

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Programa de Posgrado en Ciencias
en Oceanografía Física**

**Surgencias costeras y remolinos subsuperficiales en la parte
sur de la Corriente de California**

Tesis
para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctor en Ciencias

Presenta:

Héctor Salvador Torres Gutiérrez

Ensenada, Baja California, México
2016

Tesis defendida por

Héctor Salvador Torres Gutiérrez

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. José Gómez Valdés
Director de tesis

Dr. Luis Zavala Sansón

Dr. Juan Manuel López Mariscal

Dr. José Antonio Martínez Alcalá



Dr. Juan Manuel López Mariscal
Coordinador del Posgrado en Oceanografía Física

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Héctor Salvador Torres Gutiérrez © 2016

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de tesis

Resumen de la tesis que presenta **Héctor Salvador Torres Gutiérrez** como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Oceanografía Física.

Surgencias costeras y remolinos subsuperficiales en la parte sur de la Corriente de California

Resumen aprobado por:

Dr. José Gómez Valdés
Director de tesis

Los procesos de surgencia costera y de remolinos subsuperficiales en la parte sur de la Corriente de California son investigados usando observaciones de campo y simulaciones numéricas realistas. Ambos procesos ocurrieron en la misma ventana temporal, otoño de 2009. Con base en observaciones de campo se encontró que la respuesta del océano a un evento de relajación del viento favorable a surgencia fue la presencia de un flujo hacia el norte en lugar del flujo hacia el sur confinado al frente de surgencia. El uso de la teoría cuasigeostrófica condujo al hallazgo de una circulación ageostrófica transversal a la costa, no solo en el frente de surgencia, sino también cerca del quiebre continental. La circulación ageostrófica estuvo ausente durante el evento de relajación, debido a la ausencia de gradientes laterales de densidad. El flujo hacia el norte capturado por las observaciones de campo fue también capturado por las simulaciones numéricas e información satelital, ambos conjuntos de datos muestran la propagación hacia el norte de una anomalía cálida con punto de origen en Bahía Vizcaíno. La anomalía cálida no solo afectó a la surgencia costera, sino también a la estabilidad de la Contracorriente Subsuperficial de California, que fluye a lo largo de la pendiente continental. La propagación hacia el polo de la anomalía cálida induce la separación de la contracorriente formando un meandro, que evoluciona hasta convertirse en una estructura coherente de tipo remolino de mesoescala. Tal estructura evoluciona en un remolino con un núcleo subsuperficial anómalamente cálido, rasgo distintivo de los remolinos formados a expensas de la Contracorriente Subsuperficial de California. Durante la fase inicial del remolino, éste presenta una estructura de forma cónica, con la máxima amplitud de vorticidad relativa en superficie. Posteriormente, los efectos inviscidos de la irregularidad del fondo marino alteran tanto la trayectoria como la forma inicial del remolino: la trayectoria del remolino cambia de norte-sur a suroeste; la forma cónica inicial cambia a lente subsuperficial, con la máxima amplitud de vorticidad relativa a 150 m de profundidad. La interacción entre el remolino y el fondo marino irregular desencadenan flujos de calor desde el exterior del remolino hacia su interior a través de la componente ageostrófica horizontalmente-divergente del campo de velocidad, acelerando su decaimiento. Para el caso de otoño de 2009, el remolino fue lo suficientemente débil para ser disipado corriente-abajo del obstáculo topográfico. Esta tesis muestra la importancia de los eventos sinópticos del esfuerzo del viento y la irregularidad del fondo marino en la circulación de mesoescala de la zona de transición oceánica frente a Baja California.

Palabras clave: Corrientes Limítrofes Orientales, Corriente de California, Contracorriente Subsuperficial de California, surgencias costeras, circulación ageostrófica, remolinos subsuperficiales, interacción remolino-topografía

Abstract of the thesis presented by **Hector Salvador Torres Gutiérrez** as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Physical Oceanography

Coastal upwelling and subsurface eddies in the southern part of the California Current

Abstract approved by:

Dr. José Gómez Valdés
Thesis Director

Coastal upwelling and subsurface eddies phenomena that occur in the southern part of the California are investigated using shipboard observations and realistic numerical simulations. During October 2009, both phenomena occurred simultaneously. The use of the quasigeostrophic theory led the finding of a cross-shore ageostrophic circulation during an upwelling event, not only in the upwelling front, but also near the continental shelf break. It was also found that the ocean response to an upwelling favorable-wind relaxation event was the presence of a poleward flow in place of the equatorward flow confined to the frontal upwelling dimensions. The ageostrophic circulation was missing during the relaxation event, due to the absence of lateral density gradients. The poleward flow defined by the shipboard observations was also defined by numerical simulations and satellite information. The latter representations showed a poleward warm anomaly propagation whose origin was Vizcaino Bay. The warm anomaly affected coastal upwelling and the stability of the along-slope California Undercurrent. The poleward warm anomaly propagation induced the separation of the California Undercurrent from the slope forming a meander-like structure, which evolved into a mesoscale eddy-like structure. Posteriorly, such eddy-like structure evolved in subsurface eddy with a warm anomaly core, a distinctive feature of the eddies formed from the California Undercurrent. During the initial stage of the eddy, it presented a cone-shape form with the maximum amplitude of the relative vorticity at the upper part of it. Posteriorly, the inviscid effects of the irregular bottom topography altered both the initial eddy trajectory and the initial eddy shape: the trajectory of the eddy changed from north-south to southwest; the initial shape changed from a cone-shape to a subsurface lens-type, with the maximum amplitude of the relative vorticity at 150 m depth. The eddy-topography interaction triggered inward heat fluxes from the environment toward the eddy through the horizontally-divergent ageostrophic component of the velocity field, accelerating the eddy-decay. In addition, surface filamentation processes erode the upper part of the eddy. During October 2009, the eddy was weak enough to be dissipated downstream the topographic obstacle. This thesis shows the relevance of the synoptic wind stress events and the irregularity of the bottom topography on the mesoscale circulation in the southern part of the California Current.

Keywords: Eastern boundary currents, California Current, California Undercurrent, coastal upwelling, ageostrophic circulation, subsurface eddies, eddy-topography interaction

Dedicatoria

Con amor y cariño a mi Familia:

**Liliana,
Lilianita,
Héctor**

Agradecimientos

Quiero extender mi más sincero agradecimiento al Dr. José Gómez Valdés, quien ha sido mi mentor desde hace 6 años. Compartiendo no solo sus conocimientos sobre Oceanografía Física, sino también sabiduría para hacer frente al universo de retos que la vida nos ofrece. Gracias Profesor, esto es solo el comienzo...

De igual manera, extendiendo mi gratitud a cada miembro del comité de tesis, integrado por: Dr. Manuel López Mariscal, Dr. Luis Zavala Sansón y el Dr. Antonio Martínez Alcalá. Gracias por asesorarme en cuestiones teóricas y numéricas relacionadas con esta tesis. Y sobre todo, gracias por ayudarme a reafirmar la filosofía del pensamiento científico. Pensamiento que trasciende el efímero tiempo de mi estancia doctoral.

A partir de aquí, hay un sinfín de personalidades que contribuyeron a mi formación académica, entre los que destaca el Dr. José Luis Ochoa de la Torre, Dra. Paula Pérez Brunius, el Dr. Julio Sheinbaum y el Dr. Alejandro Pares Sierra. Gracias por su paciencia y profesionalismo en transmitir una fracción de su quehacer científico y académico.

A mi querido club del café y al grupo de especialista en probabilidad-estadística, combinatoria, teoría de grupos y teoría de juego. Que cada semana, durante 6 años, nos reunimos para llevar a cabo un esgrima intelectual; con el ánimo de fortalecer el pensamiento analítico, dejando a un lado el azar.

A la planta administrativa del Departamento de Oceanografía Física (DOF) y del Departamento de Estudios de Posgrado por hacer los trámites burocráticos más llevaderos. En especial, a Lupita Pacheco por su entrega y profesionalismo para atender los menesteres del estudiantado del DOF.

Como olvidar a la familia. El agradecimiento eterno a mi padre Salvador Torres, que sin tener el número de palabras para agradecerle, solo simple y sencillamente digo GRACIAS. A mi hermana Roció por ser el apoyo incondicional a pesar de la distancia. Y a la Fam. Gaviño Espinoza por estar siempre al pendiente, procurando el bienestar familiar.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) por darme la oportunidad de desarrollar esta investigación y por el soporte económico cuando este se requería.

Y finalmente, al pueblo de México que, a través del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), brinda su apoyo económico para el fortalecimiento de la actividad científica y tecnológica de México. He aquí un nuevo bastión del desarrollo integral de nuestro país.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español.....	ii
Resumen en inglés.....	iii
Dedicatorias.....	iv
Agradecimientos.....	v
Lista de figuras.....	viii
Lista de tablas.....	xii
Capítulo 1. Introducción	
1.1 Surgencia costera.....	1
1.2 Remolino subsuperficial.....	2
1.3 Panorama general de la tesis.....	4
Capítulo 2. Circulación costera inducida por vientos sinópticos favorables a surgencias frente a Baja California	
2.1 Introducción.....	5
2.2 Metodología.....	8
2.3 Resultados.....	12
2.4 Aspectos dinámicos.....	21
2.5 Discusión.....	29
2.6 Conclusiones.....	31
Capítulo 3. Evolución de un remolino subsuperficial sobre topografía irregular	
3.1 Introducción.....	32
3.2 Modelo numérico.....	35
3.3 Resultados del modelo.....	43
3.4 Flujos laterales de calor.....	58
3.5 Balance de vorticidad.....	65
3.6 Discusión.....	67
3.7 Conclusiones.....	72
Capítulo 5. Conclusiones	

Literatura citada.....	77
Apéndice A. Efecto de la topografía irregular sobre los flujos inducidos por el viento frente a Baja California.....	85

Lista de figuras

Figura		Página
1	Campaña oceanográfica realizada en la zona de surgencia en la parte norte de Baja California. Los puntos negros representan los lances de CTD/LADCP. Los números de las líneas hidrográficas siguen la nomenclatura del programa CalCOFI. Las flechas delgadas indican la dirección de navegación del barco. Las isobatas de 500 m (línea continua) y la de 1500 m (línea discontinua) son indicadas. El sistema coordenado usado en este estudio es también incluido. El cuadro pequeño es el dominio del campo de viento.....	7
2	Diagrama de astillas del esfuerzo del viento muestreado a un punto (30.5° N, 116.5° W) entre Punta Colonet y Bahía San Quintín, y la evolución temporal de la función de corriente del campo del esfuerzo del viento. El esfuerzo del viento fue calculado a partir de la velocidad del viento a 10 m de altura. El campo del esfuerzo del viento fue mapeado en una función de corriente sobre la región de Baja California. Las líneas de corriente están a intervalos de 0.1 grados Pa.....	11
3	Evolución temporal de la temperatura superficial del mar (°C) entre el intervalo del 1 de octubre al 15 de octubre de 2009 y la velocidad geostrófica (m/s) cada 7 días es superpuesta.....	13
4	Diagrama de temperatura potencial (°C)-salinidad para el total de lances del crucero. Los colores indican la concentración de oxígeno en $\mu\text{mol/kg}$. Las líneas negras representan la densidad potencial (kg/m^2). Las masas de agua que están delimitadas en: Agua Subártica y Agua Subsuperficial Ecuatorial.....	15
5	Distribución horizontal de las propiedades de la capa de mezcla. (a) Temperatura potencial (°C), (b) salinidad, (c) oxígeno disuelto ($\mu\text{mol/kg}$) y (d) densidad potencial (kg/m^3).....	16
6	Secciones transversales para la línea 103. (a) Temperatura potencial (°C), (b) salinidad, (c) oxígeno disuelto ($\mu\text{mol/kg}$) y (d) densidad potencial (kg/m^3). Las líneas punteadas representan la capa frontal.....	17
7	Similar a la figura 6, pero para la línea 107.....	18
8	Sección transversal de la velocidad a lo largo de la costa para las líneas 103 y 107. El renglón superior muestra la velocidad medida por el LADCP, el renglón central muestra la componente geostrófica y el renglón inferior muestra la diferencia entre ambas representaciones. El color azul indica un flujo hacia el ecuador y el color rojo indica un flujo hacia el polo. Las unidades son en m/s.....	19

9	Sección transversal de la vorticidad potencial para las líneas 103 y 107. Las líneas negras continuas representan las isopicnas de 24.1, 25.0, 25.7, 26.3 y 26.9 σ_θ	25
10	Velocidad ageostrófica en el plano x-z estimada a partir de la teoría cuasigeostrófica para (a) la línea 103 y (b) la línea 107; las unidades son m/s. La densidad potencial (kg/m^3) es representada por la paleta de colores y las isopicnas en líneas negras. Las líneas negras delgadas representan las isopicnas de 25.0, 26.3 y 26.9 σ_θ	28
11	Mapa del área de estudio y batimetría. El recuadro muestra el dominio numérico.....	35
12	Circulación geostrófica estacional. Panel superior: líneas de corriente para el flujo geostrófico estimada a partir de la topografía dinámica absoluta. Panel inferior: líneas de corriente para el flujo geostrófico estimada a partir de las salidas del modelo numérico.....	37
13	Comparación de la temperatura superficial del mar para las estaciones de primavera y verano. Temperatura superficial del mar a partir de información satelital (paneles superiores) y la temperatura superficial del mar resuelta por el modelo numérico (paneles inferiores).....	38
14	Comparación de la temperatura (líneas negras) y la componente de la velocidad a lo largo de la costa (colores) en octubre de 2009. El recuadro representa la sección transversal realizada en la campaña oceanográfica en octubre de 2009 frente a las costas de Baja California.....	41
15	Variación espacio-temporal de la energía cinética turbulenta ECT. (a) ECT estimada del programa satelital AVISO. (b) ECT estimada a partir de las salidas del modelo numérico. (c) Ciclo estacional de la ECT: la línea en negro representan la ECT a partir de AVISO y la línea azul es la ECT a partir del modelo numérico.....	42
16	Diagrama de astillas del esfuerzo del viento (panel superior) horizontalmente promediado en el dominio mostrado en los mapas de temperatura potencial a 50 m de profundidad (Paneles inferiores). El campo de velocidad (flechas negras, $ \mathbf{v} > 0.07$ m/s) esta superpuesto al campo de temperatura.....	44
17	Trayectoria del remolino de acuerdo al algoritmo de detección. El círculo gris representa la posición inicial y la cruz negra representa la posición final.....	45
18	Bisección meridional del remolino subsuperficial. (a) Vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis. (b) Anomalía de temperatura T' (colores) y la anomalía de la componente de velocidad transversal a la costa (contornos negros). (c) Perfil vertical de la rapidez de giro (línea continua), el error asociado (líneas discontinuas) y la rapidez de propagación (línea negra gruesa). (d) Perfil vertical del transporte de calor turbulento (línea continua) y su error asociado (líneas discontinuas).....	46
19	Serie de tiempo de (a) la altura de la superficie del mar SSH, (b) vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis, (c) tasa de deformación normalizada por	47

	el parámetro de Coriolis. (d) Profundidad del fondo marino interpolada a las coordenadas del centro del remolino.....	
20	Diagrama de Hovmöller del parámetro Ro en el centro del remolino como función del tiempo y la profundidad.....	49
21	Distribución horizontal de la vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis a 150 m (columna izquierda) y a 300 m (columna derecha). Los puntos negros muestran la trayectoria del remolino. Las líneas negras delgadas muestran las isóbatas de 200 m y 1000 m. Las líneas negras gruesas representan la sección mostrada en la figura 22.....	51
22	Secciones transversales instantáneas del remolino subsuperficial (la posición de la sección en el plano latitud-longitud se muestran en la figura 21). La componente de velocidad transversal a la sección (colores) y la temperatura potencial (contornos negros) se muestran en la columna izquierda. La vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis en la columna derecha.....	53
23	Estructura tridimensional del remolino subsuperficial durante el ascenso (izquierda), en la cima (centro) y descenso (derecha). Campo de velocidad (flechas negras) y magnitud de la velocidad (colores) (paneles superiores). Estructura tridimensional del parámetro Ro : isosuperficies de 0.07, 0.1 y 0.2.....	55
24	Estructura tridimensional de la componente rotacional (paneles superiores) y de la componente divergente (paneles inferiores) durante el ascenso, en la cima y descenso. Campo de velocidad de U_{rot} y U_{div} en flechas negras y superficies de Ro/ξ en colores.....	57
25	Esquema del procedimiento de los flujos de calor turbulentos.....	59
26	Serie de tiempo del flujo turbulento de calor a través de la frontera del remolino $\rho C_p \hat{n} \cdot (u'T')_{div}$. Profundidad del fondo marino interpolada a las coordenadas del centro del remolino	61
27	Mapas verticalmente ([50, 300] m) y temporalmente (08/10/2009 – 28/10/2009) promediados de (a) vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis y (b) del campo de deformación, durante la interacción del remolino-topografía.....	63
28	Distribución horizontal y vertical del promedio temporal (120 días) del flujo de calor turbulento entre el flujo medio y turbulento.....	64
29	Mapas del balance de vorticidad durante el ascenso (renglón superior), en la cima (renglón central) y descenso (renglón inferior). Vorticidad relativa a 150 m de profundidad (primera columna). Tres términos dominantes en las columnas 2, 3 y 4: cambio local de vorticidad, término no-lineal y término de estiramiento.....	67
A1	Dominio numérico y batimetría usada en la simulación con topografía real.....	87
A2	Mapas instantáneos de vorticidad relativa normalizada con el parámetro de Coriolis. Izquierda) simulación con topografía-real; derecha) simulación con fondo-plano...	89
A3	Mapas instantáneos de la componente vertical de la velocidad (w) de la simulación	90

con topografía real.....

A4 Mapas instantáneos de la componente-w para la parte superior (columna izquierda) y la parte inferior (columna derecha) del océano a partir de la simulación llc4320. (Paneles superiores) componente total de w; (paneles centrales) fracción de mesoescala de la componente-w; y (paneles inferiores) fracción de submesoescala de la componente-w..... 92

Lista de tablas

Tabla		Página
1	Los parámetros que caracterizan a la surgencia: impulso del viento, estratificación, y el radio de deformación de Rossby (interno). N (1/s) representa la frecuencia de flotabilidad.....	22
2	El promedio y la desviación estándar de cada término de la ecuación PV a lo largo de la isopícnica 24.1 σ_θ . Las unidades son 1/ms.....	26
3	El promedio y la desviación estándar de los términos de la ecuación PV a lo largo de la isopícnica 26.0 σ_θ . Las unidades son 1/ms.....	27

Capítulo 1. Introducción general

1. Introducción general

Esta disertación aborda los procesos oceanográficos que ocurren en la zona de transición oceánica frente a Baja California. Dentro de la zona de transición oceánica la surgencia costera, filamentos y remolinos, principalmente, modulan el transporte de momento, trazadores y energía hacia el océano abierto en las corrientes limítrofes orientales. Cada uno de estos procesos oceanográficos (surgencia, filamentos y remolinos) ha sido estudiado, por décadas usando observaciones de campo, experimentos numéricos y de laboratorio idealizados para simplificar y aislar los mecanismos físicos involucrados en su nacimiento, evolución y decaimiento.

