de Rossby correspondiente al modo 1 (fig.41.c) muestran que los flujos de energía convergen en una onda de $\lambda=295$ km y $T=192$ días aproximadamente. Sin embargo las mayores velocidades de grupo (3 cm/eg) se encuentran en ondas con $\lambda > 570$ km y $T > 300$ días. Las amplitudes y fases de la onda más inestable y de una onda 2.1 veces más larga con una tasa de crecimiento 4 veces menor junto con la amplitud

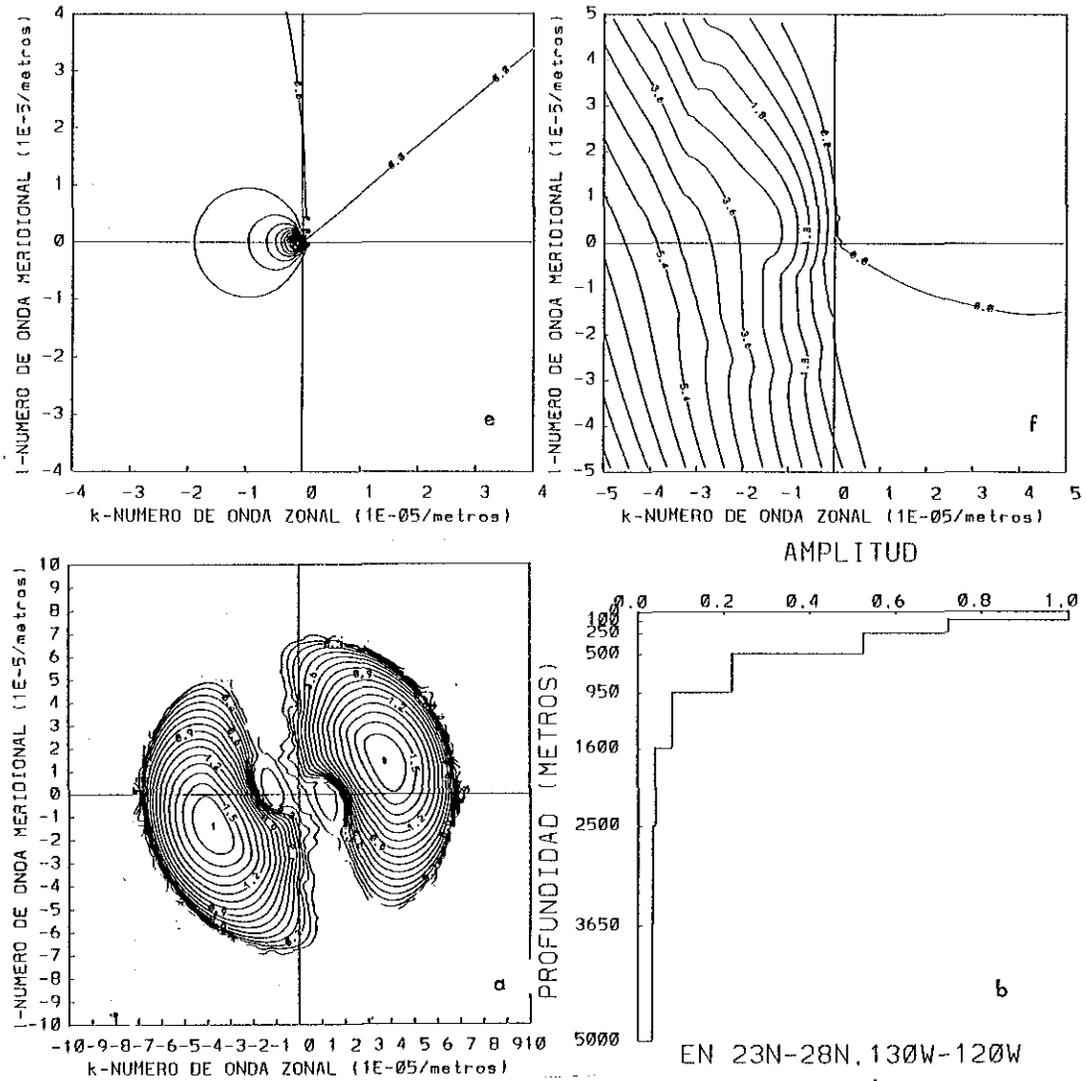


Figura 39 (cont.). e) modo barotrópico de las ondas estables ($\text{Hz} \times 10^{-7}$; $i_c=10^{-6} \text{ Hz}$
 f) modo baroclínico I de las ondas estables ($\text{Hz} \times 10^{-7}$) $i_c=6 \times 10^{-8}$.
 Figura 40. Zona 4, fricción nula. a) idem 39b, $i_c=10^{-8}$. b) amplitud de la onda más inestable.
 EN 23N-28N, 130W-120W

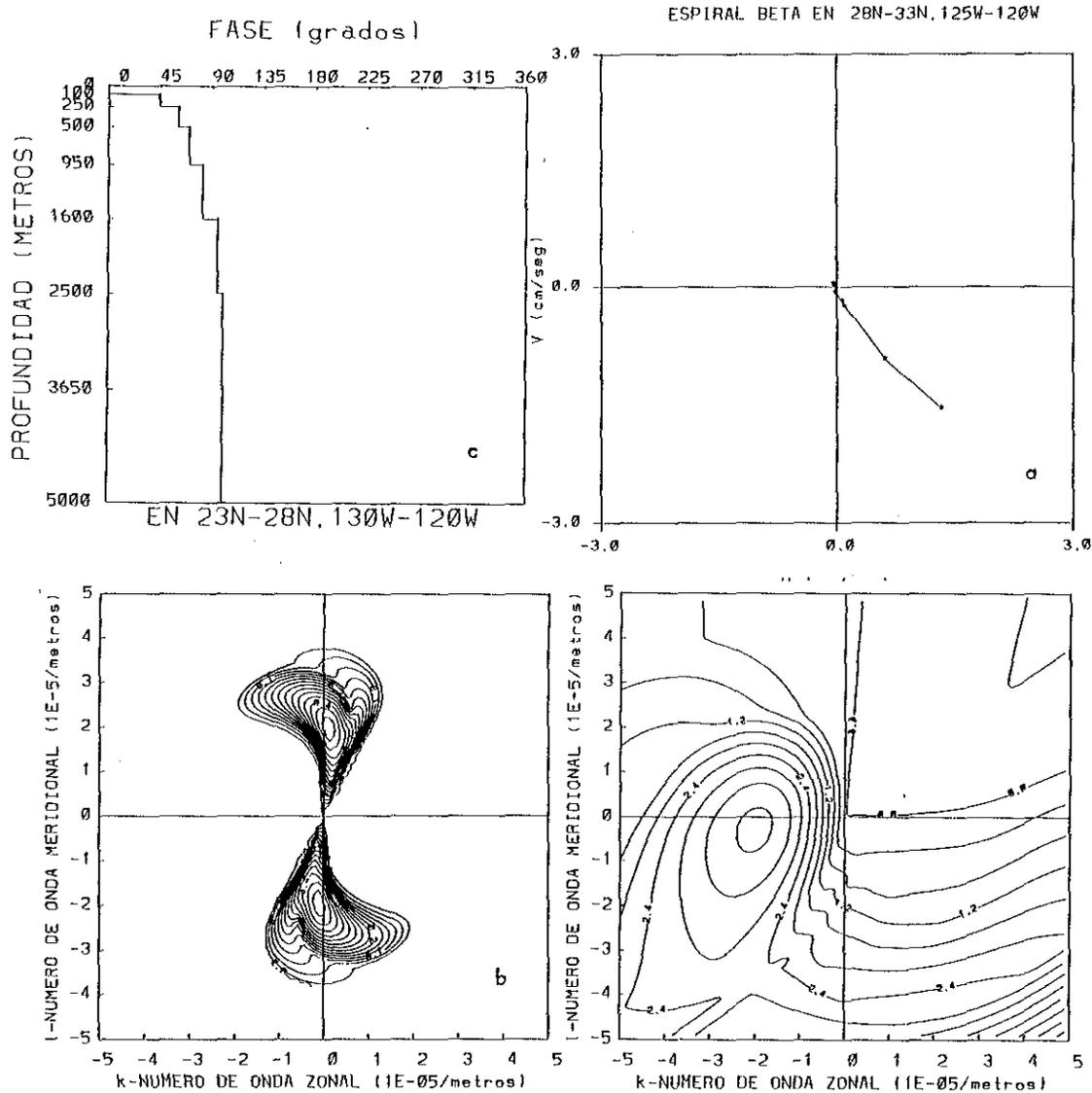


Figura 40 (cont.). c) fase de la onda más inestable.
 Figura 41. Zona 3. b) idem 39b $i_c=3 \times 10^{-8}$ c) idem 39f, $i_c=4 \times 10^{-8}$.

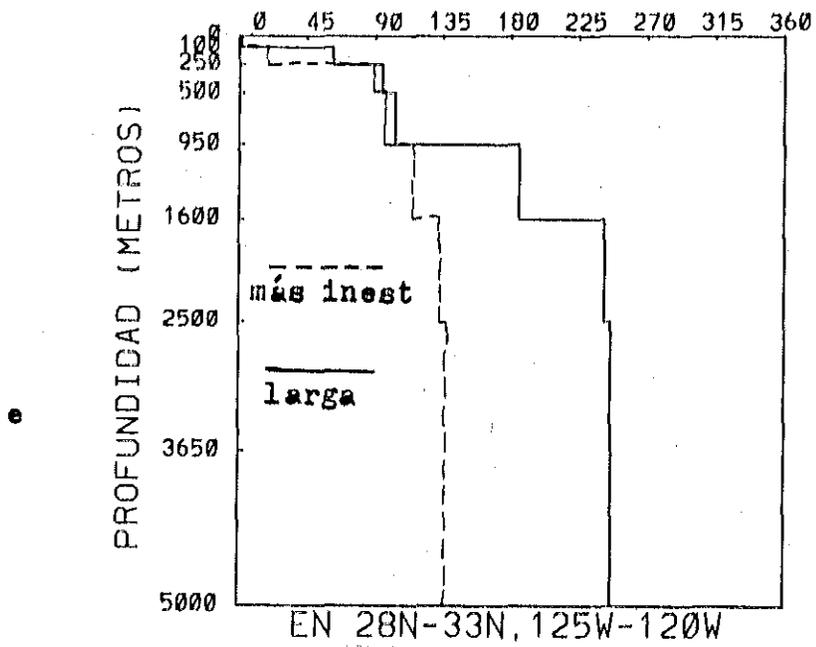
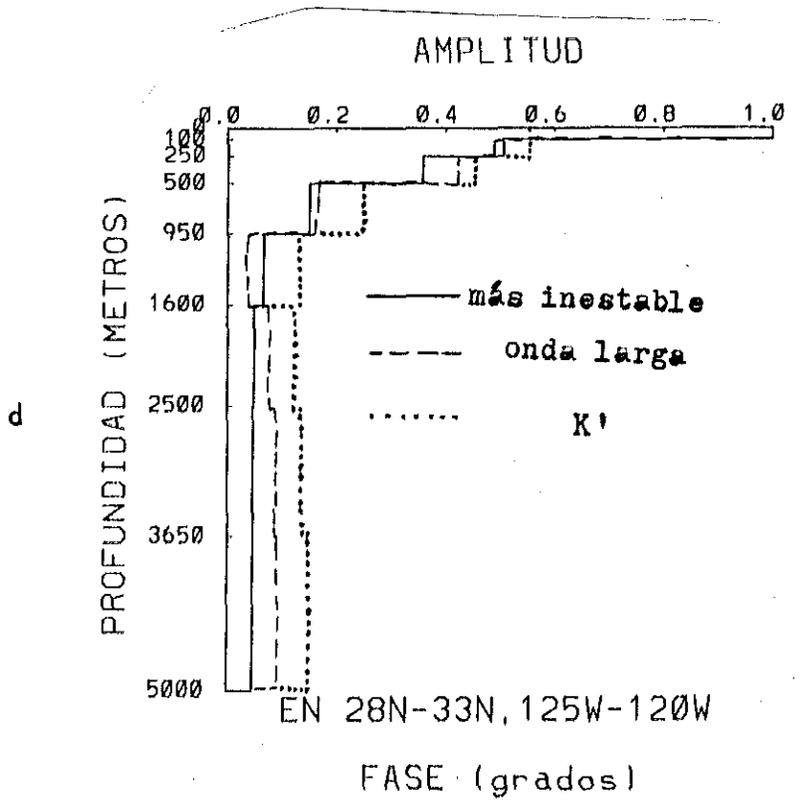


Figura 41 (continuación).

obtenida de K' , se muestran en la figura 41d,e. La onda más inestable es más barotrópica y presenta una distribución vertical de la amplitud similar a la amplitud obtenida de $K'(z)$.

En la figura 42a se muestra la espiral resuelta para la zona 2 y en la figura 42b la distribución de las tasas de crecimiento. Se aprecia aquí también que la propagación es hacia el SSW con una $\lambda=11.5R_0$. La relación de dispersión para ondas de Rossby estables modo 1 se ve en la figura 42c. Sus características son similares a las ya descritas para la zona 3. La amplitud y fase de la onda más inestable y la amplitud obtenida de K' se presentan en la figura 42e. Al igual que en las demás zonas la onda más inestable es muy baroclínica (225° entre superficie y fondo).

En la figura 43b se muestra la distribución de frecuencias imaginarias para las ondas inestables de la zona 1. La onda más inestable se propaga al sur con una longitud de onda ocho veces mayor que el radio de deformación. Las ondas de Rossby estables (modo 1) muestran una distribución de frecuencias (fig.43c) muy similar a las obtenidas por Kang et al. (1982). Estos autores realizaron sus cálculos, en primer lugar, con un modelo de dos capas simulando las condiciones de la CC. En segundo lugar emplearon un modelo continuo utilizando datos hidrográficos históricos a 35°N y 132.5°W (comparar con Kang et al.(1982) figuras 9 y 11). Las amplitudes y fases de la onda más inestable y de una onda 1.5 veces más larga con una tasa de crecimiento 1.3 veces menor que aquella y la amplitud obtenida de K' se muestran en la figura 43e,f. Notamos que la fase de la onda más inestable es la más barotrópica de las 4 zonas estudiadas. El modo externo se observa en la figura 43d y al igual que en la zona 4 su mayor rapidez de fase (comparada con la velocidad del flujo medio) no permite que la corriente media lo afecte mayormente en su dirección preferencial de propagación.

El experimento sin fricción para la zona 1 muestra, a diferencia de la zona 4, que la dirección de propagación de la onda más inestable se ve más afectada en este caso (zona 1) (fig. 44a)(cambio de 68° vs. 6°). La dirección de propagación de la onda más inestable es aquella que minimiza el efecto estabilizante de beta y maximiza el flujo contragradiante de temperatura debido a la acción de las perturbaciones (el efecto de beta es nulo en la dirección meridional en tanto que el gradiente de temperatura medio es, por la relación del viento térmico, perpendicular al flujo medio). Por lo tanto ese cambio de dirección de la onda más inestable al suprimir la fricción (mayor inestabilidad) va a depender de la dirección del flujo medio con respecto a la de la onda. Nótese como el efecto estabilizante de la fricción parece reemplazar al efecto estabilizante de beta. El hecho de

que las ondas inestables sean más sensibles (con respecto a las estables) a la dirección del flujo medio es debido a que estas están extrayendo energía potencial del flujo y por lo tanto un cambio en su dirección implica un cambio en la dirección del gradiente horizontal de temperatura en gran escala (energía potencial disponible).