1.1 Surgencias costeras

La surgencia costera es uno de los procesos oceanográficos de alto impacto en la zona costera. El acarreo de agua profunda rica en nutrientes hacia la superficie, tiene un impacto directo sobre la productividad biológica primaria dentro de la plataforma continental. Las escalas de variación y los flujos entorno a la surgencia son dictaminados, principalmente, por las fluctuaciones de la componente del esfuerzo del viento paralela a la línea de costa (Allen, 1980). Los eventos sinópticos del esfuerzo del viento del orden de 2 a 10 días son recurrentes en la costa oeste de América del Norte (Send et al., 1987), donde el evento de viento de mayor ocurrencia es el evento noroeste. Este es el tipo de evento responsable de la presencia de la banda de agua fría visible desde la península de Baja California, México hasta las costas de Oregón en Estados Unidos, en respuesta a la surgencia costera (Hickey et al., 1998). El segundo evento de mayor ocurrencia es el evento de relajación del viento favorable a surgencia (Send et al., 1987). La dinámica entorno a ambos procesos ha sido examinada mediante observaciones de campo (satélite, campañas oceanográficas, anclajes) y simulaciones numéricas idealizadas. El impacto del evento de relajación del esfuerzo del viento sobre la dinámica establecida durante la surgencia tiene tres facetas: 1) marca el inicio del ajuste geostrófico del frente de surgencia; 2) desencadena la propagación de un gradiente de presión a lo largo de costa en forma de ondas atrapadas a la costa; 3) permite la libre evolución de las estructuras formadas durante la surgencia costera, por ejemplo filamentos (Wang, 1997; Gan y Allen, 2002). Además, la dinámica a escalas espaciales durante la surgencia y relajación ha tomado auge en la última década, debido al advenimiento del cómputo de alto rendimiento y a mediciones de campo con resolución espacial menor o igual a 5 km (Thomas, 2005; Pietri et al., 2013). A estas escalas, el régimen de submesoescala (1 km – 10 km) gana importancia, relativa a la mesoescala.

Su importancia radica en que los procesos que ocurren a estas escalas son capaces de romper el balance establecido por la rotación de la tierra y el gradiente de presión. Lo que implica que el régimen de submesoescala tiende a disipar energía hacia escalas espaciales menores, resultando una cascada directa de energía (Molemaker et al., 2005). Durante el proceso de disipación, una intensa mezcla vertical local ocurre intercambiando propiedades de la superficie con el interior del océano. Lo que tiende a intensificar la productividad biológica primaria (Mahadaven, 2016).

A pesar de la importancia para la física y la biología, estudios sobre surgencia costera son escasos en Baja California (Gomez-Valdes, 1982; Pérez-Brunius et al., 2006) y aún más escasos los estudios relacionados con el evento de relajación del esfuerzo del viento favorable a surgencia. Los trabajos sobre surgencia costera en Baja California se han enfocado en describir su variación estacional (Gomez-Valdes y Vélez-Muñoz, 1982; Pérez-Brunius et al., 2006; Pérez-Brunius et al., 2007). La surgencia inicia su desarrollo en primavera y se extiende hasta la estación de verano. Una banda de agua fría caracteriza la zona de transición oceánica. La profundidad fuente de las aguas de surgencia en promedio es de la haloclina (Pérez-Brunius et al., 2006). Con respecto a la variación sinóptica, Barton y Argote (1980) capturaron la transición de un evento de surgencia a relajación en campañas oceanográficas y anclajes frente a Punta Colonet. Ellos encontraron que el flujo hacia el sur asociado al frente de surgencia es debilitado y eventualmente la dirección del flujo se invierte hacia el polo, marcando el evento de relajación. Durante el otoño de 2009 un crucero oceanográfico fue llevado a cabo frente a las costas de Baja California. El derrotero del barco abarcó la zona de transición frente a Punta Colonet y se extendió hacia el sur frente a Punta Baja. La principal cualidad del plan de toma de muestras fue la alta resolución (5 km) perpendicular a la costa. Tal resolución es capaz de resolver parte del espectro de submesoescala. El régimen de submesoescala se define como todas aquellas escalas horizontales menores al radio de deformación baroclínico local (35 km para Baja California, Chelton et al., 1998) y mayores a 1 km, y con una escala vertical aproximada al primer modo baroclínico (< 100 m, Sasaki et al., 2014). Durante el crucero, un evento de surgencia y la transición al evento de relajación fueron capturados. El primer objetivo particular de esta tesis es mejorar el conocimiento del fenómeno de surgencia y del evento de relajación desde el punto de vista de la submesoescala.

1.2 Remolinos subsuperficiales

Los remolinos oceánicos de mesoescala son estructuras presentes en el océano global. Son estructuras capaces de capturar propiedades termohalinas de su lugar de origen y transportarlas hacia el interior del océano (Nagai et al., 2015). En las Corrientes Limítrofes Orientales se genera, en particular, un remolino anticiclónico caracterizado por tener un núcleo cálido subsuperficial (debajo de la termoclina estacional).

Su origen está ligado a la Contracorriente Subsuperficial de California que fluye a lo largo de la pendiente continental. Ésta contracorriente advecta agua relativamente cálida y salina confiriendo al remolino un agua-tipo característica, a estos remolinos se les llama: “California Undercurrent Eddy” o “Cuddy” (Garfield et al., 1999) para aquellos generados a partir de la Contracorriente Subsuperficial de California; “Meddy” para aquellos formados en la pendiente continental Ibérica (Bower et al., 1997). Casos similares ocurren en el sistema de la Corriente de Perú-Chile (Hormazabal et al., 2013).

La formación de los remolinos subsuperficiales está asociada a la separación de la corriente de la pendiente continental (D’Asaro, 1988; Molemaker et al., 2015). Curvaturas prominentes en la línea de costa, cañones submarinos fomentan la ruptura del balance entre la inercia de la corriente y la fricción de fondo (Molemaker et al., 2015). Sin embargo, este esquema funciona siempre y cuando haya un agente desencadenante que intensifique la corriente y sobrepase un umbral. De acuerdo a estudios observacionales (Thomsen et al., 2016) y numéricos (Molemaker et al., 2015) la magnitud de la velocidad de la contracorriente debe superar los 0.1 m/s. En promedio la contracorriente subsuperficial en las Corrientes Limítrofes Orientales es de 0.07 m/s (Pelland et al., 2013; Durazo, 2015; Thomsen et al., 2016), en Baja California es de 0.05 m/s (Durazo, 2015). La intensificación de la Contracorriente Subsuperficial de California ha sido asociada a Ondas Atrapadas a la Costa (Melton et al., 2009).

Jeronimo y Gomez-Valdes (2007) fueron los primeros en detectar un remolino subsuperficial frente a Baja California usando datos de una campaña oceanográfica llevada a cabo en verano de 2004. Los datos de campo usados pertenecen al programa “Investigaciones Mexicanas de la Corriente de California” (IMECOCAL, por acrónimo en español). La localización del remolino fue fuera de la zona de transición oceánica frente a Baja California. Las propiedades termohalinas del núcleo del remolino fueron consistentes con las de la Corriente Subsuperficial de California, para la estación de otoño. A partir de esta campaña oceanográfica, se diseñó una nueva campaña oceanográfica destinada a estudiar la Contracorriente Subsuperficial de California y los remolinos asociadas a inestabilidades de ella. La campaña oceanográfica tuvo como nombre “Corrientes y Remolinos” (CyR).

La red de estaciones de la campaña oceanográfica CyR fue un subdominio del programa IMECOCAL. El dominio abarcó desde Punta Colonet hasta Punta Baja y se extendió hasta la frontera oceánica de la zona de transición. La zona de estudio fue delimitada de acuerdo a la hipótesis sobre la zona de generación de remolinos subsuperficiales: La velocidad de la Contracorriente Subsuperficial de California alcanza valores máximos en su magnitud en la zona comprendida entre Punta Colonet y Punta Baja (Durazo, 2015), aunado con la presencia de línea de costa y topografía del fondo marino irregular,

sugieren un punto de generación de remolinos desprendidos de la Contracorriente Subsuperficial de California en esta zona. La hipótesis fue parcialmente comprobada, ya que las observaciones de campo bisectaron un remolino subsuperficial frente a la costa de Punta Baja. El núcleo del remolino capturó propiedades termohalinas similares a las de la Contracorriente Subsuperficial de California.

El segundo objetivo particular de esta tesis es examinar la evolución espacio-temporal del remolino detectado en la campaña CyR. El seguimiento tiempo a tiempo del remolino requiere bisectarlo de manera continua. Los datos de la campaña CyR pertenecen a un estadio en su tiempo de vida. Así que para lograr el objetivo, se implementó un modelo numérico realista “hindcast”, capaz de resolver el remolino observado en otoño de 2009. De esta manera es posible examinar su punto de origen, su trayectoria y su punto muerte.

1.3 Panorama general de la tesis

El capítulo 2 está enfocado en describir un evento de surgencia y un evento de relajación consecutivos capturados mediante observaciones oceanográficas de alta resolución (5 km) frente a las costas de Baja California. La alta resolución permitió resolver parte del espectro del régimen de submesoescala. El mayor hallazgo está relacionado a la presencia de circulación ageostrófica durante el evento de surgencia y ausente durante el evento de relajación.

El capítulo 3 está enfocado en examinar la evolución temporal de un remolino con núcleo subsuperficial formado en la zona de transición oceánica frente a Baja California, usando una simulación numérica regional realista. Dentro del capítulo se describe el modelo numérico utilizado y la validación de las simulaciones numéricas. El hallazgo de interés general es la interacción del remolino con la topografía irregular que caracteriza la zona de transición oceánica frente a Baja California. El mayor impacto de la interacción, es el decaimiento acelerado del remolino al cruzar el obstáculo topográfico. Este resultado implica que la configuración del fondo marino juega un rol más importante de lo esperado.

El capítulo 4 contiene las conclusiones generales y el alcance de este trabajo en la oceanografía regional y global. Los capítulos 2 y 3 son adaptaciones de artículos publicados o en revisión derivados de esta disertación. Finalmente el efecto de la topografía irregular sobre flujos inducidos por el viento es abordado en un apéndice.

Capítulo 2. Surgencia costera

2. Circulación costera inducida por vientos sinópticos favorables a surgencias frente a Baja California

2.1 Introducción

La surgencia inducida por el viento a lo largo de la costa y la relajación de la misma son eventos que se generan frecuentemente en las zonas costeras de las Corrientes Limítrofes Orientales. En el Sistema de la Corriente de California, estos eventos han sido ampliamente estudiados; en este sistema, la escala sinóptica es la escala dominante en el campo del esfuerzo del viento. Los cambios en la intensidad y la posición del centro de alta presión del Pacífico Norte sobre la superficie del nivel del mar y la anomalía térmica sobre la parte occidental de Estados Unidos causan la variación estacional de los vientos (Reid et al., 1958). Frente a la costa norte de California, en particular, los eventos de surgencia se producen frecuentemente durante la primavera y el verano (Shulman et al., 2010); en estas estaciones, los esfuerzos favorables a surgencia son regularmente intensos y organizados sobre la plataforma continental (Winant et al., 1988). Las perturbaciones de escala sinóptica son más frecuentes durante la migración anómala del centro de alta presión del Pacífico Norte inducida por variaciones interanuales, como por ejemplo, El Niño-Oscilación del Sur (ENSO, por sus siglas en inglés) (Lynn et al., 1998) y la Oscilación Ártica (Cohen et al., 2010). Los procesos a escala local, tales como la inversión de la capa marina también pueden generar perturbaciones en el campo del esfuerzo del viento a escala sinóptica (Nuss et al., 2000).

Al sur de Punta Concepción, en la costa de California, E.U.A., la influencia de la morfología de la línea de costa es también un factor que influye en la variabilidad sinóptica. Winant y Dorman (1997) reportaron que el campo del esfuerzo del viento en esta región se ve afectado por la orografía de California. Harms y Winant (1998) observaron que los períodos característicos del esfuerzo de viento favorable a surgencia en el canal de Santa Bárbara son de aproximadamente 4 días de duración, entre primavera y el otoño; ellos también reportaron que los períodos de relajación de dicho campo vectorial son de aproximadamente 4 días. Zaytsev et al. (2003) reportaron períodos cortos (5 días) del esfuerzo del viento favorable a surgencia en la zona costera de Baja California, durante la primavera. Acerca de esta última región, Gomez-Valdes y Vázquez (2011) encontraron que los eventos de esfuerzo de viento favorables a surgencia y sus relajaciones ocurren con frecuencia, y regularmente son de corta duración. Para los dos

eventos de viento, Gomez-Valdes y Vázquez (2011) reportaron una moda en su distribución de 4 días. En este trabajo, nos proponemos estudiar un evento de esfuerzo de viento favorable a surgencia, con un período de 4 días, y un evento de relajación de 3 días de duración. Pocos estudios científicos se han llevado a cabo para estudiar las surgencias costeras en la región de Baja California. Entre ellos se encuentra el estudio de Barton y Argote (1980), quienes examinaron la respuesta del océano 1976 a las condiciones de viento de verano (junio 1976); ellos encontraron que las variaciones en la intensidad de la surgencia estaban relacionadas a las variaciones en la intensidad del esfuerzo del viento. Pérez-Brunius et al. (2006) utilizaron observaciones realizadas entre mayo de 1997 y junio de 2004 para estudiar los efectos del fenómeno ENSO sobre la surgencia costera de Baja California, para los años de 1997-1998 y 2002-2004. Ellos reportaron un evento intenso de surgencia, en mayo de 2002, donde la haloclina alcanzó la plataforma continental. Por otro lado, estudios sobre la respuesta del océano a la relajación de eventos de surgencia en la región de Baja California son todavía más escasos en la literatura.

La dinámica del proceso de surgencias costeras bajo un esfuerzo de viento variable es tridimensional y dependiente del tiempo (Wang, 1997; Gan y Allen, 2002) y es comúnmente estudiado con modelos que involucran las ecuaciones primitivas del océano. Sin embargo, algunas de sus características pueden ser estudiadas usando modelos idealizados. Por ejemplo, el modelo de Csanady (1977) de dos capas para estudiar el chorro de surgencias costeras explica las características básicas de la transición de primavera frente al norte de California. Además, se ha probado que la teoría cuasigeoestrófica es una herramienta útil para analizar la estructura vertical de frentes oceánicos (Pollard y Regier, 1992; Pallas-Sanz et al., 2010) y para analizar las características de la circulación inducida por el viento a través del uso del concepto de vorticidad potencial (PV, de aquí en adelante) (Deremble et al., 2014). Debido a que el proceso de surgencias implica la generación de un frente costero por un esfuerzo del viento favorable, la teoría cuasigeoestrófica se puede aplicar a la dinámica de frentes si el frente está suficientemente alejado de la costa.

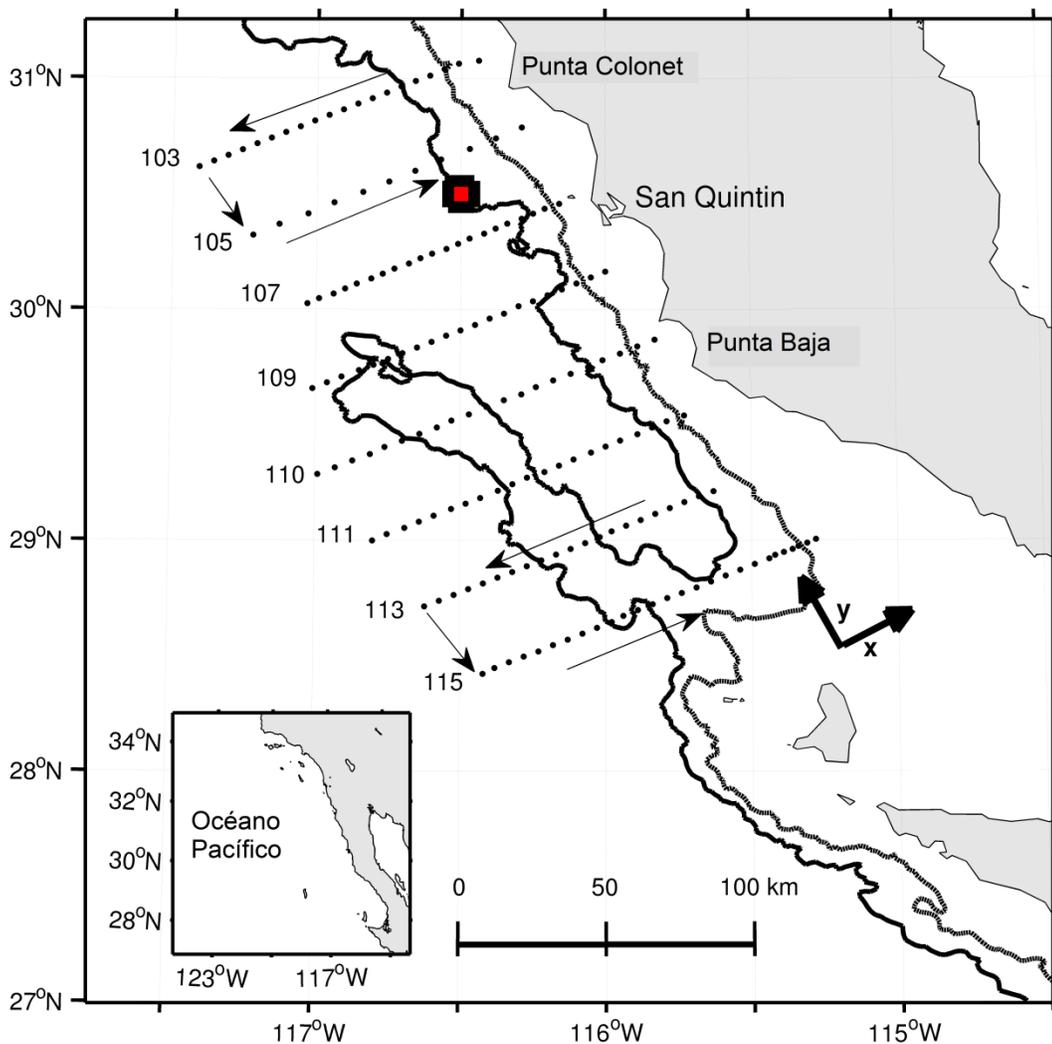


Figura 1. Descripción general de la campaña oceanográfica llevada a cabo en la región de surgencias de Baja California. Los puntos negros representan lances de CTD/LADCP organizados en líneas. La enumeración de las líneas sigue la nomenclatura de CalCOFI. Las flechas delgadas indican el sentido de navegación del barco. En la figura se marcan las isobatas de 500m (línea continua) y 1.500m (línea discontinua). El sistema de coordenadas utilizado en este estudio también se incluye en la figura. El recuadro muestra el dominio del viento.