En la figura 44b,c se muestra la amplitud y fase de la onda más inestable. Otra vez, la amplitud no varía notoriamente comparada con el caso con fricción, pero sí es notable la mayor barotropicidad de las ondas (120° con fricción y 40° sin fricción)

A continuación se verá cual es el efecto de incluir la pendiente y la fricción del fondo en el problema de estabilidad. Para la zona 4 se consideraron pendientes de 1×10^{-3} y 1×10^{-4} respectivamente, en tanto que para la zona 1 fueron de 1×10^{-3} y 5×10^{-4} . Si bien estos valores tratan de aproximarse a la pendiente real del fondo en esas áreas, el objetivo principal es el de estudiar el efecto cualitativo de la inclusión de (45) y de la fricción de fondo. Se obtuvo en ambas áreas que las principales características de las ondas inestables no cambian. Por ejemplo las tasas de crecimiento son para las zonas 1 y 4, 1.5 y 2% menores que en el caso sin topografía y fricción de fondo. El período y las longitudes de onda permanecen sin cambios, en tanto que la distribución de las tasas de crecimiento son casi idénticas a las mostradas en las figuras 39b y 43b.

En la figura 45a,b se graficaron la amplitud y fase de la onda más inestable del caso con topografía y fricción de fondo para la zona 1. Se aprecia, para la amplitud, una disminución de la misma en capas profundas y un leve aumento en capas superficiales, mientras que la fase también es menor en comparación con el caso de fondo plano. Dichas disminuciones de la amplitud y fase en capas profundas son producidas principalmente por el efecto de la fricción de fondo la cual es más efectiva en longitudes de onda pequeñas.

La figura 45c,d muestra las relaciones de dispersión para ondas estables de Rossby para los modos 0 y 1. En ambos casos el efecto es el de alterar la dirección de propagación de las ondas debido al efecto orientador que posee el gradiente de la topografía (análogo al del gradiente de la vorticidad planetaria). En la zona 4 la amplitud y fase y las relaciones de dispersión (no se muestran) muestran efectos similares a los de la zona 1.

En otros experimentos con dirección de la topografía arbitraria, se observó, en algunos casos, que la baroclinicidad puede ser incrementada por la presencia de la pendiente del fondo, dependiendo ese incremento, del ángulo formado por \vec{k} y ∇b . En todos los casos se apreció que la

ESPIRAL BETA EN 28N-33N, 130W-125W

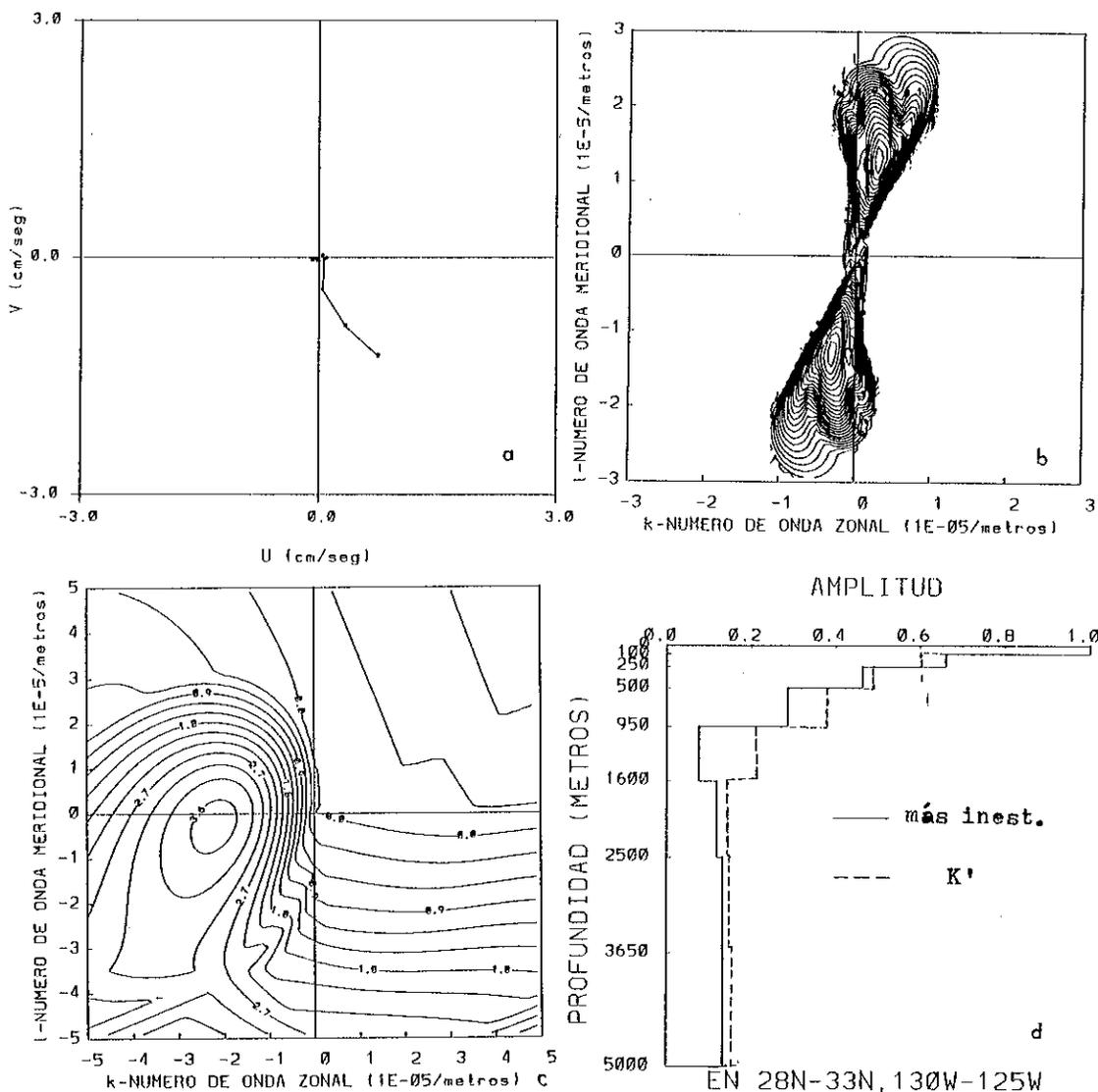


Figura 42. Zona 2. b) idem 39 b, $ic=10^{-9}$ c) idem 39 f, $ic=3 \times 10^{-8}$.

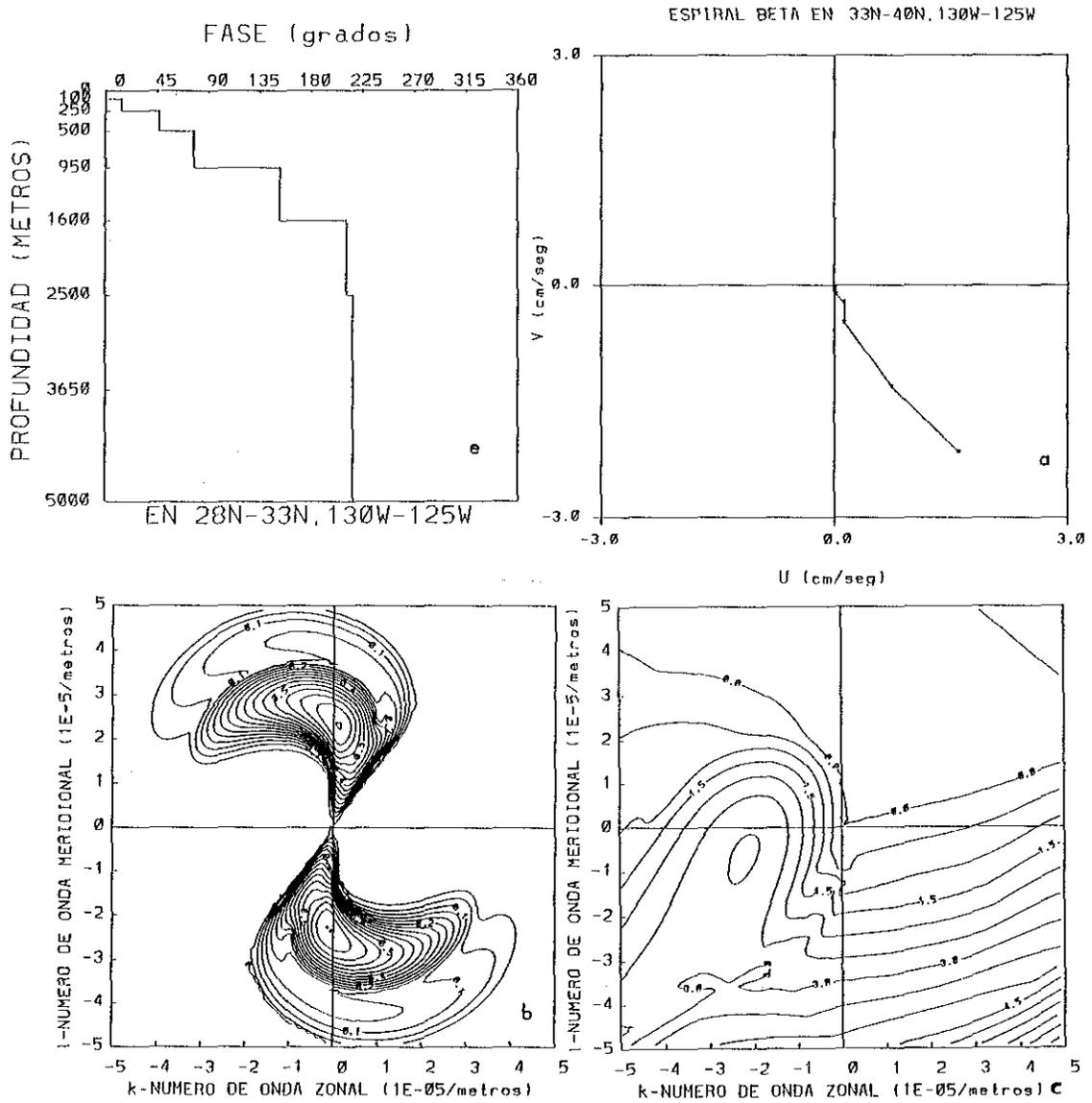


Figura 42 (cont.) e) fase de la onda más inestable
 Figura 43 . Zona 1. b) idem 39b, $i_c=4 \times 10^{-9}$ Hz. c) idem 39c, $i_c=5 \times 10^{-8}$ Hz.

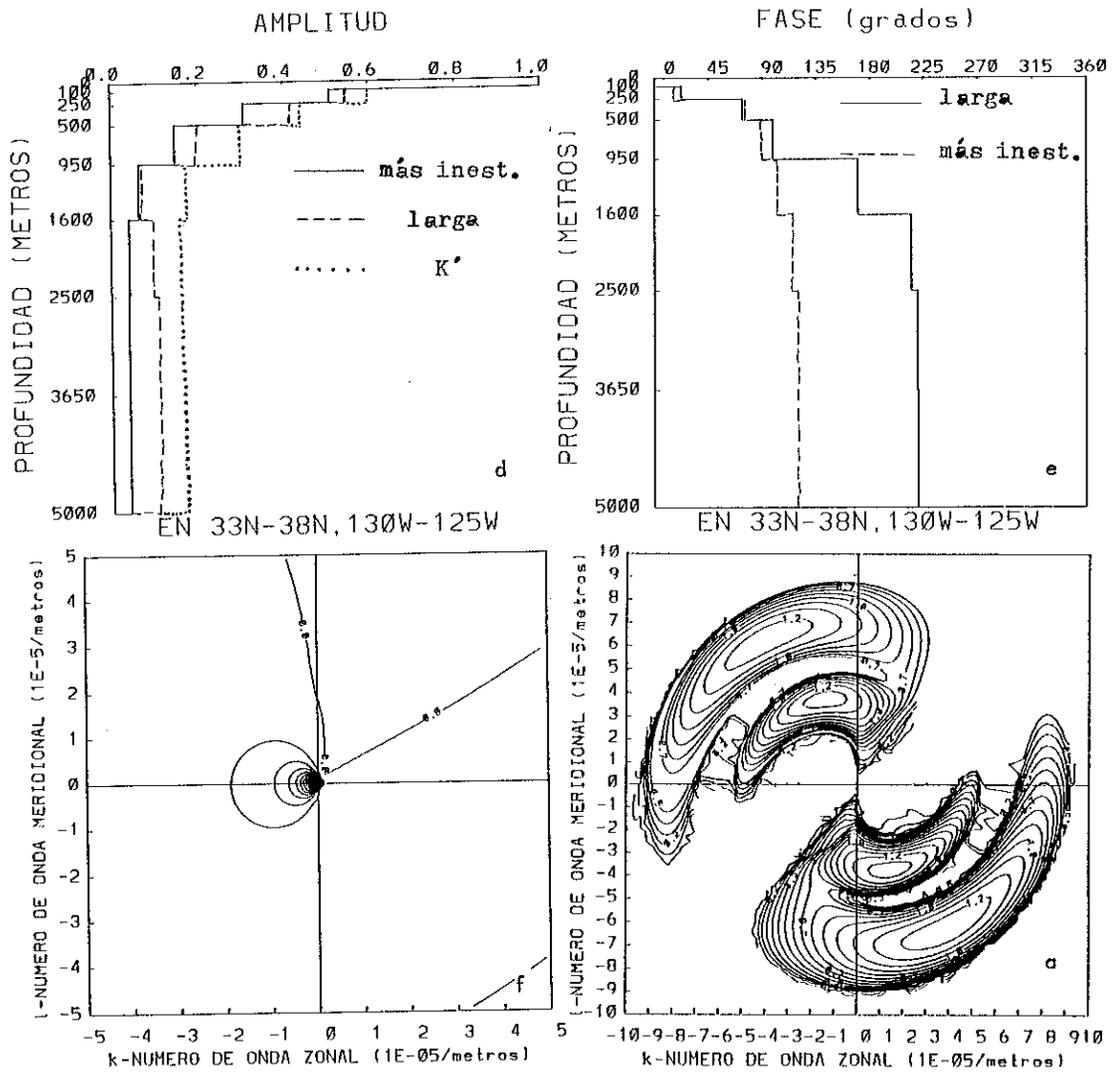


Figura 43 (cont.). f) idem. 39e, $\nu = 10^{-6}$ Hz.
 Figura 44. Zona I, fricción nula. a) idem 39b, $\nu = 8 \times 10^{-9}$ Hz.