En este estudio, se compara la estructura bidimensional (x - z) de un evento de surgencia con la estructura bidimensional de un evento de relajación, los dos eventos inducidos por perturbaciones de escala sinóptica de corto período, utilizando la teoría cuasigeostrofica. El estudio se basa en mediciones de alta resolución (permite resolver parte del espectro de la sub-mesoescala en la dirección perpendicular a la

costa) realizadas a bordo del Buque Oceanográfico Francisco de Ulloa en octubre de 2009 frente a la costa occidental Baja California (Figura 1), en conjunto con variables obtenidas por satélite, tales como el viento, temperatura de la superficie del mar y la anomalía del nivel de la superficie del mar. El trabajo está organizado de la siguiente manera. La sección 2 describe los métodos usados para sintetizar las variables obtenidas por satélite y las mediciones a bordo del buque. La sección 3 describe los resultados de la síntesis de las variables obtenidas por satélite y de las mediciones a bordo del buque. La sección 4 describe los modelos teóricos para explicar los procesos físicos involucrados en la investigación. La discusión se lleva a cabo en la sección 5. Las conclusiones están en la sección 6.

2.2. Metodología

2.2.1. Variables satelitales

Se analizó la base de datos de vientos superficiales (10-m sobre el nivel del suelo) de la Cross-Calibration Multi-Platform (CCMP, por sus siglas en inglés). Los vientos CCMP fueron proporcionados por el Centro de Distribución de Datos de Oceanografía Física de la NASA (NASA-PODAAC, por sus siglas en inglés). Las resoluciones horizontales y temporales de los vientos CCMP fueron 0.25° y 6h, respectivamente. Nuestro análisis de los vientos se concentró en la zona comprendida entre las latitudes 27°N y 35°N y entre las longitudes 113°W y 125°W (inserción en la Figura 1). Se analizó la serie de tiempo de los vientos que van desde enero 1992 a diciembre 2011. El esfuerzo del viento se calculó siguiendo a Large y Pond (1981). La metodología para el análisis de los campos del esfuerzo del viento fue la siguiente.

Para visualizar las cartas sinópticas, un ajuste de una función de corriente se aplica al campo del esfuerzo del viento en la superficie siguiendo a Wei et al. (2008), quienes utilizaron un método de interpolación óptima multivariado para examinar los patrones del flujo de la Corriente del Golfo a partir de mediciones con un Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP). Se utilizó una función exponencial de autocorrelación en la forma $F(r) = e^{-r^2/2L^2}$, donde $r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$, $(\Delta x, \Delta y) = 0.25$ y L es la escala de decorrelación. Nuestra escala de decorrelación fue de 50 km, la cual fue determinada usando un variograma.

Para examinar las estructuras de temperatura superficial del mar (SST, por sus siglas en inglés), se utilizó la base de datos de nivel 3 del Moderate Resolution Imaging Spectro-Radiometer (MODIS-Aqua) de la NASA, que fue proporcionada por el grupo de trabajo de color del océano de la NASA. Sus resoluciones temporales y horizontales son de un día y 4 km, respectivamente. Además, para examinar la estructura de la anomalía de la altura de la superficial del mar (SSHa, por sus siglas en inglés), se utilizaron los datos

de AVISO, donde las resoluciones de datos son 25 km x 25 km en el dominio espacial y de 7 días en el dominio temporal. El campo de velocidad se calculó a partir de SSHa utilizando el método de Stewart (2008) para corrientes superficiales a partir de la altimetría. Las imágenes de SST y de la velocidad geostrofica fueron analizadas de agosto a octubre del 2009 en el mismo dominio espacial que los productos del esfuerzo del viento.

2.2.2. Mediciones en buque

Una campaña oceanográfica se llevó a cabo del 9 al 19 de octubre de 2009 en la parte sur de la Corriente de California (frente a la costa occidental del Baja California). El área de estudio abarcó las latitudes $31^{\circ}07'31.10''N$ y $29^{\circ}06'44.49''N$ y longitudes $115^{\circ}15'W$ y $117^{\circ}30'O$ (Figura 1). Ocho transectos (líneas hidrográficas o simplemente líneas) en la dirección perpendicular a la costa fueron realizados durante la campaña oceanográfica. La numeración de las líneas se hizo de acuerdo a la nomenclatura de las líneas CalCOFI. La separación entre líneas adyacentes fue de 37 km. Se colocaron veinte estaciones en cada línea, excepto en la línea 105, donde sólo 11 estaciones fueron llevadas a cabo. La distancia desde la costa hasta la primera estación fue de 15 km para la mayoría de las líneas. La distancia entre las estaciones fue de 5 km en cualquier línea, excepto en la línea 105 donde la distancia fue de 10 km. En cada estación, datos de conductividad, temperatura y profundidad (CTD, por sus siglas en inglés) fueron tomados desde la superficie hasta 1000 m de profundidad o hasta donde la profundidad lo permitió, utilizando un CTD-9/11 SeaBird Electronics Inc.; un sensor de oxígeno disuelto SBE43 fue agregado en el instrumento. Los sensores de medición fueron calibrados por el fabricante antes del crucero. Los datos del CTD fueron procesados utilizando el software SeaBird-Post Processing. La temperatura potencial, la salinidad y la densidad potencial se derivaron de los datos de CTD mediante la ecuación de estado EOS-80 (Foffonof y Millard, 1983).

Para obtener valores representativos de la capa de mezcla, la salinidad, la temperatura y la densidad potencial calculadas a cada decibar fueron promediados verticalmente desde la profundidad de la capa de mezcla (MLD, por sus siglas en inglés) hasta la superficie del mar. La MLD se estimó siguiendo a Kara et al. (2000). Debido a que este método requiere la determinación de un valor óptimo ($\Delta\theta$) para la temperatura potencial, una estimación subjetiva (visual) de la profundidad de la capa se realizó para cada perfil de la temperatura potencial. Basado en un procedimiento de regresión lineal entre la MLD del método objetivo y la MLD del método subjetivo, se encontró que $\Delta\theta = 0.2^{\circ}C$ fue el valor apropiado (óptimo), de acuerdo con el valor óptimo obtenido por Jeronimo y Gomez-Valdes (2010) en su análisis de la MLD para la región sur de la Corriente de California.

Durante el crucero, los perfiles de velocidad total fueron obtenidos utilizando un RDI /Teledyne Lowered Acoustic Doppler Current Profile (LADCP) en combinación con los perfiles de CTD. El LADCP fue programado para grabar los datos de velocidad en paquetes de información cada 8-m, donde la frecuencia acústica fue de 300 kHz, de acuerdo a estos parámetros, el error asociada a cada medición es de 0.04m/s. Los datos de LADCP fueron procesados junto con los datos del CTD y con los del GPS del barco, utilizando la versión IX.7 del software LDEO (Thurnherr, 2009). Durante el procesamiento de datos, se eliminaron valores extremos; por ejemplo, se excluyeron los valores atípicos de las velocidades LADCP que superaron 2.8 veces la desviación estándar con respecto a la media. El último paso en el procedimiento fue iterativo para alcanzar la más alta calidad del conjunto de datos LADCP

Los datos LADCP fueron filtrados para excluir la señal de marea utilizando el modelo de marea barotrópica de Egbert y Erofeeva (2002). Para comparar el campo de velocidad observada a partir de los datos de LADCP con el campo de velocidad estimada a partir de los datos de CTD (corrientes geostróficas), la componente geostrófica a lo largo de la costa, entre un par de estaciones de CTD, se calculó siguiendo el método de Csanady (1979), método que permite conservar información cerca de la plataforma continental. Siguiendo a Yasuda et al. (2001), la diferencia entre la componente geostrófica a lo largo de la costa y la componente LADCP en la misma dirección se redujo al mínimo mediante el ajuste de la velocidad de referencia a través de un ajuste por mínimos cuadrados. Una comparación entre la velocidad observada (LADCP) y la velocidad estimada (CTD) requiere una estimación de los errores asociados con cada uno de ellas. Tres fuentes de error son comunes en el método geostrófico: (1) de la estación de posicionamiento; (2) de la incertidumbre en la estimación de altura dinámica (en relación con la temperatura y la precisión de conductividad); y (3) a partir de la velocidad de referencia (Beal y Bryden, 1999). Bajo el supuesto de que las tres fuentes de error estuvieron no correlacionados en nuestros datos, el error asociado con el método geostrófico se calculó de acuerdo a Johns et al. (1989) de la siguiente forma:

$$\varepsilon_v = \sqrt{(\varepsilon_{\Delta D})^2 + (\varepsilon_L)^2 + (\varepsilon_{ref})^2}, \quad (1)$$

donde cada término en el lado derecho representa una de las fuentes de error; el primero es el error de la altura dinámica, el segundo es el error de la estación de posición, y el tercero es el de la velocidad de referencia. El nivel de referencia fue de 700 decibares. La definición de cada tipo de error es la siguiente: $\varepsilon_{\Delta D} = d\Delta D/fL$, donde $d\Delta D$ es la incertidumbre en la estimación de altura dinámica, f es el parámetro de Coriolis, y L es la distancia entre estaciones adyacentes; $\varepsilon_L = dLv/L$, donde dL es la incertidumbre en la distancia de la estación, v es la velocidad media entre estaciones adyacentes; y $\varepsilon_{ref} = dv_{ref}$,

donde dv_{ref} es la incertidumbre asociada a la velocidad de referencia. La última fuente de error fue tomada del LADCP (error de ± 0.04 m / s).

Una interpolación óptima se implementó para filtrar los procesos transitorios (por ejemplo, las ondas internas) siguiendo el método de Roemmich (1983). Se utilizó una función de correlación Gaussiana. Tanto los campos escalares como los vectoriales fueron interpolados de forma óptima. Los puntos de la rejilla resultante de este procedimiento fueron utilizados en el esquema de diferencias finitas.

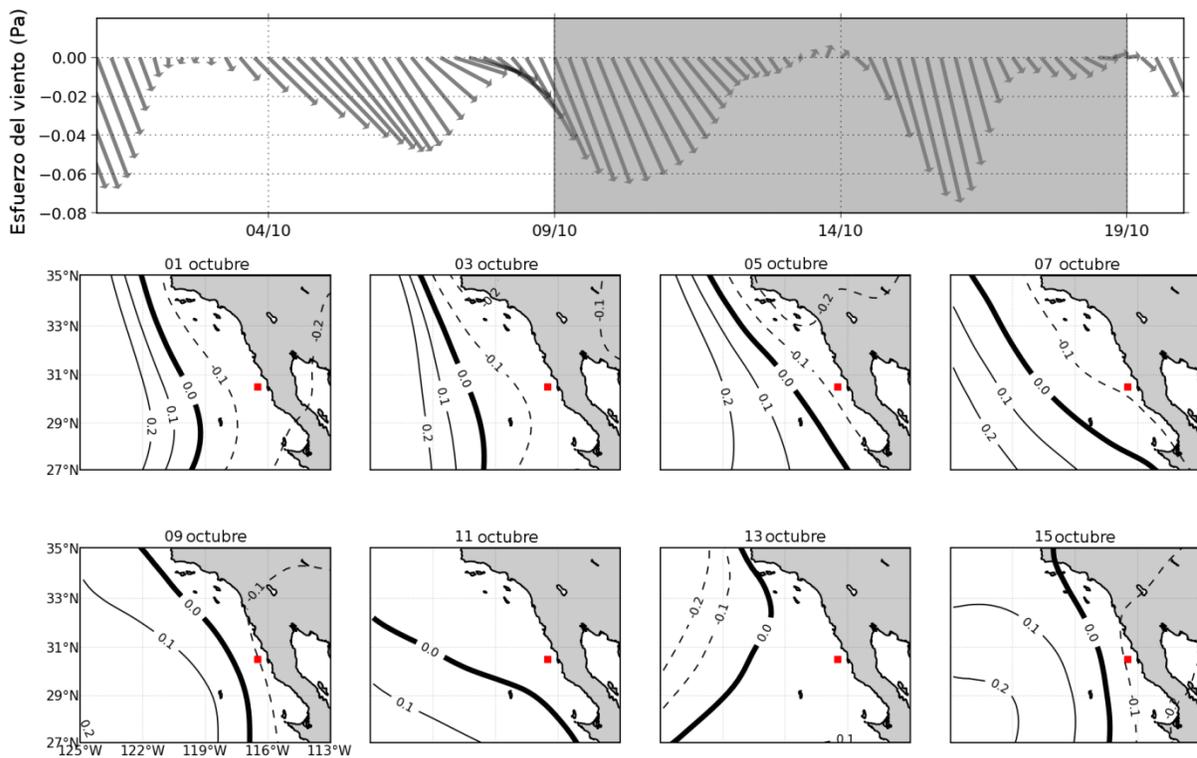


Figura 2. Diagrama de astillas del esfuerzo del viento muestreado a un punto (30.5° N, 116.5° W) entre Punta Colonet y Bahía San Quintín, y la evolución temporal de la función de corriente del campo del esfuerzo del viento. El esfuerzo del viento fue calculado a partir de la velocidad del viento a 10 m de altura. El campo del esfuerzo del viento fue mapeado en una función de corriente sobre la región de Baja California. Las líneas de corriente están a intervalos de 0.1 grados Pa.

2.3. Resultados

2.3.1. Descripción de variables derivadas de datos satelitales

Eventos de viento de periodo corto dominaron la variabilidad durante octubre 2009. La Figura 2 muestra un diagrama de astillas filtrada utilizando un filtro Lanczos con un periodo de corte de 1 día, para un punto cercano a la costa situada entre Punta Colonet y San Quintín, y ocho cartas sinópticas del esfuerzo del viento (líneas de flujo) cada dos días a partir del 01 de octubre hasta el 15 de octubre de 2014. Un evento de viento favorable a surgencia empezó el viernes 08 de octubre y terminó el 11 de octubre; los esfuerzos del viento fueron de magnitud moderada (0.06 Pa). Posteriormente, un evento de relajación ocurrió, abarcando el lapso del 12 al 14 de octubre. La carta sinóptica del esfuerzo del viento también indica un evento de esfuerzo de viento favorable a surgencia para el 15 de octubre, pero no es discutido en este estudio.

Una posible explicación para las fluctuaciones de período corto del campo del esfuerzo del viento podría estar vinculada a una teleconexión de un evento extremo de la Oscilación Ártica durante invierno 2009-2010 (Cohen et al., 2010). De acuerdo con los cuadros sinópticos de la presión atmosférica a 700 hPa proporcionada por la División de Ciencias Físicas de la NOAA, en Boulder, Colorado, al inicio de la campaña oceanográfica (9 de octubre), el centro de alta presión del Pacífico Norte se localizaba cerca del punto 40°N, 130°W, y el centro de baja presión de las Aleutianas estaba en la posición entre 50°N y 55°N cerca de 170°W. Durante el 11 de octubre, el centro de alta presión del Pacífico Norte mostró una migración hacia el sur, acompañado de una migración hacia el este del centro de baja presión de las Aleutianas. Tres días más tarde (14 de octubre), el centro de las Aleutianas se posicionó al sur del Golfo de Alaska (40°N, 140°W), mientras que la alta presión se desplazó hacia el sur. El 15 de octubre, ambos centros de presión vuelven a la posición que tenían el 9 de octubre. Cambios frecuentes de corta duración en las posiciones relativas de estos dos centros fueron evidentes durante toda la temporada de otoño de 2009.

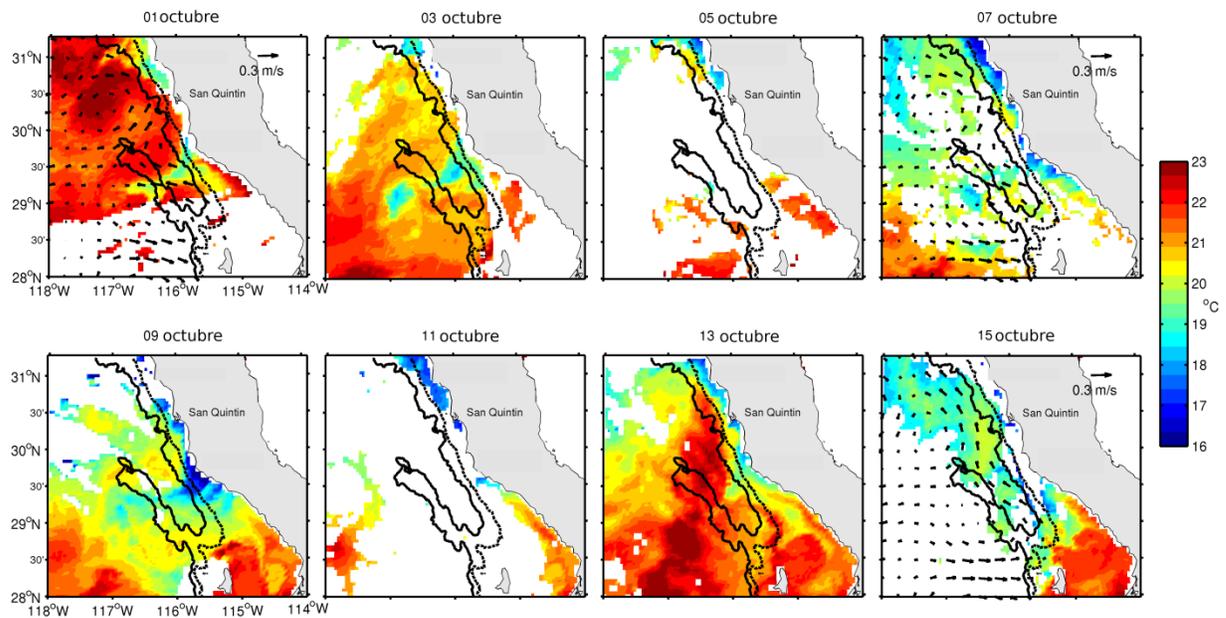


Figura 3. Evolución temporal de la temperatura superficial del mar ($^{\circ}$ C) ente el intervalo del 1 de octubre al 15 de octubre de 2009 y la velocidad geostrófica (m/s) cada 7 días es superpuesta.

Mapas de SST y corrientes geostróficas con períodos de dos días se muestran en la Figura 3. A pesar de que el efecto de nubes impidió la colección de buenas imágenes, algunas peculiaridades se revelan a partir de los mapas. Una banda de agua fría a lo largo de la costa es visible desde 07 hasta 11 de octubre; es más intensa frente a Punta Colonet. Esta peculiaridad está relacionada con el evento de surgencia inducido por el evento de esfuerzo de viento del noroeste. La distribución SST del 13 de octubre muestra dos intrusiones de agua cálida de sur a norte: una en la plataforma, teniendo como punto de partida Sebastián Vizcaíno, y la otra en el océano abierto, la cual emerge de 28° N. Estas estructuras están relacionadas con el evento de relajación. Dos remolinos ciclónicos son visibles en los mapas de las corrientes geostróficas correspondientes al 01 de octubre, 07 de octubre y 15 de octubre. Uno de los remolinos se encuentra centrado en $30^{\circ}15'N$, $117^{\circ}W$ y el otro en $28^{\circ}45'N$, $116^{\circ}15'W$. Su origen está relacionado con las variaciones del campo del esfuerzo del viento. El mapa geostrófico del 15 de octubre muestra un debilitamiento de los remolinos ciclónicos descritos.

Además, la imagen de SST relacionada con el evento de relajación muestra dos respuestas: (1) en la plataforma continental y (2) en el océano abierto. Analizando una secuencia de imágenes de SST de 20-días (1-20 octubre de 2009) se concluyó lo siguiente. (1) El cuerpo costero de agua cálida se propaga con un ancho de aproximadamente 20 km y una velocidad aproximada de 24 km/día. Esta velocidad está en

el intervalo de velocidad de 10-30 km/día reportado por Melton et al. (2009) para los pulsos de agua cálida encontrados por ellos frente a la costa de California. (2) El cuerpo oceánico de agua cálida se propaga más rápido que la señal costera; la intrusión de agua cálida mostró una anchura de aproximadamente 90 km y una velocidad aproximada de 200 km/día. Este patrón de propagación de agua cálida durante el evento de relajación, es similar al reportado por Send et al. (1987) durante un evento de relajación al sur de Punta Reyes en California. Ellos adjudicaron las escalas de variabilidad de la propagación a procesos de advección.

2.3.2. Descripción de las mediciones en buque

La secuencia de eventos del esfuerzo del viento durante el crucero oceanográfico fue la siguiente. En primer lugar, un evento de viento favorable a surgencia de 4 días empezó el 8 de octubre y terminó el 11 de octubre; en segundo lugar, un evento de relajación de 3 días empezó el 12 de octubre y terminó el 14 de octubre; y tercero, un evento de viento favorable a surgencia de 2 días se inició el 15 de octubre y terminó el 16 de octubre.

2.3.2.1. Masas de agua

Dos masas de agua sobresalen en el diagrama de temperatura-salinidad (θ - S), donde también se incluye la variable de oxígeno disuelto (Figura 4). La capa superior, arriba de $25.0 \text{ kg/m}^3 \sigma_\theta$ (en lo sucesivo, las unidades no serán escritas de manera explícita), es cálida ($14\text{-}20^\circ\text{C}$), poco salada ($33.3\text{-}33.8$), y con alta concentración de oxígeno ($\sim 270 \mu\text{mol/kg}$). Además, las aguas a lo largo de la isopicna $25 \sigma_\theta$ son de baja temperatura (13°C), baja salinidad (33.25), y alta concentración de oxígeno ($270 \mu\text{mol / kg}$), estas características definen las aguas de origen subártico, llamada Agua Subártica (SAW, por sus siglas en inglés), transportadas por la Corriente de California (Lynn y Simpson, 1987). El núcleo de la Corriente de California contiene el mínimo de salinidad (33.2) y el máximo de concentración de oxígeno disuelto ($270 \mu\text{mol / kg}$) (Talley, 1985). Las aguas situadas a lo largo de la isopicna $26.5\sigma_\theta$ tienen temperaturas de 10°C , alta salinidad (34.4), y baja concentración de oxígeno ($100 \mu\text{mol / kg}$), estas aguas son identificadas como Agua Ecuatorial Subsuperficial (ESsW, por sus siglas en inglés) (Durazo y Baumgartner, 2002), transportada por la Contracorriente Subsuperficial de California (Durazo y Baumgartner, 2002; Pérez-Brunius et al., 2006). Las aguas entre las isopicnas de $25.0\sigma_\theta$ y $26.5\sigma_\theta$ se ven afectadas por la mezcla entre SAW y ESsW. Cabe hacer notar que mezcla diapicna es observable a través de la isopicna $26.0\sigma_\theta$ mirando la distribución de la concentración de oxígeno.

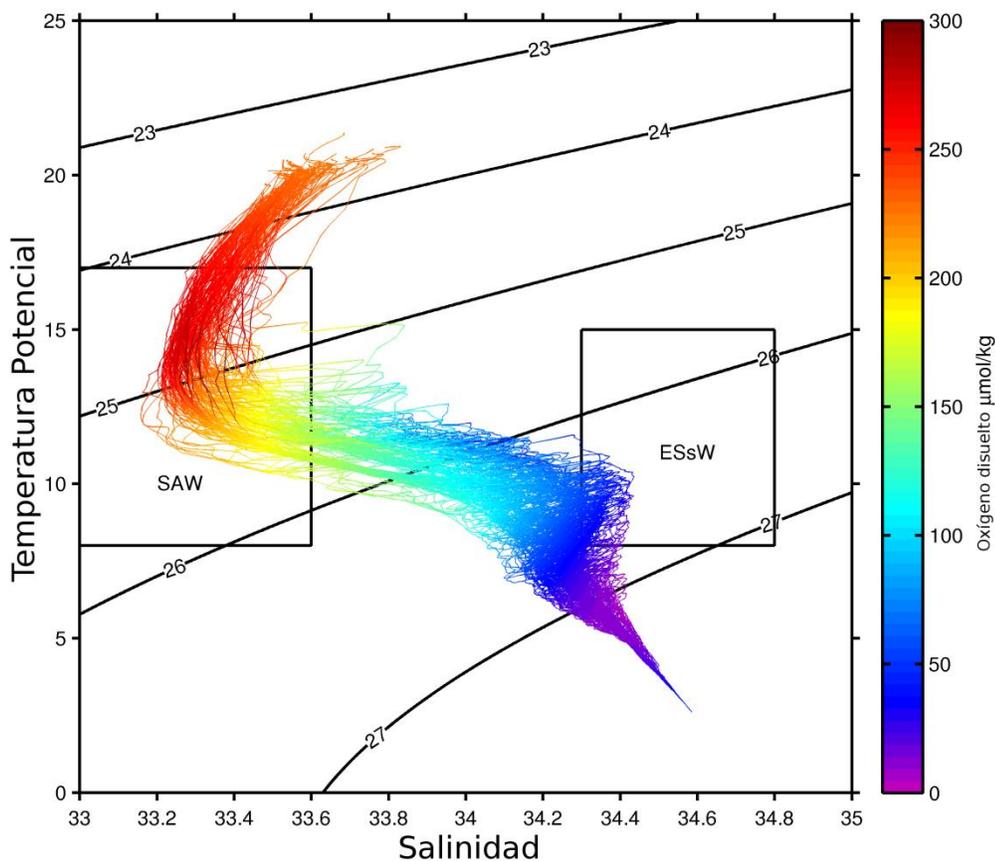


Figura 4. Diagrama de temperatura potencia ($^{\circ}$ C)-salinidad para el total de lances del crucero. Los colores indican la concentración de oxígeno en $\mu\text{mol}/\text{kg}$. Las líneas negras representan la densidad potencial (kg/m^2). Las masas de agua están delimitadas en: Agua Subártica y Agua Subsuperficial Ecuatorial.

La distribución de las propiedades de la capa de mezcla está relacionada en parte con la circulación superficial inducida por los dos remolinos ciclónicos (Figura 5). Ahí se registra una estructura de tipo hongo que emerge de la línea del extremo sur y alcanza los 30°N ; esta estructura nos sugiere la intrusión de sur a norte de agua cálida (21°C), salina (33.6), y con baja concentración de oxígeno ($230\ \mu\text{mol}/\text{kg}$), la cual se encuentra localizado arriba de $24\sigma_{\theta}$ en el diagrama ϑ -S. Este flujo cerca de la superficie se asocia en parte con el remolino ciclónico de la parte sur del área de estudio. También se registra un lente circular fuera de Punta Colonet con alta temperatura (Figura 5 (a)), baja salinidad (Figura 6 (b)), y baja concentración de oxígeno (Figura 5 (c)); tales características se asocian con el núcleo del remolino ciclónico de la parte norte del área de estudio. Por otra parte, dos lóbulos de baja temperatura (18°C), baja salinidad (33.45) y alta concentración de oxígeno ($260\ \mu\text{mol}/\text{kg}$) a lo largo de la plataforma son registrados, uno de ellos frente a Punta Colonet y el otro frente a Punta Baja. Los dos lóbulos sugieren

surgencias costeras. También es de destacar que existe un frente de densidad en el extremo sur de cada lóbulo. De acuerdo con Wang (1997), los frentes de densidad horizontales generalmente indican la ocurrencia de una relajación del esfuerzo del viento favorable a surgencia. Sus resultados son consistentes con lo reportado en este trabajo. Además, un frente de densidad se registra frente a San Quintín inducido por el remolino ciclónico en la parte sur de la región. En este caso, tal estructura penetra en las zonas de surgencias al sur de San Quintín y al sur de Punta Baja. Por último, un lente cálido, salino y de baja concentración de oxígeno se localizó al sur de Punta Cono, que se asocia con un acarreo de agua de origen sureño a lo largo de la costa.

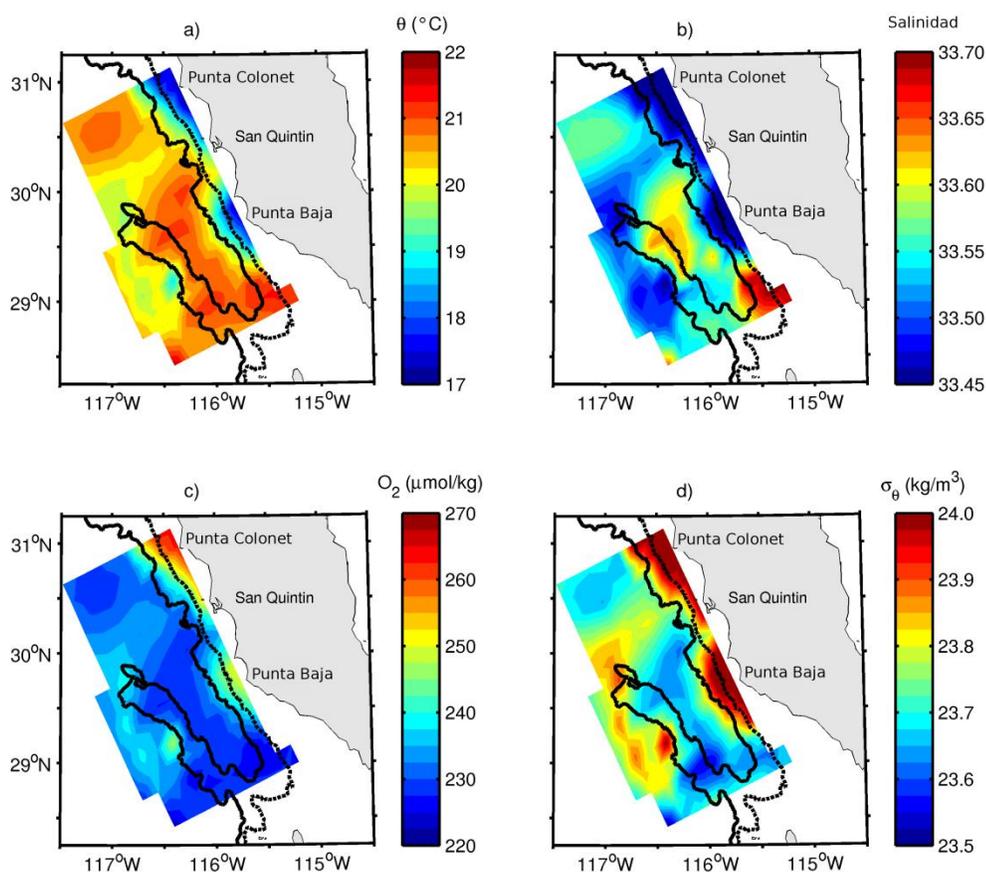


Figura 5. Distribución horizontal de las propiedades de la capa de mezcla. (a) Temperatura potencial ($^{\circ}\text{C}$), (b) salinidad, (c) oxígeno disuelto ($\mu\text{mol/kg}$) y (d) densidad potencial (kg/m^3).

En las siguientes secciones, se analizan algunas de las características de la descripción anterior. En particular, se presenta el evento de surgencia frente a Punta Colonet (línea 103) y el evento de relajación frente a San Quintín (línea 107).

2.3.2.2. Línea 103

Al comienzo del estudio (09 de octubre), cuando la línea 103 fue ocupada, un evento de esfuerzo de viento favorable a surgencia estaba en curso. En esta línea, la trayectoria del barco fue desde la costa hacia mar abierto siguiendo la línea. Las mediciones hidrográficas realizadas en esta línea se describen en esta sección.

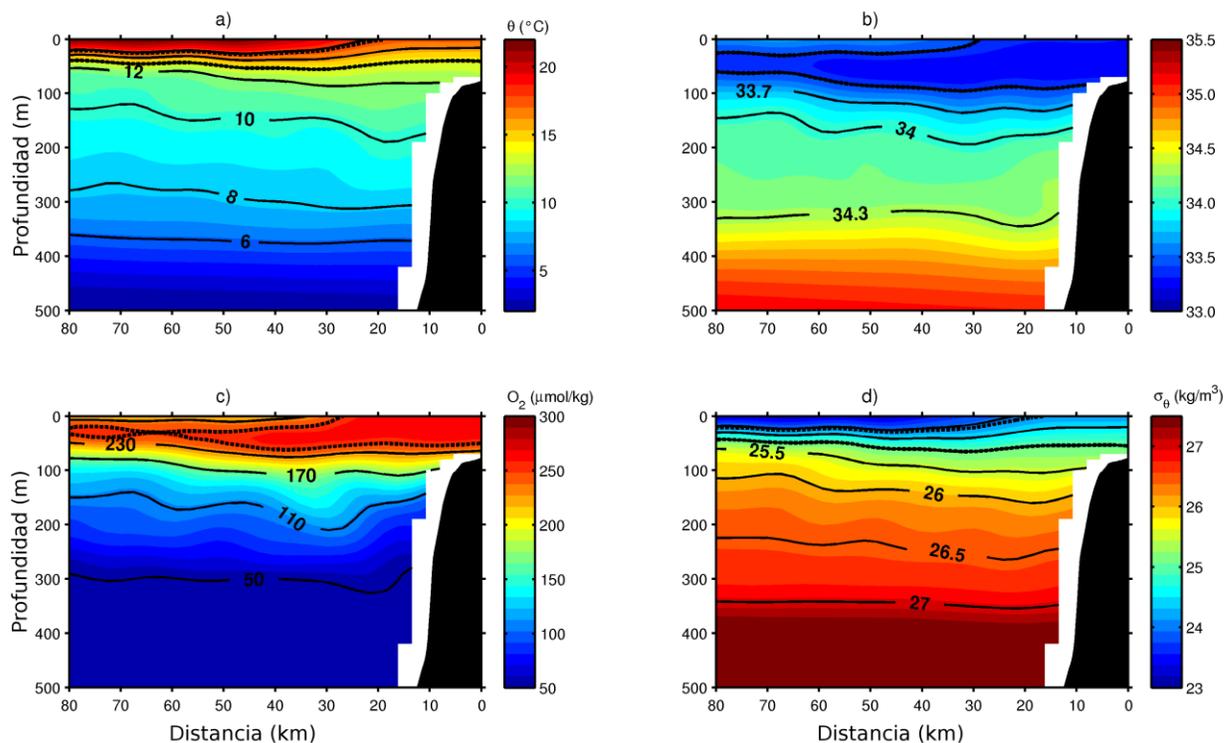


Figura 6. Secciones transversales para la línea 103. (a) Temperatura potencial ($^{\circ}$ C), (b) salinidad, (c) oxígeno disuelto ($\mu\text{mol}/\text{kg}$) y (d) densidad potencial (kg/m^3). Las líneas punteadas representan la capa frontal. Las líneas punteadas representan el intervalo donde se localiza el núcleo de la Corriente de California.

Las secciones transversales de la temperatura potencial, salinidad, concentración de oxígeno disuelto, y la densidad de potencial se muestran en la Figura 6 (a-d). Una inclinación hacia arriba en dirección hacia la costa de las isolíneas en la capa superior, es una característica común en las secciones transversales. Siguiendo la terminología de las surgencias costeras sugerida por Mooers et al. (1976), la zona frontal se encuentra en la isopícnica de $24.1\sigma_{\theta}$, donde alcanza la superficie, y la capa frontal se encuentra en el rango de 24.1 a $25.0\sigma_{\theta}$. Agua de baja salinidad (<33.5) y alta concentración de oxígeno ($\sim 270\ \mu\text{mol}/\text{kg}$) sigue la capa frontal. Baja salinidad y alta concentración de oxígeno disuelto son características típicas del núcleo de la Corriente de California frente a Baja California (Lynn y Simpson, 1987). La

termoclina estacional y la haloclina están delimitados por las isolíneas de 18-12°C y 33.5-34.0, respectivamente. La haloclina está por debajo de la termoclina estacional, que es una situación típica en esta región (Jeronimo y Gomez-Valdes, 2010). La oxiclina (170 – 230 $\mu\text{mol} / \text{kg}$) sigue la haloclina. En la capa inferior, que está por debajo de la haloclina, las isothermas y las isopicnas se curvan hacia abajo en dirección hacia la costa, y, por el contrario, las isopletas de oxígeno muestran una inclinación hacia arriba en la dirección hacia la costa. De acuerdo con la ecuación de viento térmico, estas características sugieren la presencia de una corriente hacia el polo confinada al talud continental, transportando aguas cálidas, saladas y de bajo contenido de oxígeno disuelto.