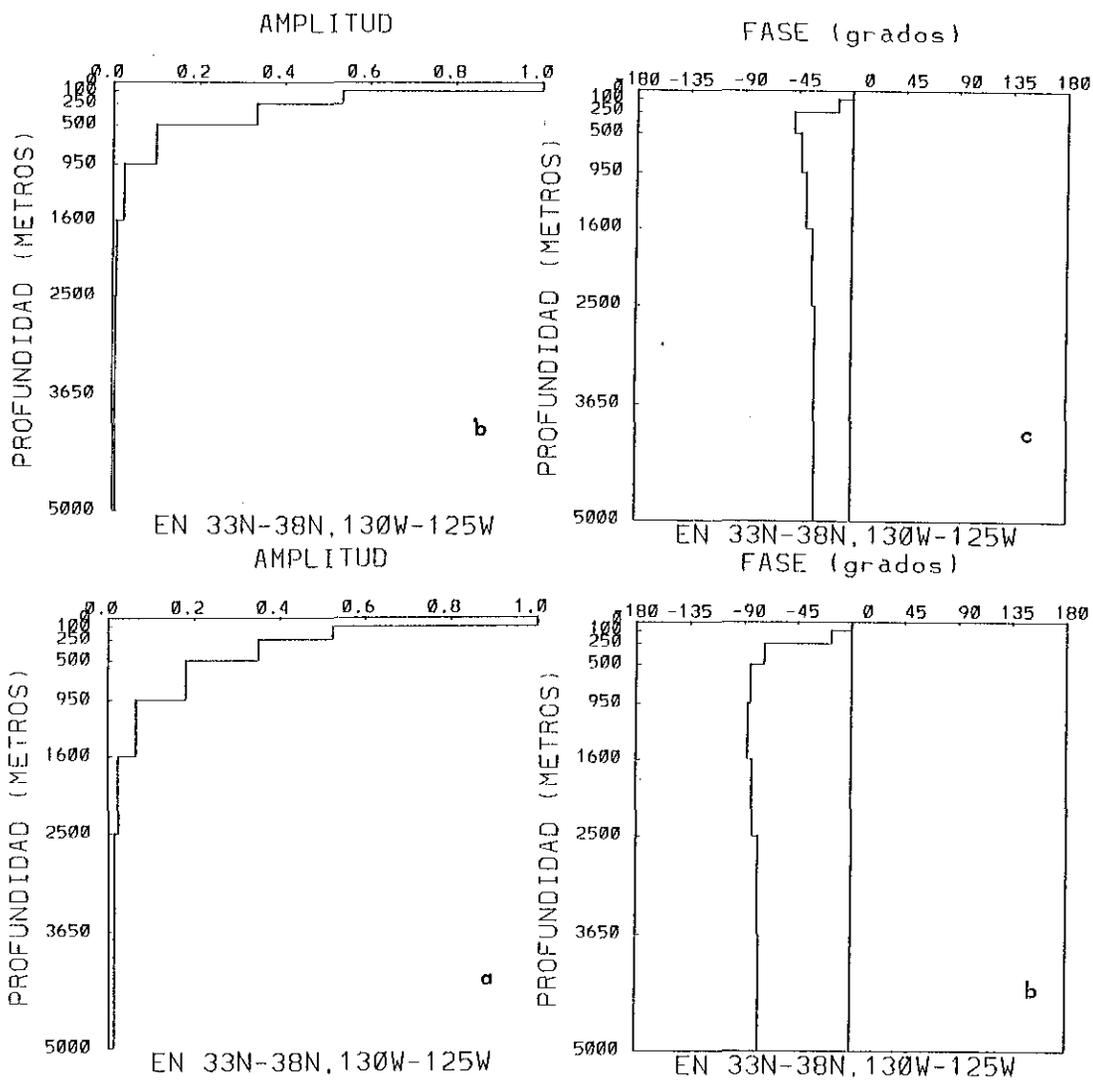
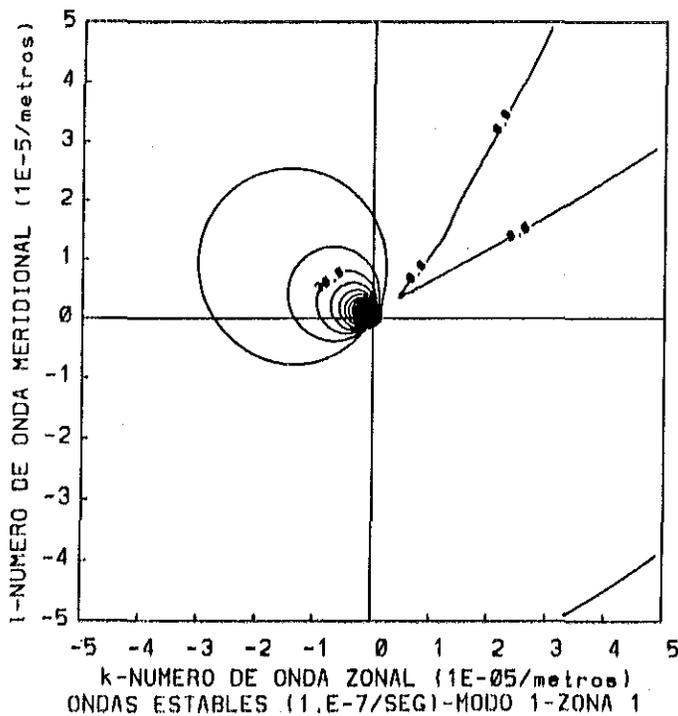


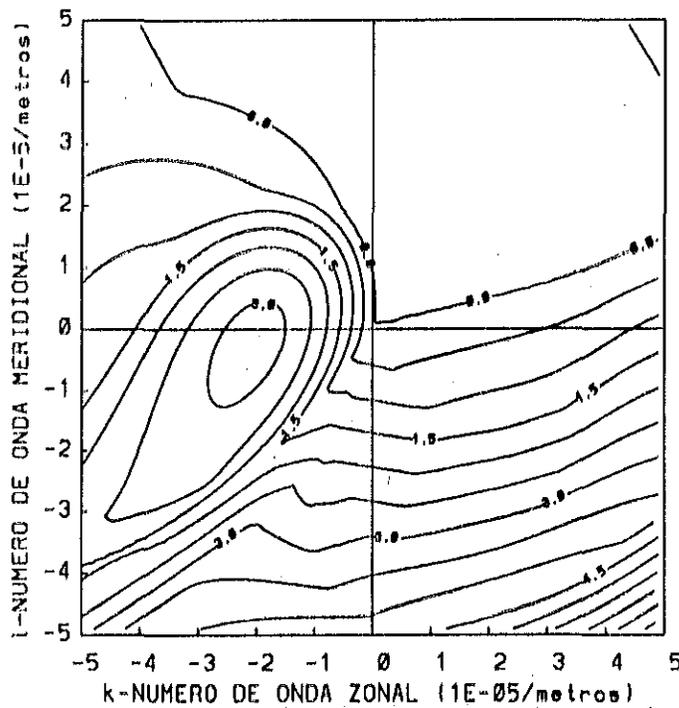
Figura 44. (cont.). b) y c) amplitud y fase de la onda más inestable.

Figura 45. Zona I. Experimento con topografía y fricción de fondo. a) y b) ídem 44b, c.

ONDAS ESTABLES 11.E-7/SEGI-MODO 0-ZONA 1



c



d

Figura 45 (cont.). c) Idem 39e, $i_c=10^{-6}$ Hz. d) Idem 39f, $i_c=5 \times 10^{-8}$ Hz.

amplitud se reduce en las capas profundas. En resumen, el efecto de la fricción de fondo sobre la estructura vertical de las ondas, es el de reducir su amplitud y baroclinicidad, en tanto que el de la topografía en gran escala, el mismo depende de los sentidos que tengan los vectores número de onda y gradiente de topografía.

III DISCUSIONES Y CONCLUSIONES

Los patrones de circulación media presentados muestran flujos que concuerdan en general, con las descripciones históricas de la Corriente de California, la Corriente de Davidson, la Contracorriente del Sur de California, la Subcorriente de California y el "San Francisco Eddy".

El forzamiento eólico y las topografías de fondo y costera son suficientes para reproducir las principales características de la Contracorriente del Sur de California (o "Southern California Eddy"). Por lo tanto, la presencia de islas y bancos (no incluidos en el modelo) en el "California Bight" sólo tendrían un papel secundario y no generador como supone Owen (1980).