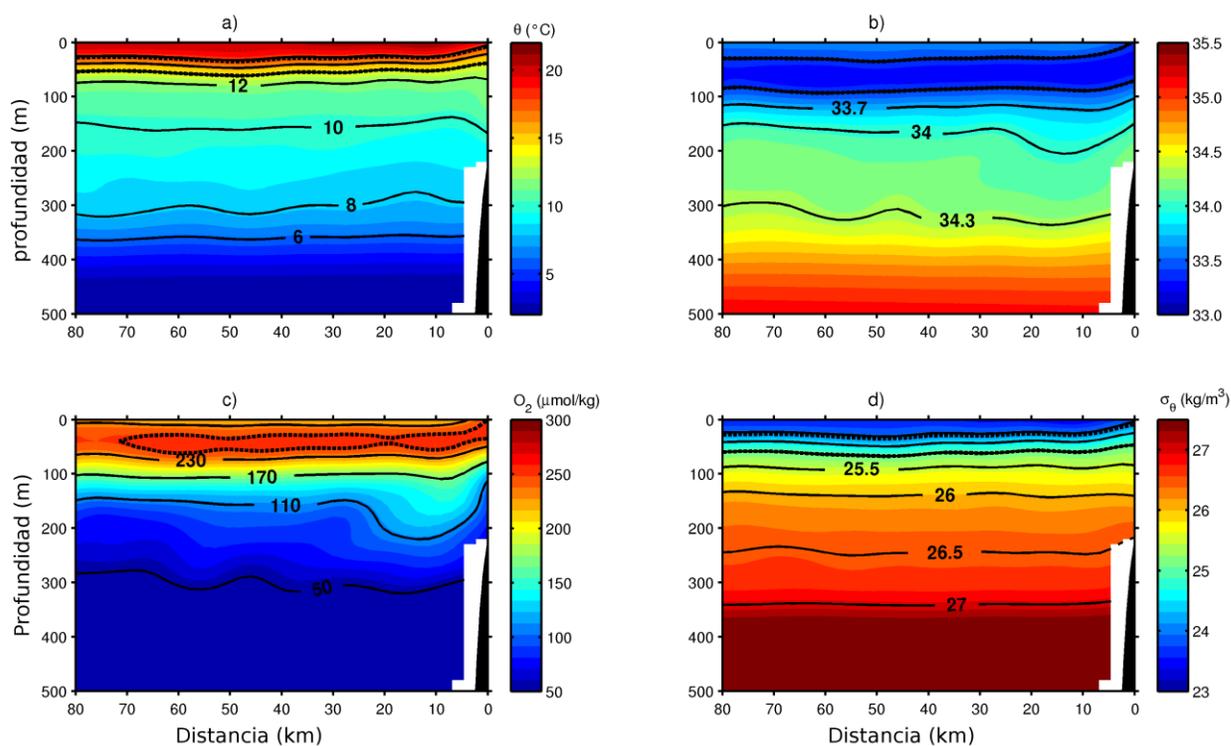


Figura 7. Similar a la figura 6, pero para la línea 107.

2.3.2.3. Línea 107

El 12-13 de octubre, cuando un evento de relajación estaba en curso, la línea 107 fue ocupada. En esta línea, el barco navegó desde la costa hacia el mar abierto siguiendo la línea hidrográfica. Las observaciones hidrográficas realizadas en esta línea se describen en esta sección.

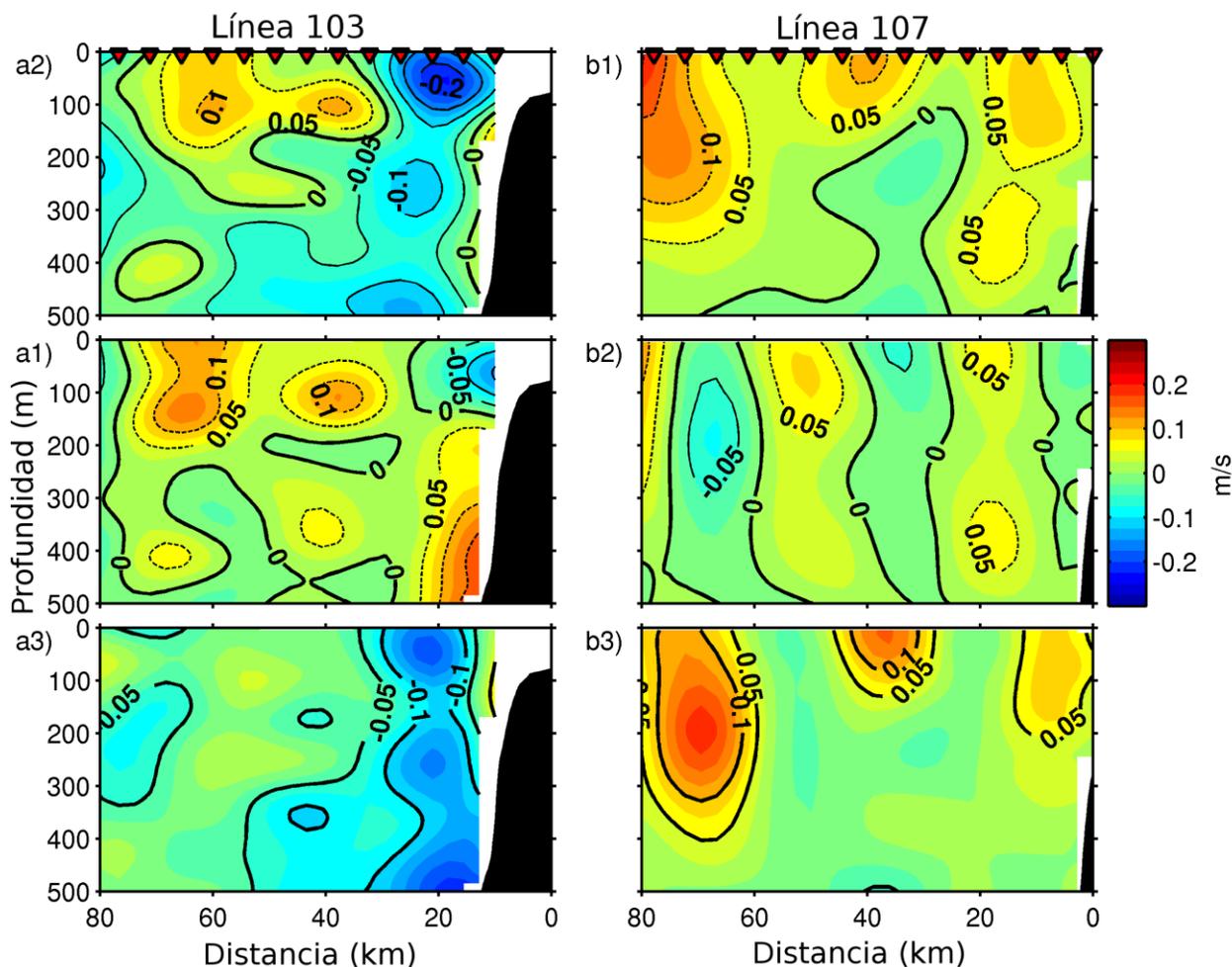


Figura 8. Sección transversal de la velocidad a lo largo de la costa para las líneas 103 y 107. El renglón superior muestra la velocidad medida por el LADCP, el renglón central muestra la componente geostrofica y el renglón inferior muestra la diferencia entre ambas representaciones. El color azul indica un flujo hacia el ecuador y el color rojo indica un flujo hacia el polo. Las unidades son en m/s.

Las secciones transversales de la temperatura potencial, salinidad, concentración de oxígeno disuelto, y la densidad de potencial se muestran en la Figura 7 (a-d). No hay evidencia de una zona frontal. La capa frontal ($24.1 - 25.0 \sigma_\theta$) es cuasi horizontal, como se ve en la sección transversal de densidad potencial (Figura 7(d)). La termoclina ($18-12 \text{ }^\circ\text{C}$), el mínimo de salinidad del agua superficial (33.2), y el máximo de concentración de oxígeno ($\sim 270 \mu\text{mol} / \text{kg}$) se encuentran en la capa frontal. La haloclina ($33.5-34$) está por debajo de la capa frontal. La oxiclina ($170 - 230 \mu\text{mol} / \text{kg}$) sigue la haloclina. Parece ser que la capa inferior (debajo de la haloclina) esta desconectada de la capa superior y se ve afectada por un remolino anticiclónico subsuperficial como el reportado por Jeronimo y Gomez-Valdes (2007). La

deflexión hacia arriba de la isoterma de 12°C y hacia abajo la isoterma de 8°C indica un flujo hacia el polo, de acuerdo al balance de viento térmico.

2.3.2.4. Campo de velocidad en las líneas 103 y 107

La componente de velocidad a lo largo de la costa es estimada a partir de dos conjuntos de datos diferentes, LADCP y CTD, que se muestran en la Figura 8. La diferencia entre ellos se define de la siguiente forma, $dV = V_{LADCP} - V_g$, donde V_{LADCP} es la componente de velocidad a lo largo de la costa y

Durante el evento de surgencia, en la capa superior, hay una corriente con dirección sur cerca del borde de la plataforma continental, y dos flujos con dirección norte, uno lejos de la costa y el otro a lo largo de la pendiente continental a 200 m por debajo de la superficie. La corriente hacia el sur es de ~ 15 km de ancho y ~ 100 m de profundidad, con una velocidad máxima de 0.2 m/s (V_{LADCP}). El flujo hacia el norte localizado en mar abierto es de ~ 20 km de ancho y ~ 150 m de profundidad, con una velocidad máxima $|V_{LADCP}| = 0.1$ m/s. Es parte de la rama oriental del remolino ciclónico de la parte norte del área de estudio. El núcleo del flujo hacia el polo por debajo de la superficie es de ~ 5 km de ancho y su velocidad máxima es de $|V_{LADCP}| = 0.1$ m/s. Esta estructura es evidencia de la Contracorriente Subsuperficial de California. El campo de velocidad geostrófica es diferente del campo de velocidad LADCP, particularmente en la zona frontal y cerca del talud continental. La corriente local geostrófica hacia el sur muestra una velocidad máxima de 0.1 m/s, y se encuentra en la esquina occidental de la línea. La corriente hacia el norte en mar abierto está mejor definida, muestra una velocidad máxima de $|V_g| = 0.1$ m/s a 100 m de profundidad. La rama oriental del giro ciclónico está mejor resuelta en este conjunto de datos. El núcleo del flujo geostrófico subsuperficial es de ~ 10 km de ancho y su velocidad máxima es de ~ 0.15 m/s. Las diferencias principales ($|dV| > 0.04$ m/s) entre las dos representaciones residen en la zona frontal y debajo de ella, donde las velocidades directas (hacia el sur) exceden las velocidades geostróficas, y cerca del talud continental, donde las velocidades geostróficas (hacia el norte) superan a las velocidades directas.

En la línea 107, las estructuras verticales de V_{LADCP} y V_g son similares. En la capa superior, la estructura V_{LADCP} muestra tres núcleos de máxima velocidad bien definidos. El primero de ellos se encuentra cerca del borde de la plataforma, el segundo en el medio de la sección transversal, y el último en el extremo occidental de la sección. El primer núcleo es de ~ 10 km de ancho y se extiende hasta 200 m de profundidad; su velocidad máxima es de ~ 0.07 m/s. El segundo núcleo es de ~ 18 km de ancho y ~ 120 m de profundidad, con una velocidad máxima de 0.1 m/s cerca de la superficie. Una característica

destacada es la ubicación de la rama oriental del remolino ciclónico; mientras que el campo V_{LADCP} la capturó casi en su totalidad, es casi imperceptible en el campo V_g . El núcleo del flujo subsuperficial no está bien definido sobre la pendiente continental. Sin embargo, una estructura de $\sim 10 \text{ km}$ de ancho, con una velocidad de $\sim 0.05 \text{ m/s}$ aproximadamente a 350 m de profundidad sugiere su presencia a $\sim 10 \text{ km}$ de la primera estación. Las diferencias entre los componentes geostróficas y LADCP de la velocidad residen en las posiciones de los núcleos de velocidad máxima. Estas diferencias se manifiestan en las regiones donde existe la mayor amplitud de dV , superando los valores de 0.05 m/s.

Las diferencias observadas entre los campos V_{LADCP} y V_g sugieren que existe una fuerte componente ageostrófica en las mediciones del LADCP, en particular, en la línea 103. Para dilucidar el origen de las desviaciones al campo geostrófico, se llevó a cabo un análisis de la vorticidad potencial en las dos líneas (103 y 107).

2.4. Aspectos dinámicos

2.4.1. Parámetros de surgencias costeras

El impulso del esfuerzo del viento que produce una capa frontal, a menudo se describe mediante el uso de un modelo de gravedad reducida (Csanady, 1977; Cushman-Roisin y Beckers, 2011). A partir de esta teoría, el impulso del esfuerzo del viento se define como sigue:

$$I = \frac{1}{H\rho_{\theta_0}} \int_{t_1}^{t_2} \tau_y dt, \quad (2)$$

donde H es la profundidad de la interface de la capa superior del estado de reposo, ρ_{θ_0} es la densidad potencial de referencia, t_1 y t_2 son el comienzo y el final del evento del esfuerzo del viento favorable a surgencia, respectivamente, τ_y es la componente y del esfuerzo del viento y dt está relacionada con la resolución temporal de los datos del esfuerzo del viento (en nuestro caso, $(dt = 6h)$). Para estimar el grado de la estratificación en cada línea, se calcula el cuadrado de la frecuencia de Brunt-Väisälä utilizando la siguiente fórmula:

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_{\theta_0}} \frac{\partial \rho_{\theta}}{\partial z}, \quad (3)$$

donde g es la aceleración de la gravedad, ρ_{θ_0} es la densidad potencial de referencia, ρ_{θ} es la densidad potencial, y z es la coordenada vertical. La profundidad de la máxima N^2 también se calculó. Para fines de comparación, se tomó el perfil vertical central de cada línea hidrográfica.

En la teoría de las surgencias costeras, es útil estimar el radio de deformación de Rossby del frente de surgencia, el que fue calculado siguiendo Cushman-Roisin y Beckers (2011), el mismo que para el modelo de dos capas se define como:

$$R = \frac{\sqrt{g'(H_1 H_2 / (H_1 + H_2))}}{f}, \quad (4)$$

donde $g' = g \left(\frac{\Delta \rho_\theta}{\rho_{\theta 0}} \right)$ es la gravedad reducida, $\Delta \rho_\theta = (\rho_{\theta 2} - \rho_{\theta 1})$, $\rho_{\theta 1}$ y $\rho_{\theta 2}$ son la densidad potencial de la capa superior e inferior, respectivamente, y f es el parámetro de Coriolis. La definición de la capa superior (H_1) y la capa inferior (H_2) es relativa a la profundidad de la haloclina (configuración de dos capas).

Tabla1 Los parámetros que caracterizan a la surgencia: impulso del viento, estratificación, y el radio de deformación de Rossby (interno). N (1/s) representa la frecuencia de flotabilidad.

	Línea 103	Línea 107
Impulso del viento (m/s)	0.52	0.05
N (1/s)	0.0017	5.5×10^{-4}
Máxima profundidad N (m)	32	32
Radio interno de deformación de Rossby (km)	13.6	12.8

2.4.2. Cálculo de los parámetros de la surgencia

Los parámetros de la surgencia, a partir del modelo de gravedad reducida, se muestran en la Tabla 1. El impulso del esfuerzo del viento es 10 veces mayor en la línea 103 que en la línea 107. Debido a que la profundidad máxima de N^2 es la misma en los dos casos, la discrepancia entre los dos impulsos es debido a la magnitud del esfuerzo del viento, que es más grande sobre la línea 103 que sobre la línea 107. La estratificación local, a 45 km de la costa (lado izquierdo del frente) es alta en la línea 103 y baja en la línea 107. La alta estratificación en el lado izquierdo de la zona frontal en el evento de surgencia se asocia con la presencia del remolino ciclónico, que tiende a aumentar el gradiente de densidad vertical.

2.4.3. Modelo dinámico

Para evaluar los procesos dinámicos relacionados con la circulación cerca de la pendiente continental, se llevó a cabo un análisis de vorticidad potencial conforme a Deremble et al. (2014). En nuestro estudio, este análisis se pudo hacer porque las mediciones de CTD y LADCP se hicieron simultáneamente (ver por ejemplo, Ochoa et al., 2001). Para un movimiento adiabático y sin fricción, la vorticidad potencial se conserva siguiendo la partícula de fluido, donde la variable se define como:

$$PV = \frac{1}{\rho_{\theta_0}} (2\vec{\Omega} + \nabla \times \vec{u}) \cdot \nabla \rho_{\theta}, \quad (5)$$

donde ρ_{θ_0} representa la densidad potencial de referencia, $\vec{\Omega}$ es la velocidad angular de la Tierra, \vec{u} es la velocidad del agua en relación con la Tierra, y ρ_{θ} es la densidad potencial.

Según Pollard y Regier (1992) la ecuación PV se puede expresar en términos de la frecuencia de Brunt-Väisälä; utilizando el balance de viento térmico, $-(f\rho_{\theta_0}/g)((\partial v/\partial z), -(\partial u/\partial z)) = ((\partial \rho_{\theta}/\partial x), (\partial \rho_{\theta}/\partial y))$, la ecuación PV (5) se puede escribir en la siguiente forma:

$$PV = \frac{fN^2}{g} \left[1 + \frac{1}{f}\zeta - \frac{1}{N^2} \left(\left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right) \right], \quad (6)$$

donde $\zeta = ((\partial v/\partial x) - (\partial u/\partial y))$. Por otra parte, en el lado derecho, el primer término es la vorticidad planetaria, el segundo término es la vorticidad relativa, y el tercer término es el estiramiento.

Para el cálculo de la derivada espacial, se utilizó una malla obtenida con interpolación óptima. El par de líneas 103 y 105 se utilizó para calcular la derivada-y para el evento de surgencia y el par de líneas 107 a 109 se utilizó para el evento de relajación. Todas las derivadas se llevaron a cabo utilizando un esquema de diferencia central.

La circulación ageostrófica en el frente de densidad oceánico también puede ser descrita por medio de la aproximación cuasigeostrófica (Pollard y Regier, 1992; Rudnick, 1996). La ecuación omega derivada de esta teoría es comúnmente usada para estimar la velocidad vertical en función de los gradientes espaciales de la velocidad geostrófica (Hoskins et al., 1985). El marco teórico descrito por Pollard y Regier (1992) para la estimación de la circulación ageostrófica en el plano x-z se describe a continuación.