El transporte geostrófico total está determinado por el transporte de Sverdrup en las tres capas superiores (por encima de la termoclina principal), por la topografía del fondo en las capas profundas y por los remolinos por debajo de la termoclina principal. El trazado de las isobatas parece ser un factor de gran peso en su determinación cuali y cuantitativa, y debe ser tenido en cuenta para una apropiada modelación del mismo.

El principal papel desempeñado por el viento es el de distribuir la masa en la cuenca generando gradientes horizontales de densidad los cuales son responsables de establecer la circulación geostrófica media y transitoria. La estructura vertical y horizontal del giro anticiclónico presenta características típicas de los giros subtropicales también predichas por la teoría. La extensión vertical de este giro es la que establece la profundidad de la circulación inducida por el viento. La misma se estimó en unos 400 metros (tercer capa). Por debajo de la termoclina principal las perturbaciones radiadas desde capas superiores son las responsables directas de establecer la débil circulación media a través del balance turbulento de Sverdrup. La gran actividad de las perturbaciones impide que se logre el balance clásico de Sverdrup.

Las geometrías de la vorticidad potencial media, son de gran importancia para conocer el régimen de la circulación horizontal y verticalmente. En este modelo podemos identificar cuatro tipos diferentes de regimenes. En la capa superior, los contornos geostróficos controlan la circulación media ya que la distribución de masa prevalece sobre el efecto β (régimen inercial). En las capas 2 y 3 los gradientes horizontales de densidad se debilitan y el efecto beta es apreciable aunque no dominante (régimen intermedio). En estas dos capas existe un área en donde se evidencia homogenización del campo de Q siendo probable que sus gradientes nulos sean advectados desde el oeste, aunque

tampoco se descarta que sean producidos internamente. En las capas 4, 5, 6 y 7 el efecto de la esfericidad terrestre es dominante siendo la circulación media muy débil (régimen beta). En la capa 8 la distribución de la topografía del fondo controla el campo de Q (régimen topográfico).

El análisis energético confirmó el prevailecimiento de la circulación media por encima de la termoclina y el de las perturbaciones por debajo de ella. Las transferencias verticales de energía cinética K' , a través de las deformaciones transitorias de los tubos de vórtice, son las responsables de mantener la circulación profunda. Al igual que en Lee (1988) la dinámica de las perturbaciones está controlada principalmente por procesos de inestabilidad baroclínica local, propagación de ondas, y disipación friccional.

El hecho de que la mayor energía K' se encuentre al sur de aproximadamente 28°N es un fenómeno ya observado en el Pacífico Norte aunque a otras longitudes. Esto es principalmente ocasionado por las características del flujo medio (que allí forma la base del giro) que favorecen procesos de inestabilidad.

Para la zona de la CC los campos de P' muestran una gran interacción entre el flujo medio y las perturbaciones tal como lo describen Lynn y Simpson (1988) (los campos de P' son más aptos para medir esa interacción que los de K' ya que los primeros están íntimamente relacionados con el flujo medio por el término $\bar{P} \rightarrow P'$. En los casos en que la inestabilidad barotrópica sea dominante el campo de K' será más apropiado para medir esa interacción. Sin embargo ambos campos pueden ser resumidos en el campo de enstrofia potencial perturbada). Al este y oeste de la CC (regiones costera y oceánica de Lynn y Simpson) también se obtiene un buen acuerdo con el trabajo de estos autores en lo que se refiere a la dinámica que controla esas zonas.

De los análisis energético y de estabilidad lineal, de los diagramas de fase y de los espectros de energía y basándonos en el estudio de Lee (1988), se concluye que las ondas generadas en el SCC se propagan al oeste y suroeste aproximadamente (debido al efecto beta y a la dirección del flujo medio). Las ondas que se generan al norte de 28°N se propagan en esas direcciones al no hallar un medio propicio para su crecimiento (los flujos de energía por inestabilidad baroclínica son menores que al sur de esa latitud lo cual también se hace evidente de la distribución espacial de las tasas de crecimiento). Al alcanzar esa latitud las ondas son generadas más vigorosamente y las que llegan desde el norte crecen con mayor facilidad que en sus zonas de generación. El área comprendida entre 33 y 38°N es la zona que mayor energía pierde por propagación de ondas.

No sólo los flujos contragradiante pueden ser productores de K' sino que también las advecciones de P' , $\nabla \cdot \overline{Vh'^2}$, pueden tener gran peso en su producción, especialmente en las capas superficiales en donde los flujos son más intensos y turbulentos.

Con el objeto de determinar si el dominio de la fricción lateral sobre la fricción de fondo es debido a una característica física del sistema en estudio o del mecanismo friccional escogido, sería importante realizar un experimento numérico como el presente empleando como mecanismo friccional al término biarmónico, $A_1 \nabla^4 \psi$.

La parametrización de los flujos de temperatura (h') y de vorticidad potencial (Q') debido a las perturbaciones en relación a sus respectivos campos medios definieron el coeficiente de difusión turbulenta de Austausch, el cuál permitió conocer las áreas de generación y decaimiento espacial de las perturbaciones. El mismo presenta gran variación horizontal y vertical, la cual debería ser tenida en cuenta para una apropiada representación del efecto difusivo de la turbulencia, en modelos de menor resolución horizontal. Sin embargo, y tomando ventaja de la gran economía computacional que representan los modelos CG en relación a los de ecuaciones primitivas, sería conveniente realizar experimentos adicionales variando algunos parámetros (coeficientes de fricción, estratificación, etc.), condiciones iniciales y muy especialmente experimentos con y sin topografías de fondo y costera, con el objeto de conocer el papel desempeñado por cada uno de ellos en la dinámica del SCC. Por ejemplo, Holland (1986), muestra como el campo de ondas de Rossby (contornos de la profundidad de la termoclina) para el primer modo baroclínico, es cuasi-paralelo a la costa en todo el ancho del océano Atlántico Norte.

Las áreas con coeficientes de difusión negativo (el flujo medio gana energía a expensas de las perturbaciones) son importantes para explicar las menores producciones de energía por inestabilidad baroclínica y el decaimiento de la energía espectral de las ondas, que al propagarse, atraviesan una zona de difusividad negativa. Por otra parte, la activa competencia por el control de los flujos de vorticidad potencial, \overline{VQ} , por parte de las geometrías de \overline{Q} y $\overline{Q'^2}$ confirma (Rhines y Holland, 1979; Marshall, 1984) la gran importancia de estos flujos en establecer la dinámica cualitativa y cuantitativa de las perturbaciones. En la capa superior las advecciones de enstrofia son de mayor peso que los flujos de vorticidad potencial. Esto significa que los contornos de $\overline{Q'^2}$ prevalecen sobre los de \overline{Q} en el control de los flujos de vorticidad potencial y que por lo tanto la turbulencia posee allí una gran actividad. En las restantes

capas, la geometría de \bar{Q} es la que ejerce el control de los flujos perturbados de vorticidad potencial, lo cual implica que la turbulencia es débil en las mismas.

Las variabilidades de mesoescala y secular están caracterizadas por ondas con periodos cercanos a los 500, 200, 110 y 55 días y longitudes de onda próximas a la escala πk_p^{-1} (276 km a 25°N y 200 km a 38°N) para la turbulencia geostrófica y mayores a 600 km para las ondas lineales de Rossby. Se observaron frecuencias anuales que sugieren que el viento es muy probablemente generador de estas últimas (según el mecanismo de White et al., 1981) en el Sistema de la Corriente de California (su rapidez de fase es similar a la del primer modo interno para ondas largas). Es factible que el prevailecimiento energético de las bajas frecuencias (periodos mayores a 200 días) sobre las altas frecuencias, se deba en parte al carácter no estacionario del forzante, tal como señalan Schmitz et al. (1986). La presencia de topografía de fondo, también contribuye a este hecho a través de la dispersión del modo barotrópico (Cummins et al., 1988).

El análisis de estabilidad lineal mostró, en general, un buen acuerdo con estudios similares llevados a cabo por otros autores [Kang et al., 1982 (teórico y datos hidrográficos); Lee y Niiler, 1987 (datos hidrográficos); Lee, 1988 (modelo numérico)]. Las principales discrepancias con estos trabajos se evidencian en las comparaciones con los modelos de 2 y 3 capas, lo cual se debería según Lee y Niiler (1987) a una mala resolución de la espiral geostrófica, ya que para el Pacífico Norte ellos sugieren seis niveles como mínimo. Los periodos (zonas 1 y 4), longitudes de onda (zona 4) y dirección de propagación (zonas 1 y 4) de las ondas más inestables coinciden aproximadamente con las obtenidas de la información dada por las series temporales y espaciales del modelo. Las diferencias entre ambas estimaciones son probablemente ocasionadas por el efecto de la propagación de ondas (Lee, 1988). Nótese que las zonas 2 y 3 tienen al norte una zona que presenta el mayor flujo de energía por propagación de ondas y que las mismas se propagan hacia el sur en donde el flujo principal presenta las mayores velocidades. Allí las mayores energías espectrales corresponden a la componente v' de las perturbaciones. Al alejarse del eje del flujo principal (al suroeste), la componente u' prevalece energeticamente en toda la banda de frecuencias pero con un período similar al que poseía la componente v' en el flujo principal. Esto podría ser explicado diciendo que la onda, que inicialmente es generada por inestabilidad del flujo medio, se propaga hacia el sur (del análisis de estabilidad), y que al desplazarse en esa dirección, la misma se aleja del eje de la CC, permitiendo que el efecto beta aumente su importancia frente al efecto del flujo medio, lo cual, le hace perder su dirección inicial

y propagarse hacia el oeste. Es factible, y reforzando lo anterior, que interacciones con otras ondas hagan que la onda aumente su escala, lo cual según (36) también aumentaría el efecto beta (propagación al oeste y mayor estabilidad). En el caso en que beta sea función de la latitud (en la realidad) su efecto se incrementará aún más debido a que la onda se desplaza hacia el sur. Sería muy interesante verificar experimentalmente esta dinámica mediante el fondeo de por lo menos dos arreglos de correntómetros, uno en el flujo principal de la CC, y otro al oeste o suroeste del primero. En la zona 1 el efecto de propagación de ondas sería menor que en las zonas 2 y 3 debido a que el flujo medio al norte de 38°N posee características similares que el comprendido por esta zona o bien porque realmente esos flujos no revisten de importancia en la frontera norte de la zona 1. Si bien los flujos por propagación de ondas de las zonas 2 y 3 son menores que el de la zona 1, la gran actividad generadora de la zona 4 haría que los mismos sean despreciables frente a la producción local de K' , haciendo de esta forma, que las ondas allí producidas hagan prevalecer sus características (longitud, período y dirección).

El proceso de barotropización estaría ausente o fuertemente atenuado, ya que las rapidezces de fase observadas a diferentes latitudes son cercanas y menores a las del primer modo baroclínico. Las causas de esa inhibición (Rhines, 1977) serían principalmente la topografía, el efecto beta (por la relación (36)) y la inestabilidad de ondas largas que producen remolinos de menor escala (preferencialmente en la escala del radio de deformación). Los restantes modos baroclínicos no pueden existir para las ondas estables ya que los mismos se propagan a menor velocidad que el flujo medio, tal como encuentran Lee y Niiler (1987) para el Pacífico Norte al oeste de 130°W . De acuerdo con Kang et al. (1982), esto implicaría que modelos de dos o tres capas serían suficientes para obtener una representación modal adecuada de las ondas estables en la zona del SCC.

Las amplitudes de las ondas más inestables obtenidas del análisis de estabilidad lineal presentan una estructura vertical similar a las obtenidas de la estructura vertical de K' . Sin embargo las fases de esas ondas evidenciaron ser altamente baroclínicas lo cual no parece concordar con lo obtenido de simples inspecciones visuales de los campos de ψ' y de los diagramas de fase de esa función. Esto significa, y de acuerdo con Lee (1988), que las ondas alineales son más barotrópicas que las lineales, en tanto que sus amplitudes no presentan diferencias significantes en su estructura vertical, al compararlas con las lineales.

El efecto de la pendiente del fondo sobre la fase de las ondas prevalece sobre el de la fricción de fondo, ya que las mismas son más barotrópicas al incluir ambos efectos (en una corriente de frontera oeste ambos efectos se sumarían). La amplitud se ve reducida en las capas profundas debido al efecto de la fricción del fondo. El ángulo formado por el vector número de onda y el vector gradiente de topografía nos informa "a priori" de cuán intenso será el efecto topográfico sobre las ondas. Por otra parte las ondas estables tienden a propagarse en la dirección que resulta de componer los vectores gradiente de vorticidad planetaria y gradiente de topografía. La dirección e intensidad del flujo medio demostraron ser un factor de gran peso la determinación de las características de las ondas inestables, aún en presencia de topografía y fricción de fondo.

En resumen, la dinámica básica del sistema en estudio (inestabilidades, flujos por propagación de ondas y disipación por fricción) está contenida en las ecuaciones del modelo. Sin embargo, y como sostienen Schmitz et al. (1986), la inclusión de las geometrías costera y de fondo, la alta resolución vertical (cuatro a seis capas como mínimo) y un forzante transitorio y real, son vitales para obtener una representación satisfactoria del sistema real (sus escalas espaciales y temporales, distribución horizontal y vertical, transporte, etc.). Como se mencionara anteriormente, sería ciertamente interesante realizar un estudio de variación de parámetros, para establecer detalladamente el papel desempeñado por los mismos en el SCC. Estudios de comparación con mediciones de campo, similares a los realizados por Schmitz y Holland (1982, 1986), y de comparación con modelos de ecuaciones primitivas aplicados al SCC (Parés-Sierra, en desarrollo), serían también de gran relevancia para lograr un mejor entendimiento de la dinámica del Sistema de la Corriente de California en particular, y de las corrientes de fronteras este en general.

LITERATURA CITADA

- Blumen W (1968). On the Stability of Quasi-Geostrophic Flow. *J. Atmos. Sci.*, 25, 929-931.
- Boning CW (1989). Influences of a Rough Bottom Topography on Flow Kinematics in an Eddy Resolving Circulation Model. *JPO*, 19, 77-97.
- Cummins PF y LA Mysak (1988). A Quasi-Geostrophic Circulation Model of the Northeast Pacific. Part I: A Preliminary Numerical Experiment. *JPO*, 18, 1261-1286.
- Charney JG y ME Stern (1962). On the Stability of Internal Baroclinic Jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 19, 159-172.
- Gill AE (1982). *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press. 662 pp.
- Haidvogel DB (1976). The Sensitivity and Predictability of Mesoscale Eddies in an Idealized Ocean Model. Ph.D. thesis, MIT, 250 pp.
- Haidvogel DB (1983). Periodic and Regional Models. Eddies in Marine Science. Allan R. Robinson, Ed, Springer-Verlag, 404-438.
- Haidvogel DB y WR Holland (1978). The Stability of Ocean Currents in Eddy Resolving General Circulation Models. *JPO*, 8, 393-413.
- Haidvogel DB y PB Rhines (1983). Waves and Circulation Driven by Oscillatory Winds in an Idealized Ocean Basin. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, 25, 1-63.
- Hall MH (1986). A Diagnostic Investigation of Kinetic Energy Budgets in a Numerical Model. *JGR*, 91, 2555-2568.
- Han YG (1975). Numerical Simulation of Mesoscale Ocean Eddies. Ph.D. thesis, UCLA, 154 pp.
- Harrison DE (1980). Dissipation Mechanisms and the Importance of Eddies in Model Ocean Energy Budgets. *JPO*, 10, 900-905.
- Harrison DE y AR Robinson (1978). Energy Analysis of Open Regions of Turbulent Flows. Mean Eddy Energetics of a Numerical Ocean Circulation Experiment. *Dyn. Atmos. Oceans*, 2, 185-211.
- Hickey BM (1979). The California Current System-Hypotheses and facts. *Prog. Oceanogr.*, 8, 191-279.