Si se supone que las variaciones a lo largo del frente son más pequeñas que las variaciones a través del frente, la ecuación de continuidad para la parte ageostrófica se reduce a $(\partial u_a/\partial x) + (\partial w/\partial z) = 0$,

donde u_a es la componente-x, w es la componente-z del campo bidimensional ageostrófico, lo que nos permite definir una función de corriente ageostrófica (ψ) de la siguiente forma:

$$u_a = -\frac{\partial\psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial\psi}{\partial x}. \quad (7)$$

Por lo tanto, la circulación en el plano x-z puede ser diagnosticada mediante la solución de:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(N^2 \frac{\partial\psi}{\partial x} \right) + f^2 \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 2f \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial z} \right), \quad (8)$$

donde u_g y v_g son las componentes geostroficadas. La ecuación anterior se resolvió utilizando un método de relajaciones sucesivas siguiendo a Pollard y Regier (1992).

Las condiciones de frontera utilizadas en este estudio fueron los siguientes: ausencia de flujo a través de las fronteras, es decir, en $w=0$, $z=0$ y $z=500$, y $u_a = 0$ en los límites este y oeste.

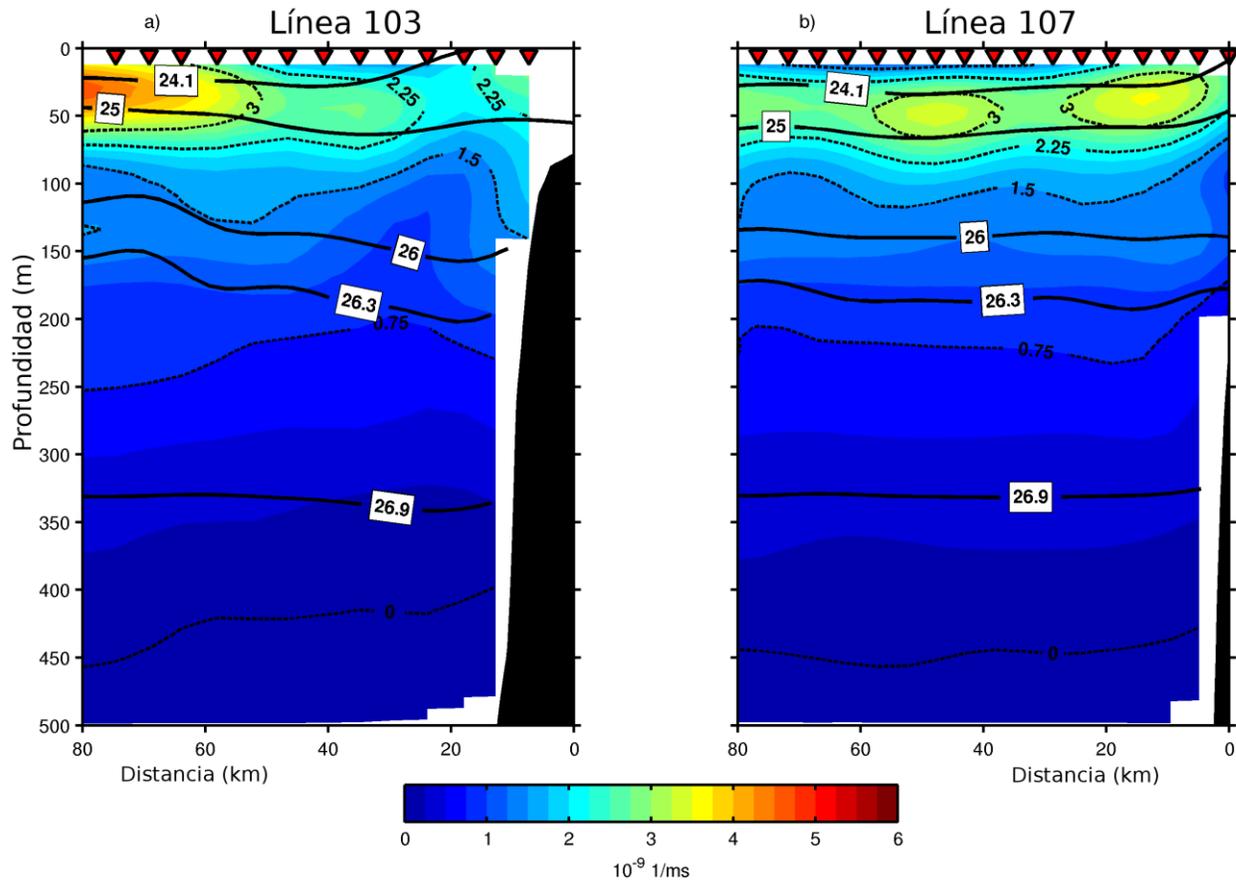


Figura 9. Sección transversal de la vorticidad potencial (1/ms) para las líneas 103 y 107. Las líneas negras continuas representan las isopicnas de 24.1, 25.0, 25.7, 26.3 y 26.9 σ_θ .

2.4.4. Balance de PV y circulación ageostrófica

Las secciones transversales de PV estimadas para las líneas 103 y 107 se muestran en la Figura 9. Dos características coinciden en ambas líneas. La primera de ellas es la presencia de una franja con altos valores de PV, entre 25 m y 75 m de profundidad, que actúa como una barrera entre la capa mezclada y el interior del océano. La posición de esta franja coincide con la posición del remolino ciclónico. La segunda característica la representan los valores de PV cercanos a cero situados cerca de 450 m de profundidad. Sin embargo, diferencias marcadas entre estos dos rasgos son visibles en la figura. En la línea 103 (Figura 9 (a)), los valores bajos de PV se producen entre las isopícnas de $24.1\sigma_\theta$ y $25.0\sigma_\theta$, en la misma posición que el frente de surgencia. También hay una reducción de PV por debajo de la capa frontal. En contraste, la sección transversal de PV para la línea 107 (Figura 9 (b)) muestra que los valores de PV disminuyen monótonicamente con la profundidad por debajo de la franja de valores altos. La disminución de PV en la línea 103 y los altos valores de PV en la línea 107 podrían estar asociados con el sesgo del campo geostrofico. En adelante, nos centraremos en el análisis de cada término de la ecuación de PV (5) para determinar su importancia relativa.

Con base en las observaciones hidrográficas, hay dos isopícnas de interés, $24.1\sigma_\theta$ y $26.0\sigma_\theta$, los procesos que se llevan a cabo a lo largo de estas isopícnas pueden explicar las desviaciones relativas al campo geostrofico, favoreciendo la generación de la circulación ageostrófica. La frontogénesis se produce en la isopícnas $24.1\sigma_\theta$ y el corte vertical alrededor de la isopícnas de $26.0\sigma_\theta$. Debido a que la PV se conserva sobre superficies isopícnicas (Deremble et al., 2014), cada término de la ecuación PV se estimó para estas isopícnas en las líneas 103 y 107. La contribución de cada término se calcula a partir de la costa hasta 50 km mar abierto, evitando el efecto del remolino ciclónico.

El promedio espacial de cada término de la ecuación de PV se muestra en la Tabla 2 para la isopícnas $24.1\sigma_\theta$ y en la Tabla 3 para la isopícnas $26.0\sigma_\theta$. La vorticidad planetaria es el término más importante ($O(10^{-9})$) en las dos isopícnas. En la capa superior ($24.1\sigma_\theta$) de la línea 103, el término de vorticidad relativa es mayor que el término de estiramiento; ambos son del mismo orden en la capa superior en la línea 107. Es de destacar que la variabilidad (desviación estándar) de la vorticidad relativa es superior a la media durante la relajación. Esta variabilidad podría estar asociada con los núcleos de máxima velocidad que ocurren durante la relajación. El término de estiramiento es mayor durante el evento de surgencia que durante el evento de relajación. En la capa inferior ($26.0\sigma_\theta$), la vorticidad planetaria sigue siendo constante en las dos líneas. Por otra parte, la vorticidad relativa y el estiramiento son más altos durante el evento de surgencia que durante los eventos de relajación.

Tabla 2 El promedio y la desviación estándar de cada término de la ecuación PV a lo largo de la isopícnica 24.1 σ_θ . Las unidades son 1/ms.

Línea	fN^2/g	$N^2\zeta/g$	$-f((\partial v/\partial z)^2 + (\partial u/\partial z)^2)$
103	$2.6 \times 10^{-9} \pm 4.2 \times 10^{-11}$	$1.2 \times 10^{-10} \pm 8.7 \times 10^{-11}$	$-5.0 \times 10^{-11} \pm 7.3 \times 10^{-12}$
107	$3.0 \times 10^{-9} \pm 2.6 \times 10^{-11}$	$3.0 \times 10^{-11} \pm 1.3 \times 10^{-10}$	$-3.2 \times 10^{-11} \pm 4.4 \times 10^{-12}$

Tabla 3 El promedio y la desviación estándar de los términos de la ecuación PV a lo largo de la isopícnica 26.0 σ_θ . Las unidades son 1/ms.

Línea	fN^2/g	$N^2\zeta/g$	$-f((\partial v/\partial z)^2 + (\partial u/\partial z)^2)$
103	$1.4 \times 10^{-9} \pm 7.0 \times 10^{-11}$	$4.4 \times 10^{-11} \pm 3.8 \times 10^{-11}$	$-2.0 \times 10^{-10} \pm 1.3 \times 10^{-10}$
107	$1.4 \times 10^{-9} \pm 5.4 \times 10^{-11}$	$2.9 \times 10^{-11} \pm 6.0 \times 10^{-11}$	$-5.9 \times 10^{-11} \pm 6.0 \times 10^{-11}$

La Figura 10 (a) muestra la circulación ageostrófica en la línea 103 estimada a partir de la función de corriente. Dos celdas de circulación se localizan cerca del talud continental; uno de ellos en el lado izquierdo del frente de surgencias (24.1 σ_θ), donde la velocidad vertical es máxima, 14.7 m/día a 20 m de profundidad. Allí, la velocidad ageostrófica hacia la costa fue de 3.0×10^3 m/día a 25 m de profundidad. La capa de retorno se encuentra a 30 km de la costa. Una cadena de celdas de circulación se produce en el lado ligero del frente, mientras que la velocidad vertical es generalmente hacia abajo en el lado pesado del frente. La formación de la celda de circulación se describe a continuación. El frente de surgencia se localiza entre el chorro hacia el sur de surgencia y el flujo superficial hacia el norte; en esta

configuración, se induce un patrón alternado en el signo de la vorticidad relativa. Para conservar PV, la parcela agua que se mueve desde el frente de surgencia hacia el lado ligero debe ajustar su vorticidad relativa para que coincida con el agua circundante, por lo que el espesor de la columna de agua se ajusta. Este ajuste requiere de una velocidad vertical. Cuando el espesor entre las capas isopícnicas disminuye, la velocidad vertical también disminuye, y se genera una capa de retorno profunda para cerrar la celda de circulación, donde la parcela de agua se mueve desde el lado anticiclónico (lado izquierdo de frente) hasta el lado ciclónico (lado derecha de frente). Así, la velocidad vertical inducida advecta agua del interior a la superficie del océano.

La otra celda de circulación ageostrófica que es notoria en la línea 103 está centrada en la isopícnica $26.0\sigma_\theta$, cerca del talud continental. Sus dimensiones son de $\sim 17 \text{ km}$ de ancho y $\sim 125 \text{ m}$ de espesor. La velocidad máxima fue de 12.0 m/día cerca de 120 m de profundidad, y la velocidad en dirección hacia la costa fue de $1.7 \times 10^3 \text{ m / día}$ a 75 m de profundidad. Esta celda de circulación se encuentra debajo del chorro hacia el sur y la parte superior del flujo subsuperficial hacia el norte, donde el número de Froude, $F = ((\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2/N^2)$, presentó valores altos, debido al corte vertical de la velocidad. La confluencia de los dos flujos genera intensos gradientes verticales. Por lo tanto, el espesor entre las superficies isopícnicas aumenta para conservar PV.

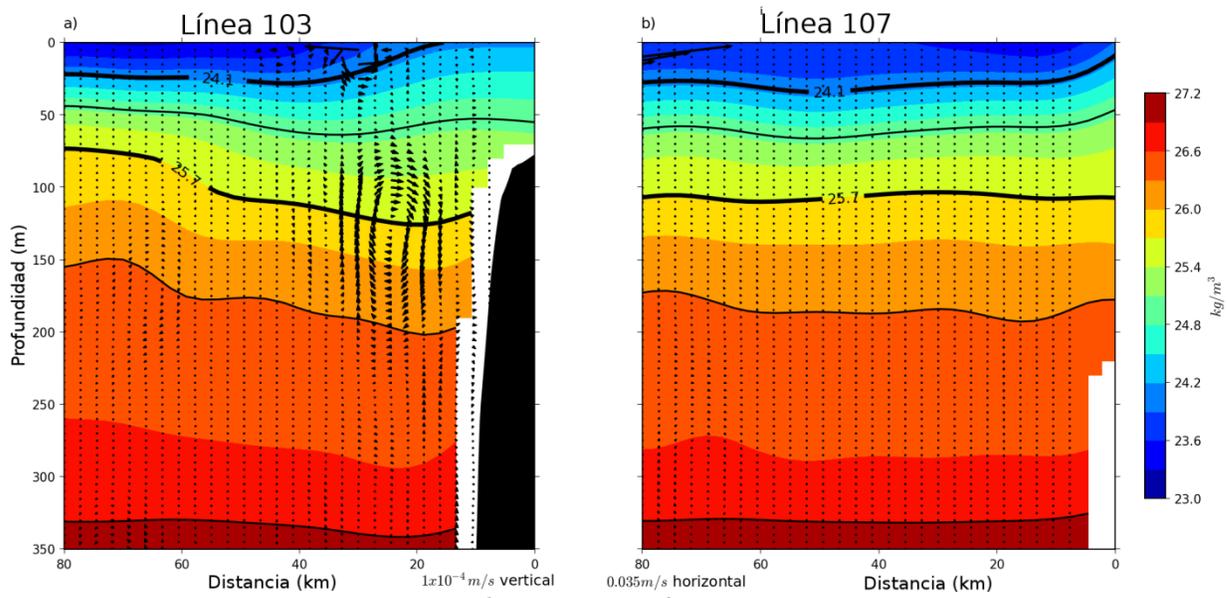


Figura 10. Velocidad ageostrófica en el plano x-z estimada a partir de la teoría cuasigeostrófica para (a) la línea 103 y (b) la línea 107; las unidades son m/s. La densidad potencial (kg/m^3) es representada por la paleta de colores y las isopícnicas en líneas negras. Las líneas negras delgadas representan las isopícnicas de 25.0 , 26.3 y $26.9\sigma_\theta$.

En contraste, las celdas de circulación ageostróficas no están presentes en la línea 107 (Figura 10 (b)). La única evidencia de dicha circulación se encuentra en el extremo occidental de la sección transversal, donde se localizó el remolino ciclónico. Sin embargo, el campo de densidad muestra un rasgo particular cerca de la costa que sugiere la presencia de un frente de surgencia. Sin embargo, la red de muestreo usada no captura información cercana a la costa en esta línea. Es de destacar que el espesor entre las superficies isopícnicas se mantiene constante durante la relajación.

2.5 Discusión

Variaciones sinópticas de periodo corto del esfuerzo del viento y la respuesta del océano a estas perturbaciones en la región norte de la península de Baja California han sido examinadas. Mediante mediciones a bordo de barco capturamos la respuesta del océano a una fluctuación del esfuerzo del viento con periodo de 4 días. Sugerimos que esta fluctuación se generó a partir de un evento extremo de la Oscilación del Ártico en invierno del 2009 al 2010. De septiembre a noviembre de 2009, el índice de la Oscilación del Ártico presenta fluctuaciones con periodos aproximadamente de 7 días. Gomez-Valdes y Vázquez (2011) reportaron variaciones del esfuerzo del viento de periodo corto para esta región. Encontraron que los eventos de viento recurrentes son los vientos noroeste, favorables a surgencia, y el tiempo de duración de estos eventos es aproximadamente de 4 días. También encontraron que los eventos de relajación de los vientos noroestes son frecuentes y su tiempo de duración es de 3 días.

La respuesta del océano a un esfuerzo de viento de 4 días favorable a surgencia frente a Punta Colonet se documenta aquí. Siguiendo el modelo de surgencias idealizado propuesto por Csanady (1977), es fácil demostrar que la duración del evento no es suficiente para generar afloramiento de agua en superficie. Sin embargo, los campos hidrográficos mostraron evidencia irrefutable de afloramiento, lo que implica que el modelo de Csanady (1977) sólo funciona para condiciones de viento intenso (por ejemplo, la transición de primavera frente al norte de California). Por lo tanto, la cuestión es la siguiente: bajo vientos favorables a surgencia de periodo corto, moderados, ¿Cuáles son los otros mecanismos para mover el agua de la capa subsuperficial a la capa superior del océano? Para responder a esta pregunta, se llevaron a cabo cálculos de PV y la estimación de la circulación ageostrófica.

Siguiendo a Pollard y Regier (1992) se encontró que el corte lateral y la deformación en el frente de surgencia contribuyeron al incremento de la velocidad vertical. Por otra parte, la zona frontal se debilita o desaparece cuando se relaja el esfuerzo del viento. Este resultado implica que el esfuerzo del viento sobre el frente de surgencia ha establecido una zona frontal. La evidencia del efecto del esfuerzo del

viento en la capa superior se encuentra en los valores de PV sobre la isopicna de $24.1\sigma_\theta$. En esta isopicna, el PV varía cerca del frente de surgencia de $2.5 \times 10^{-9} 1/ms$ a la posición de 35 km de la costa a $1.7 \times 10^{-9} 1/ms$ a la posición de 20 km de la costa. Se ha demostrado que la pérdida de PV en la capa superior del océano está asociado con el esfuerzo del viento paralelo al frente de surgencia (Thomas, 2005). Los valores bajos de PV son en respuesta a las fuerzas de fricción (Pallas-Sanz et al., 2010).

Una vez que el efecto del esfuerzo del viento en el frente de surgencia ha actuado, el mecanismo generador de la velocidad vertical es inferido, si se tiene en cuenta que el término de la vorticidad relativa sobre la isopicna de $24.1\sigma_\theta$ es más grande que el término de estiramiento. Un viento que sopla corriente-abajo del chorro de surgencia induce un transporte de Ekman que advecta agua pesada sobre agua ligera en una dirección perpendicular al chorro frontal y tiende a inducir un afloramiento de agua pesada a lo largo del frente y un hundimiento en el lado ligero del frente, lo que favorece el establecimiento de una circulación ageostrófica. Por lo tanto, la interacción entre el esfuerzo del viento y el chorro de surgencia lleva a un transporte de Ekman no-lineal.