- Holland WR (1978). The Role of Mesoscale Eddies in the General Circulation of the Ocean: Numerical Experiments Using a Wind-Driven Quasi-Geostrophic Method. JPO, 8, 363-392.
- Holland WR (1986). Quasi-Geostrophic Modelling of Eddy Resolving Ocean Circulation. Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling. J.J. O'Brien, Ed, D Reidel, 203-231.
- Holland WR y LB Lin (1975). On the Origin of Mesoscales Eddies and their Contribution to the Oceanic General Circulation, I. A Preliminary Numerical Experiment. JPO, 5, 642-657.
- Holland WR y DB Haidvogel (1980). A Parameter Study of the Mixed Instability of Idealized Ocean Currents. Dyn. Atmos. Oceans, 4, 185-215.
- Holland WR y PB Rhines (1980). An Example of Eddy-Induced Ocean Circulation. JPO, 10, 1010-1031.
- Hurlburt HE y JD Thompson (1973). Coastal Upwelling on a β plane. JPO, 3 (1), 16-32.
- Kang YQ, JM Price y L Maggaard (1982). On Stable and Unstable Rossby Waves in Non-zonal Oceanic Shear Flow. JPO, 12, 528-537.
- Lee DK (1988). A Numerical Study of the Nonlinear Stability of the Eastern Ocean Circulation. JGR, 93, 10630-10644.
- Lee DK y PP Niiler (1987). The Local Baroclinic Instability of Geostrophic Spirals in the Eastern North Pacific. JPO, 17, 1366-1377.
- Leetma A, PP Niiler y H Stommel (1977). Does the Sverdrup Relation account for the Mid-Atlantic Circulation?. Journal of Marine Research, 35, 1-10.
- Lynn RJ y JJ Simpson (1988). The California Current System: The Seasonal Variability of its Physical Characteristics. Journal of Geophysical Research, 92 (C12), 12947-12966.
- Marshall JC (1984). Eddy-Mean Flow Interaction in a Barotropic Ocean Model. Journal of the Royal Meteorological Society, 110, 573-590.
- McCreary JP (1976). Eastern Tropical Response to Changing Wind Systems, with applications to El Niño. JPO, 6, 632-645.
- McGregor JS (1974). Changes in the Amount and Proportions of DDT and its Metabolites, DDE and DDD, in the Marine environment off Southern California. 1949-1972. Fish. Bull., U.S. 72:275-293.

- McNally GJ, WC Patzert, AD Kirwan y AC Vastano (1983). The Mean Surface Circulation of the North Pacific Using Satellite Tracked Drifting Buoys. *JGR*, 88, 7507-7518.
- McWilliams JC, WR Holland y JH Chow (1978). A Description of Numerical Antarctic Circumpolar Currents. *Dyn. Atmos. Oceans*, 2, 213-291.
- Munk WH (1950). On the Wind Driven Ocean Circulation. *Journal of Meteorology*, 7, 79-93.
- Mysak LA (1983). Generation of Annual Rossby Waves in the Eastern Subtropical North Pacific. *JPO*, 13, 1908-1923.
- Necco GV (1980). Curso de Cinemática y Dinámica de la Atmósfera. Eudeba, 287 pp.
- Nelson CS (1977). Wind Stress Curl Over the California Current. NOAA Technical Report. NMFS SSRF-714 U.S. Department of Commerce, NOAA, National Marine Fisheries Service.
- Niiler PP y M Hall (1988). Low Frequency Eddy Variability at 28°N, 152°W in the Eastern North Pacific Subtropical Gyre. (enviado).
- Niiler PP y RW Reynolds (1984). The Three-Dimensional Circulation near the Eastern North Pacific Subtropical Front. *JPO*, 14, 217-230.
- Owen RW (1980). Eddies of the California Current System: Physical and Ecological Characteristics. En: Power D (ed). *The California Island: Proceedings of a Multidisciplinary Symposium*. Santa Barbara Museum Nat. His., Cal, p 787.
- Pedlosky J (1979). *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag. 624 pp.
- Pond S y GL Pickard (1978). *Introductory Dynamic Oceanography*. Pergamon Press. 241 pp.
- Reid JL (1965). Physical Oceanography of the Region near Pt. Arguello, technical report, IMR Ref. 65-19, Inst. of Marine Resources, UCSD.
- Reid JL, GI Roden y JG Wyllie (1958). Studies of the California Current System. CalCOFI Progress Report, 7-1-56 to 1-1-58, Marine Resources Committee, California Department of Fish and Game, Sacramento, California, 27-56.
- Rhines PB (1975). Waves and Turbulence on a β plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 69, 417-443.
- Rhines PB (1977). The Dynamics of Unsteady Currents. *The Sea*, Vol 6, Wiley Interscience, 189-318.

- Rhines PB (1979). Geostrophic Turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mechanics*, 11, 401-441.
- Rhines PB y WR Holland (1979). A Theoretical Discussion of Eddy-Driven Mean Flows. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 3, 289-325.
- Rhines PB y WR Young (1982a). A Theory of Wind Driven Circulation. I. Mid Ocean Gyres. *Journal of Marine Research*, 40, 559-596.
- Rhines PB y WR Young (1982b). Homogenization of Potential Vorticity in Planetary Gyres. *Journal of Fluid Mechanics*, 122, 347-368.
- Robinson AR, DE Harrison, Y Mintz y AJ Semtner (1977). Eddies and the General Circulation of a Wind and Thermally Driven Primitive Equation Numerical Model. *JPO*, 7, 182-207.
- Schmitz WJ y WR Holland (1982). A Preliminary Comparison of Selected Numerical Eddy Resolving Models with Observations. *Journal of Marine Research*, 40, 75-117.
- Schmitz WJ y WR Holland (1986). Observed and Modeled Mesoscale Variability near the Gulf Stream and Kuroshio Extension. *JGR*, 91, 9624-9638.
- Schwartzlose RA (1963). Nearshore Currents off the Western United States and Baja California as Measured by Drift Bottles. *CalCOFI Progress Report*, 7-1-60 to 6-3-62, Marine Reserach Committee, California Department of Fish and Game, Sacramento, California, 15-22.
- Semtner AJ y Y Mintz (1977). Numerical Simulation of the Gulf Stream and Mid Ocean Eddies. *JPO*, 7, 208-230.
- Semtner AJ y WR Holland (1978). Intercomparison of Quasi-Geostrophic Simulations of the Western North Atlantic Circulation with Primitive Equation Results. *JPO*, 8, 735-754.
- Sverdrup HU y RH Fleming (1941). The Waters off the Coast of Southern California, March to July 1947, *SIO Bulletin*, 4(10), 261-387.
- Sverdrup HU, MW Johnson y RH Fleming (1942). *The Oceans, Their Physics, Chemistry and General Biology*, 1087pp., Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- Treguler AM y BL Hua (1987). Influence of Bottom Topography on Stratified Quasi-Geostrophic Turbulence in the Ocean. *Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.* (enviado).
- White WB y JF Saur (1981). A Source of Annual Baroclinic Waves in the Eastern Subtropical North Pacific. *JPO*, 11, 1452-1462.

Wyllie JG (1966). Geostrophic Flow of the California Current at the Surface and at 200m. CalCOFI Atlas #4, 13 pag. y 288 cartas.

Young WR (1987). Baroclinic Theories of the Wind Driven Circulation. General Circulation of the Ocean. HD Abarbanel y WR Young, Ed, Springer-Verlag, 291 pp.