Por otro lado, las variaciones en el transporte de Ekman no-lineal resultan en un bombeo de Ekman no-lineal (Stern, 1965). Siguiendo este estudio y suponiendo que el flujo es independiente de la dirección paralela a la costa, la velocidad vertical se puede expresar en la siguiente forma:

$$w = \frac{1}{\rho_{\theta 0}(f+\zeta)} \frac{\partial \tau_y}{\partial x} + \frac{\tau_y}{\rho_{\theta 0}(f+\zeta)^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad (9)$$

donde τ_y es la componente del esfuerzo del viento paralela al frente de surgencia. Se ha demostrado que la vorticidad planetaria es $O(10^{-9})$ y la vorticidad relativa es $O(10^{-10})$ durante la surgencia, mientras que la vorticidad planetaria es $O(10^{-9})$ y la vorticidad relativa cae a $O(10^{-11})$ durante la relajación. Tomando los valores característicos de la zona de estudio, es decir, $f = 7.27 \times 10^{-5} 1/s$, $\partial V/\partial x = 1 \times 10^{-5} 1/s$ (lado pesado), $\partial V/\partial x = 2.5 \times 10^{-5} 1/s$ (lado ligero), $\tau_y = 0.03 Pa$, y $\partial \tau_y/\partial x = 5.0 \times 10^{-7} Pa/m$, la velocidad vertical (w) es entonces $\sim 5m/día$ en el centro de la zona frontal. En comparación con la velocidad vertical máxima estimada a través de la ecuación omega (8), w es menor de lo esperado. Esto sugiere que el esfuerzo del viento y la deformación horizontal de mesoescala son los principales mecanismos de circulación ageostrófica. Por lo tanto, la advección inducida por el viento hacia la costa y fuera de ella modifica los gradientes espaciales de densidad, los cuales tienden a cambiar el chorro frontal, y la circulación ageostrófica tiende a restaurar el balance de viento térmico (Hoskins y Bretherton, 1972).

La respuesta del océano a un evento de relajación de surgencia de 3 días consiste en una capa frontal cuasi-horizontal con un pequeño gradiente, relativo a la surgencia. La relajación del esfuerzo del viento de 0.06 Pa a valores inferiores a 0.02 Pa provocó la migración hacia la costa de agua cálida y salina. Es de destacar que la circulación ageostrófica no está presente en la capa superior de la línea 107. Usando el argumento de conservación de PV, encontramos que la componente vertical de la velocidad no es necesaria durante la relajación porque la vorticidad relativa y el término de estiramiento a lo largo de las isopícnas son del mismo orden de magnitud. Lo que sugiere que ambos términos están en balance.

La circulación ageostrófica en la celda de la capa inferior es un resultado inesperado. Su generación puede estar vinculada con el término de estiramiento de la ecuación PV ya que este término es un orden de magnitud mayor que el término de la vorticidad relativa a lo largo del isopícnas $26.0\sigma_\theta$. Por otra parte, un intenso corte vertical puede producir mezcla diapícnica. Nuestro diagrama $\theta - S$ da evidencia de la mezcla diapícnica a través de la isopícnas de $26.0\sigma_\theta$. Varios procesos pueden desencadenar un corte intenso en la vertical en las capas subsuperficiales, por ejemplo, el rompimiento de ondas internas, la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, la inestabilidad anticiclónica ageostrófica o la inestabilidad simétrica. Nosotros analizamos cada proceso, encontrando que la inestabilidad simétrica es el proceso más probable que se generó en la celda ageostrófica de la capa inferior. Según Nagai et al. (2012), los criterios para la aparición de la inestabilidad simétrica se pueden expresar como $(1 + R_0)R_i < 1$, donde R_0 es el número de Rossby y R_i es el número de Richardson. De acuerdo a nuestras observaciones de campo, se encontró que $R_0 = 0.1$ y $R_i = 0.8$, lo que indica que los criterios para el desencadenamiento de la inestabilidad simétrica se satisfacen. Por lo tanto, la vorticidad anticiclónica y el corte vertical son los mecanismos necesarios para reducir la PV y romper el balance geostrofico en la capa inferior.

Para terminar, nosotros especulamos que la interacción entre las celdas ageostróficas durante las surgencias promueven un intercambio de información entre la capa límite atmosférica y el interior del océano.

2.6 Conclusiones

1. Con base en las observaciones de campo, se identificaron dos flujos cerca de la pendiente continental durante las surgencias: (1) un flujo hacia el sur en superficie y (2) un flujo hacia el norte subsuperficial a lo largo de la pendiente. El flujo subsuperficial es una manifestación organizada de la Contracorriente Subsuperficial de California. Eventos de esfuerzo de viento de corto periodo y magnitud moderada sobre la zona costera de Baja California fomentaron el

afloramiento de aguas, principalmente de la termoclina estacional que contienen aguas de baja salinidad y alto contenido de oxígeno. La velocidad vertical observada durante el otoño de 2009 fue intensificada por el corte lateral y la deformación del campo de velocidad, favoreciendo las condiciones para el desarrollo de las celdas de circulación ageostróficas.

2. La capa frontal es horizontal durante el evento de relajación. El flujo superficial hacia el sur no fue capturado y la Contracorriente Subsuperficial de California estuvo desorganizada. En cambio, se establece un flujo hacia el norte que alcanza 500 m de profundidad cerca del talud continental.
3. La teoría cuasigeostrófica es una herramienta útil para dilucidar las diferencias entre los eventos de surgencia y relajación lejos de la topografía. Nuestra aplicación de la teoría reveló que la principal diferencia entre la dinámica entorno a eventos de surgencia y de relajación es el grado de importancia de la circulación geostrófica.

Capítulo 3

3. Evolución de un remolino subsuperficial sobre topografía irregular

3.1 Introducción

El Sistema de la Corriente de California (SCC) es una de las corrientes limítrofes orientales más estudiadas del mundo. El sistema está localizado en el brazo oriental del giro Subtropical del Pacífico Norte. Los vientos prevalecientes a lo largo del año son del noroeste, tales que inducen el desarrollo de surgencias costeras desde Baja California hasta el estado de Oregón, E. U. A. Las corrientes de gran-escala que caracterizan la SCC son (1) la relativamente fría ($10^{\circ}\text{C} - 20^{\circ}\text{C}$) Corriente de California en superficie (0-200 m) con dirección hacia el ecuador, y (2) la relativamente cálida Contracorriente Subsupsuperficial de California, que fluye a lo largo de la pendiente continental entre 100 – 300 m de profundidad con dirección hacia el polo (Hickey, 1998). En verano y otoño, estas corrientes prevalecen en la parte norte de la península de Baja California con una intensificación de la Contracorriente Subsupsuperficial de California (Durazo, 2015). Tal intensificación favorece el incremento del corte vertical en la velocidad, asociado con inestabilidades baroclínicas, mecanismo precursor en la generación de vigorosos remolinos de mesoescala (Marchesiello et al., 2003).

La actividad de remolinos de mesoescala ha sido ampliamente estudiada en el SCC usando información de altimetría (Strub y James, 2000; Chelton et al., 2007; Kurczyn et al., 2012), mediante las trayectorias de derivadores oceánicos (Garfield et al., 1999) y simulaciones numéricas (Kurian et al., 2011). Estos estudios han contribuido al conocimiento sobre las propiedades cinemáticas, principales puntos de generación, estacionalidad y el efecto de los cabos en la línea de costa. En particular, la generación de remolinos debida a inestabilidades de la Contracorriente Subsupsuperficial de California ha recibido una atención especial, en parte porque en su estado primigenio de generación involucra inestabilidades en el régimen de submesoescala altamente energéticas (Molemaker et al., 2015). Por otro lado la estructura vertical media de estos remolinos funge como enlace entre los procesos que ocurren en superficie y en el interior del océano (Pelland et al., 2013; Nagai et al., 2015), y finalmente porque transportan materiales traza desde la costa hacia mar abierto, alterando el ecosistema subyacente de la región (Thomsen et al., 2015).

Las zonas de máxima energía cinética turbulenta situadas en la zona de transición costera en SCC (Strub et al., 1991) sugieren interacciones entre el flujo medio y el turbulento (Colas et al., 2012) y la presencia de flujos turbulentos de calor (Colas et al., 2013) debido a la correlación temporal entre la anomalía de temperatura T' y la anomalía del campo de velocidad \mathbf{u}' , $\overline{\mathbf{u}'T'}$. Mediante simulaciones numéricas de escala regional Colas et al. (2013) determinaron que los flujos de calor turbulentos tienden a seguir la dirección gradiente abajo del gradiente de temperatura media; en regiones de surgencia tienden a tener una dirección preferencial hacia la costa y en el interior del océano hacia fuera de ella.

Con respecto a la estabilidad de los remolinos subsuperficiales, estos tienden a tener una vida larga (> 180 días) en ausencia de topografía irregular (Pelland et al., 2013). La erosión de estas estructuras se lleva a cabo mediante intrusiones laterales que fomentan el intercambio de propiedades entre el núcleo del remolino y su entorno (Elliot y Sanford, 1998).

Sin embargo, la dirección de los flujos de calor turbulentos y la vida del remolino puede ser interrumpida por la presencia de topografía irregular. Lu et al. (2016) notaron que el efecto de la topografía irregular yace en el cambio en la dirección del flujo de calor turbulento. Enfatizaron que la presencia de montes submarinos y cordilleras oceánicas desencadenan flujos de calor turbulentos gradiente arriba de la temperatura media, es decir, la dirección del flujo de calor turbulento es en el mismo sentido que el gradiente de temperatura media, energizando al flujo medio. Con respecto a la vida del remolino, esta se ve afectada por el impacto contra montes submarinos o cordilleras oceánicas (Zavala-Sansón, 2002; Herbette et al., 2003,2005). El efecto de esta colisión es observada mediante la fragmentación del remolino.

Aunque la variabilidad de mesoescala del SCC frente a la península de Baja California ha sido establecida usando las mediciones oceanográficas del programa "Investigaciones Mexicanas de la Corriente de California" (Durazo y Baumgartner, 2002; Gomez-Valdes y Jeronimo, 2009; Jeronimo y Gomez-Valdes, 2010; Durazo, 2015), muchos aspectos de la oceanografía física pertenecientes a la zona de transición permanecen oscuros, en parte por la carencia de información en esta zona que impide tener una estimación fiable; en particular, las interacciones entre el flujo medio y turbulento merecen un estudio en detalle. Aquí es donde las simulaciones numéricas son de utilidad para caracterizar los flujos turbulentos y las interacciones entre escalas de variación que puedan llegar a ocurrir en la región. Además, las simulaciones numéricas pueden ayudar a develar el papel que juega la topografía sobre las

estructuras (remolinos, frentes) formadas en la zona de transición de Baja California. Recientemente, Nikurashin et al. (2015) demostraron, mediante simulaciones numéricas, que una de las rutas para disipar energía es a través de ondas inercio-gravitatorias emitidas por el efecto de la rugosidad del fondo marino sobre flujos geostróficos. Ellos argumentan que los flujos geostróficos son susceptible a perder energía cuando entran a regiones donde el relieve topográfico es irregular. Poniendo en contexto este hallazgo y el efecto de la topografía sobre la estabilidad de remolinos en la oceanografía regional de Baja California, es posible que los frentes de surgencia, los remolinos superficiales y subsuperficiales sean afectados por el conjunto de montes submarinos que alberga la zona de transición de Baja California. A la fecha, no hay estudios que aborden este tópico en la oceanografía regional; así que el presente trabajo tiene como justificación abonar al conocimiento del efecto de la topografía del fondo del mar sobre las estructuras de mesoescala generadas en la zona de transición de Baja California y el posible efecto sobre la distribución de los flujos turbulentos de calor, mediante simulaciones numéricas realistas.

La motivación de este trabajo proviene de las observaciones oceanográficas descritas en el capítulo anterior. Durante la campaña oceanográfica (octubre de 2009) se detectó un remolino subsuperficial frente a Punta Baja. Una de las estructuras sobresalientes del remolino fue una asimetría en la velocidad azimutal así como en la estructura termohalina justo donde se localiza el mayor monte submarino de la región. Nuestra hipótesis es que el monte submarino promueve la desestabilización del remolino desencadenando un intercambio de calor entre el interior del remolino y su ambiente alrededor. Para seguir la variación espacio-temporal del remolino subsuperficial detectado en la campaña oceanográfica y caracterizar los flujos de calor turbulentos durante el tiempo de vida del remolino, se llevó a cabo un "hindcast" a través de una simulación numérica regional, cubriendo la parte sur del estado de California, E.U.A. y la región norte de la península de Baja California, México. La simulación abarcó el lapso del 2009-2012. En este capítulo se analizan las salidas de verano-otoño de 2009. En la sección de resultados se describe por primera vez la fragmentación y muerte de un remolino subsuperficial de la Corriente de California. En la sección de discusión se pone en perspectiva el efecto de la fragmentación sobre las corrientes principales de la región.

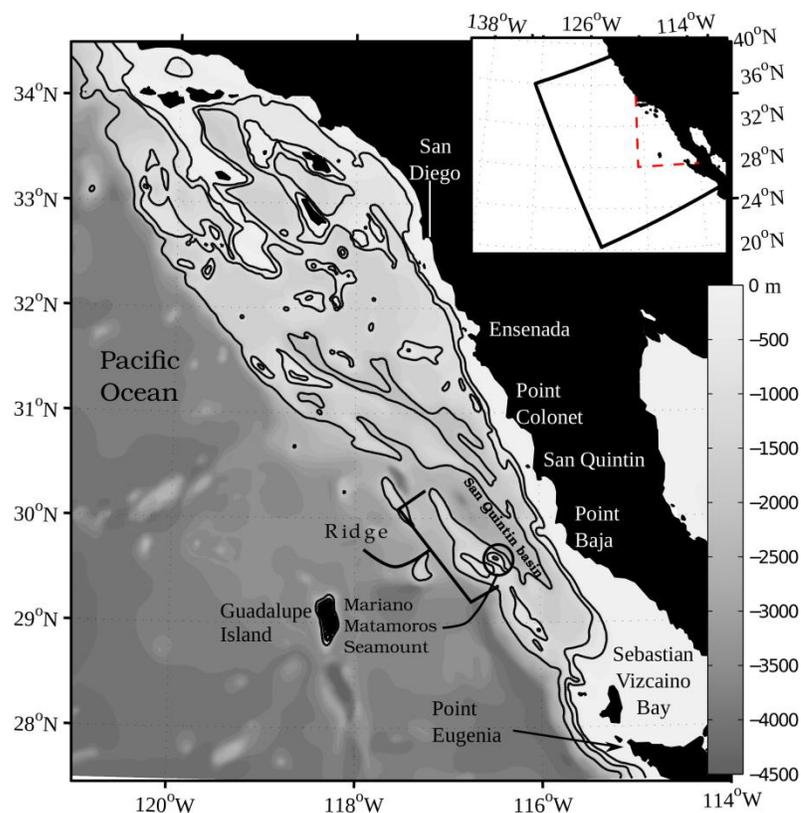


Figura 11. Mapa del área de estudio y batimetría. El recuadro muestra el dominio numérico.

3.2 Modelo numérico

El modelo de circulación del océano nombrado Regional Ocean Model System (ROMS, por sus siglas en inglés) fue configurado para simular de manera realista la región subtropical del SCC. El modelo ROMS es un modelo oceánico que resuelve las ecuaciones primitivas, con superficie libre, bajo un esquema temporal “split-explicit”, resuelto en una malla numérica curvilínea en la horizontal y en coordenadas verticales tipo sigma, las cuales siguen el relieve del fondo marino (Schepetkin y McWilliams, 2005). En este trabajo usamos la versión ROMS desarrollada por el Institute de Recherché pour le Development (Debreu et al., 2011). Este modelo ha sido implementado de manera exitosa en la Corriente de California (Marchesiello et al., 2003; Centurioni et al., 2010; Davis y Di Lorenzo, 2015).

El dominio numérico incluye el SCC desde los 39°N hasta 20°N y se extiende aproximadamente 1000 km en dirección fuera de la costa (Figura 11). La topografía de fondo fue construida a partir de una interpolación lineal usando los datos del programa ETOPO1 (Amante y Eakins, 2009). La resolución horizontal fue de 5 km y 32 niveles verticales sigma. La resolución horizontal fue menor que el radio de deformación de Rossby frente a Baja California (< 35 km) (Chelton et al., 1998), por lo que el modelo es capaz de resolver la variación de mesoescala en esta región. Siguiendo a Song y Haidvogel (1994), los

parámetros geométricos para discretizar la coordenada vertical fueron $\Theta_s = 7$ y $\Theta_b = 0$; así los 32 niveles verticales fueron distribuidos en la columna de agua de tal manera que 20 niveles sigma cubren los primeros 200 m de profundidad.

Para reducir el error asociado al gradiente de presión y evitar señales espurias, la batimetría fue suavizada hasta satisfacer la condición $\delta h/h < 0.18$, donde h es la profundidad total de la columna de agua y δh es la diferencia en profundidad entre puntos adyacentes de la malla (Marchesiello et al., 2003). Las profundidades menores a 50 m fueron restablecidas a 50 m.

La estrategia de modelado consta de dos etapas: 1) una simulación climatológica y 2) una simulación interanual. El objetivo detrás de esta estrategia fue resolver la variación de alta frecuencia, relativa a la climatológica, y examinar la respuesta dinámica al ciclo surgencia/relajación para futuros estudios. La etapa 1 fue llevada a cabo usando la información descrita a continuación. Las condiciones iniciales y las condiciones de frontera fueron tomadas del conjunto de datos mensuales del programa Simple Ocean Data Analysis (SODA) posteriormente interpoladas al dominio numérico en cuestión (Carton y Giese, 2008). Los forzamientos atmosféricos climatológicos (flujos de calor y precipitación- evaporación) fueron provistos por el programa Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS). La información aplicada a las fronteras y los forzamientos climatológicos se incorporaron al modelo cada 15^{to} día del mes. El esfuerzo del viento mensual fue computado a partir del conjunto de datos Quick-Scatterometer (QuickSCAT). Una vez que la simulación climatológica alcanzó su estado de equilibrio estadístico, el campo instantáneo de la simulación climatológica fue usado al inicio de la simulación interanual. Las condiciones de frontera para esta nueva simulación fueron tomadas del conjunto de datos pertenecientes al programa Estimating the Circulation and Climate of the Ocean, fase II, (ECCO-2). Esta información se caracteriza por tener información actualizada cada 3 días, la resolución espacial es de 0.25°. Los flujos superficiales de momento, calor y precipitación- evaporación fueron computados usando la fórmula propuesta por Large y Yeager (2004). Para obtener tal información, los datos del North American Regional Reanalysis (NARR) (Mesinger et al., 2006) fueron usados. La resolución temporal de los forzamientos superficiales es 3-horas. Para prevenir la divergencia entre la SST estimada por el modelo y la observada, una corrección de flujo calor fue usado, lo que permite al océano regresar calor a la atmósfera (Barnier et al., 2006). Se implementaron condiciones de frontera de radiación-relajación para permitir un mejor ajuste entre la información que entra-sale y evitar divergencia en las fronteras (Marchesiello et al., 2001). Para reforzar el ajuste en las fronteras, una capa de esponja se configuró para amortiguar la información saliente (ondas, remolinos). La simulación interanual fue integrada en el periodo 2006-2012. Las salidas fueron promediadas diariamente.

Validación del modelo

El modelo ROMS ha sido ampliamente implementado para simular procesos regionales en el SCC, por ejemplo las estructuras meandricas (Centurioni et al., 2008) y procesos locales en la Bahía de Todos Santos (Mateos et al., 2009). Sin embargo, nuestra configuración numérica implementada para la región norte de Baja California es nueva. En lo sucesivo, esta sección está enfocada en evaluar las habilidades del modelo.

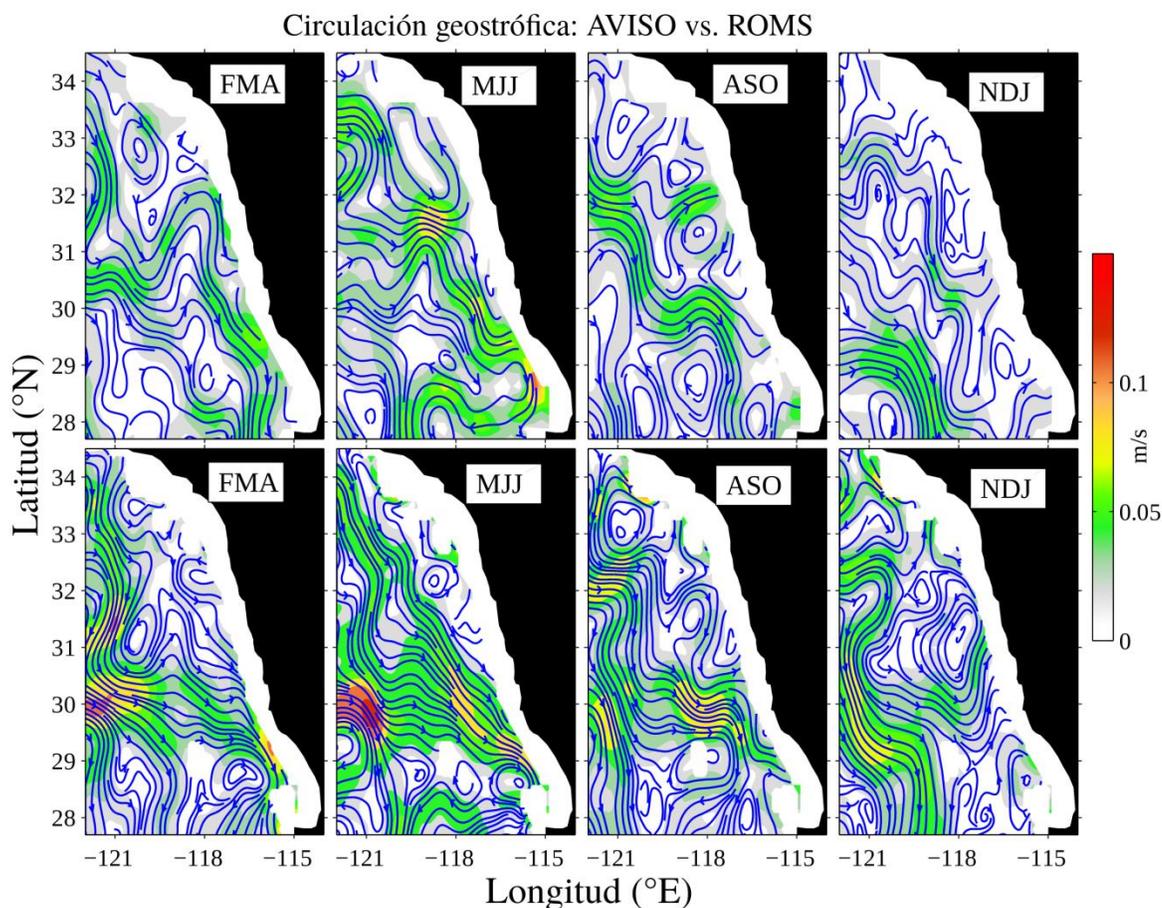


Figura 12. Circulación geostrófica estacional. Panel superior: líneas de corriente para el flujo geostrófico estimada a partir de la topografía dinámica absoluta. Panel inferior: líneas de corriente para el flujo geostrófico calculado a partir de las salidas del modelo numérico.

Circulación geostrófica estacional

Se evaluó el desempeño del modelo para reproducir el campo promedio estacional del flujo geostrófico integrado en la columna de agua (0-1000 m). Seguimos el procedimiento descrito por Penven et al. (2005) para calcular la función de corriente. Ellos usan la solución de la ecuación de Laplace para obtener el campo no-divergente del flujo. Las estimaciones del flujo geostrófico del modelo fueron comparadas con el flujo geostrófico estimado a partir de datos de satélite. Se usaron para el cálculo del

flujo geostrófico cuatro años de información de la Topografía Dinámica Absoluta computada por el Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic data (AVISO), la serie de datos semanales de datos de altimetría y la topografía dinámica media (Rio y Hernandez, 2004). Finalmente, el flujo geostrófico del modelo fue suavizado usando una función gaussiana con una ventana de filtro de 5 puntos para asemejar la resolución espacial de los datos de satélite.

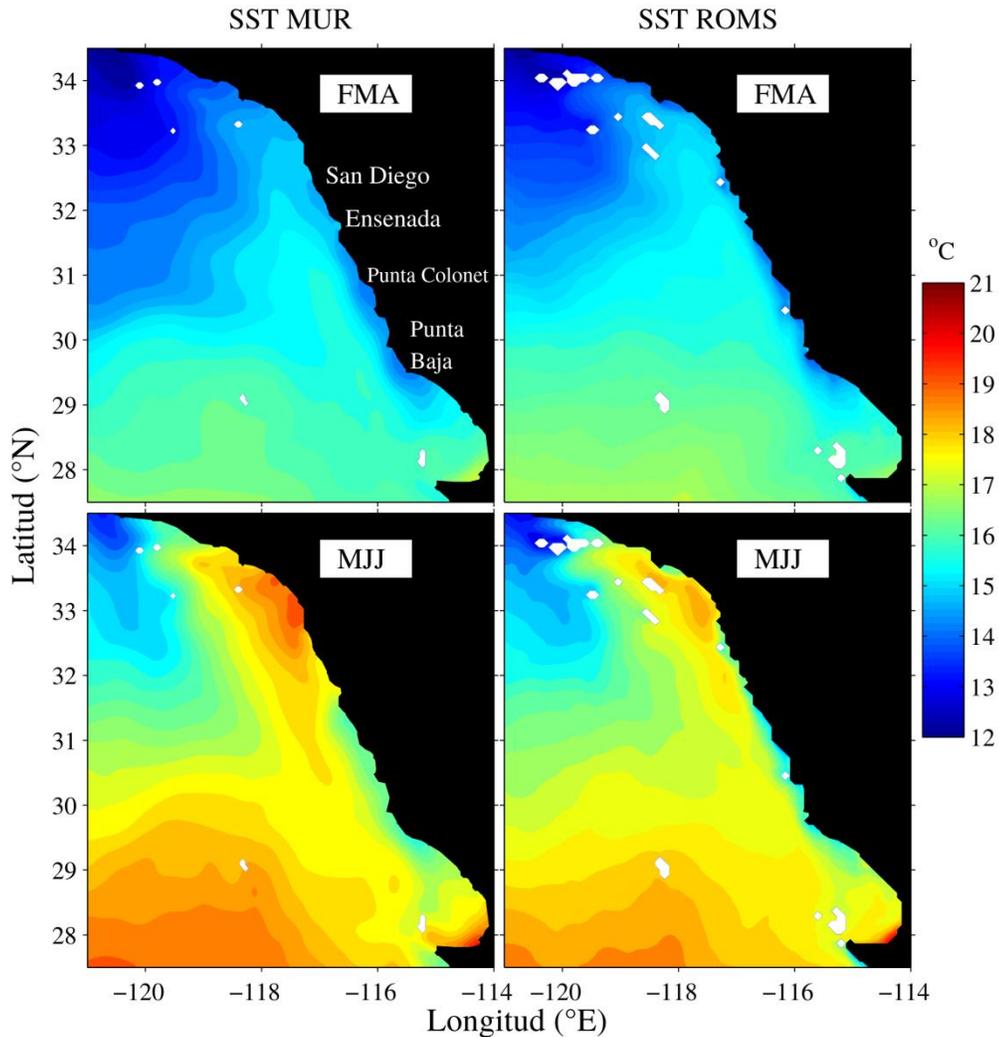


Figura 13. Temperatura superficial del mar para las estaciones de primavera y verano. Temperatura superficial del mar a partir de información satelital (paneles de la izquierda) y la temperatura superficial del mar calculada por el modelo numérico (paneles de la derecha).

Los campos geostróficos simulados y estimados exhiben similitudes entre los patrones de escala-grande y las variaciones estacionales (Figura 12). La Corriente de California es observable en las cuatro estaciones del año. La incipiente incursión de la Corriente de California hacia la costa inicia en Febrero-Marzo-Abril (FMA), pero es hasta Mayo-Junio-Julio (MJJ) que el flujo es organizado y paralelo a la costa. Durante Agosto-Septiembre-Octubre el flujo hacia el sur es sinuoso y desorganizado. Entre las

coordenadas 30°N - 32°N y 118°W se observa una circulación anticiclónica. Posteriormente, en Noviembre-Diciembre-Enero el flujo principal de la Corriente de California migra hacia fuera de la costa. Lynn y Simpson (1987) y Strub y James (2002) reportaron patrones similares usando información de las campañas oceanográficas CalCOFI e información satelital.

Temperatura superficial del mar

La SST en la Corriente de California frente a Baja California es, principalmente, modulada por el ciclo estacional (Durazo, 2015). La habilidad del modelo para simular la variación estacional de SST fue evaluada mediante la comparación de la SST de datos de satélite procesados y distribuidos por el programa Multi-Scale Ultra High Resolution Sea Surface Temperature (MUR-SST) (Chin et al., 1998). El producto satelital combina diferentes sensores para mejorar la resolución espacial y temporal de las observaciones. La resolución espacial es de 1 km y la resolución temporal de 1 día.

La Figura 13 muestra la distribución espacial de la SST del producto satelital MUR-SST y la simulada por el modelo ROMS durante FMA y MJJ. La distribución espacio-temporal de la SST del modelo fue consistente con los datos satelitales. Durante la fase fría, el pulso de la Corriente de California fue evidenciado por la presencia de agua a $\sim 13^\circ$ C al norte de la región. Una banda de agua fría se extiende a lo largo de la costa frente a Ensenada (32°N) hasta Punta Baja (30°N). Esta es la zona de surgencia frente a Baja California norte. Durante la fase cálida, un incremento en la temperatura de 2.5°C frente a San Diego es un rasgo sobresaliente. La banda de agua fría a lo largo de la costa es también identificada en esta fase. La diferencia en la intensidad de la surgencia costera es consecuencia de la baja resolución de la estructura del campo de viento cerca de la costa (Capet et al., 2004). No es sorpresa que las soluciones numéricas aquí mostradas sean consistentes con los datos de satélite, ya que se usó un corrector de flujo de calor en superficie. Para tener una perspectiva del alcance y limitaciones de la solución numérica, la siguiente subsección muestra la evaluación entre la estructura vertical de la temperatura y la velocidad observada en octubre de 2009 durante la campaña oceanográfica descrita en el capítulo anterior.

Energía cinética turbulenta (ECT)

El último proceso de validación es acerca de la distribución de la ECT. En la literatura, es común encontrar metodologías para calcular ECT basadas en la separación del flujo en dos partes; una parte asociada al flujo medio y la otra asociada al flujo turbulento. Sin embargo, el procedimiento requiere un conjunto de datos con suficiente cobertura temporal para definir al flujo medio de manera estadísticamente confiable (Flierl y McWilliams, 1977). En nuestro caso, la cobertura temporal es relativamente corta (2008-2012) para establecer un promedio de largo-periodo o usar un promedio

climatológico para definir al flujo medio. Es entonces, que decidimos usar un filtro pasa-bajas para descomponer el flujo como la suma de la componente pasa-baja del flujo y la anomalía con respecto a dicha componente. La expresión general de la descomposición es $\varphi = \varphi_s + \varphi'$, donde φ es la variable de altimetría o cualquier variable del modelo, φ_s es la componente pasa-baja de φ (de aquí en adelante componente lenta) y φ' es la anomalía (de aquí en adelante componente rápida). La energía cinética turbulenta queda definida como: $ECT = (\frac{1}{2})(u'^2 + v'^2)$.

El elemento clave en la descomposición es encontrar el ancho de la ventana del filtro óptimo, tal que permita retener el ciclo de variación natural del sistema (estacional), pero con confianza estadística. Una técnica útil para determinar el ancho de la ventana de filtro es analizar el espectro de varianza conservada de la corriente geostrofica estimada de altimetría y del modelo (Jouanno et al., 2012). El ciclo anual fue previamente removido ajustando un armónico anual a la corriente geostrofica para ambos conjuntos de datos. Ambos espectros muestran una consistente concentración de energía en la banda de 50 y 100 días. Usando datos de altimetría, Kurczyn et al. (2012) encontraron que el mayor porcentaje de remolinos frente a la península de Baja California tiene una vida media entre 70 y 100 días. Argumentamos que las bandas de mayor energía capturadas en el espectro de varianza conservada están asociadas con el tiempo de vida característico de los remolinos. Con base en esta lógica, usamos un promedio corrido con un ancho de ventana de 120 días. El filtro fue aplicado a las variables traza y de momento.

La distribución espacial media de ECT-ROMS es consistente con la distribución espacial media de ECT-AVISO estimada con altimetría (Figura 15). Ambas estimaciones muestran altos valores de ECT entre 125°W - 120°W y 31°N - 34°N como evidencia de la actividad de remolinos al sur de Punta Concepción (Kurian et al., 2011). La actividad de remolinos frente a Punta Eugenia es caracterizada por tener valores altos de ECT, lo cual es consistente con resultados previos realizados usando algoritmos de detección de remolinos frente a Baja California (Kurczyn et al., 2012). Aunado con las dos zonas de alta actividad de remolinos, frente a la costa de San Quintín (30°N - 31°N) está localizado otro núcleo de máxima velocidad. Es precisamente en esta zona donde el flujo hacia el sur y el flujo hacia el polo tienden a intensificarse en verano y otoño (Durazo, 2015). Otra ventaja de contar con simulaciones numéricas es la habilidad de analizar el ciclo estacional de ECT (Figura 2.5). Cabe resaltar la consistencia de ambos productos en capturar el pico en ECT durante los meses de JJA y los valores mínimos durante JFM. Sorpresivamente, el máximo relativo en julio es capturado en ambos conjuntos de datos. Desde el punto

de vista regional, la simulación aquí desarrollada sobreestima la ECT (Figura 14c, rectángulos azul y negro). Capet et al. (2008) argumentan que la sobreestimación se debe a la presencia de estructuras con escala horizontal imperceptible para el satélite (resolución horizontal 50 km) y que tales estructuras están involucradas en la producción de ECT.

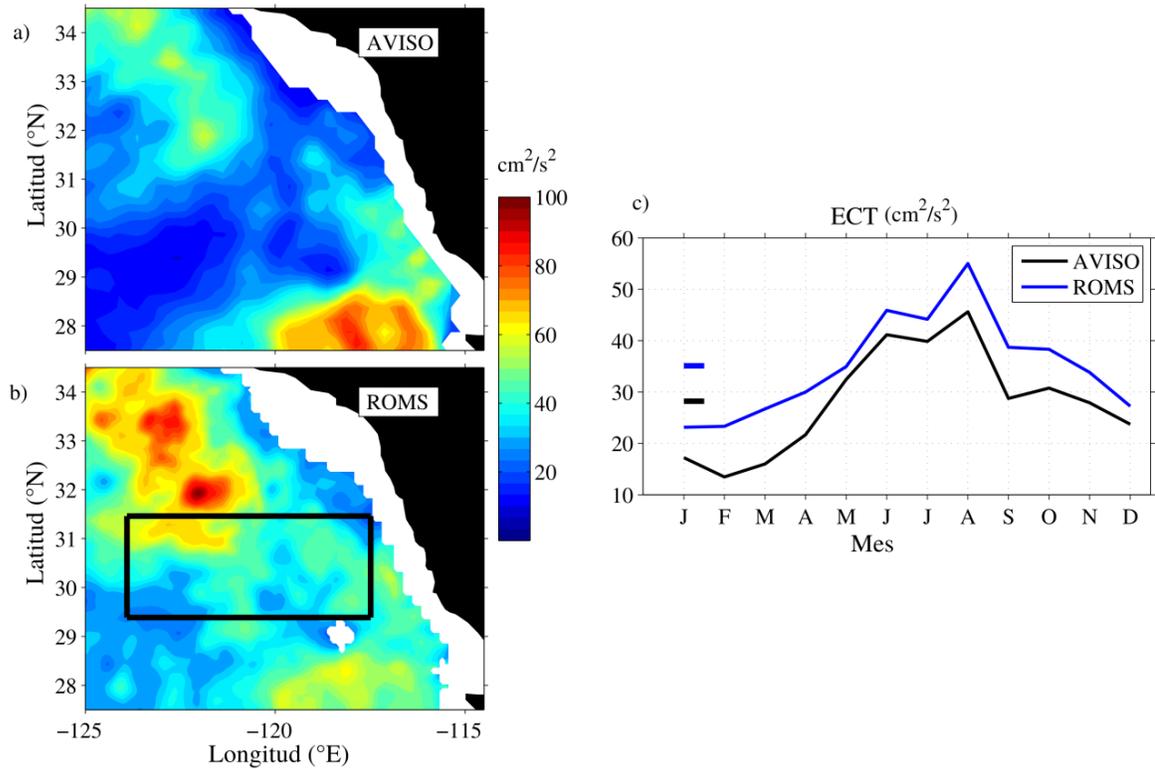


Figura 14. Variación espacio-temporal de la energía cinética turbulenta ECT. (a) ECT estimada del programa satelital AVISO. (b) ECT estimada a partir de las salidas del modelo numérico. (c) Ciclo estacional de la ECT: la línea en negro representan la ECT a partir de AVISO y la línea azul es la ECT a partir del modelo numérico.

En resumen, al considerar la consistencia de las simulaciones en capturar la variabilidad de mesoescala y el ciclo estacional de ECT. Esto conduce a tener confianza en la interpretación de los resultados.

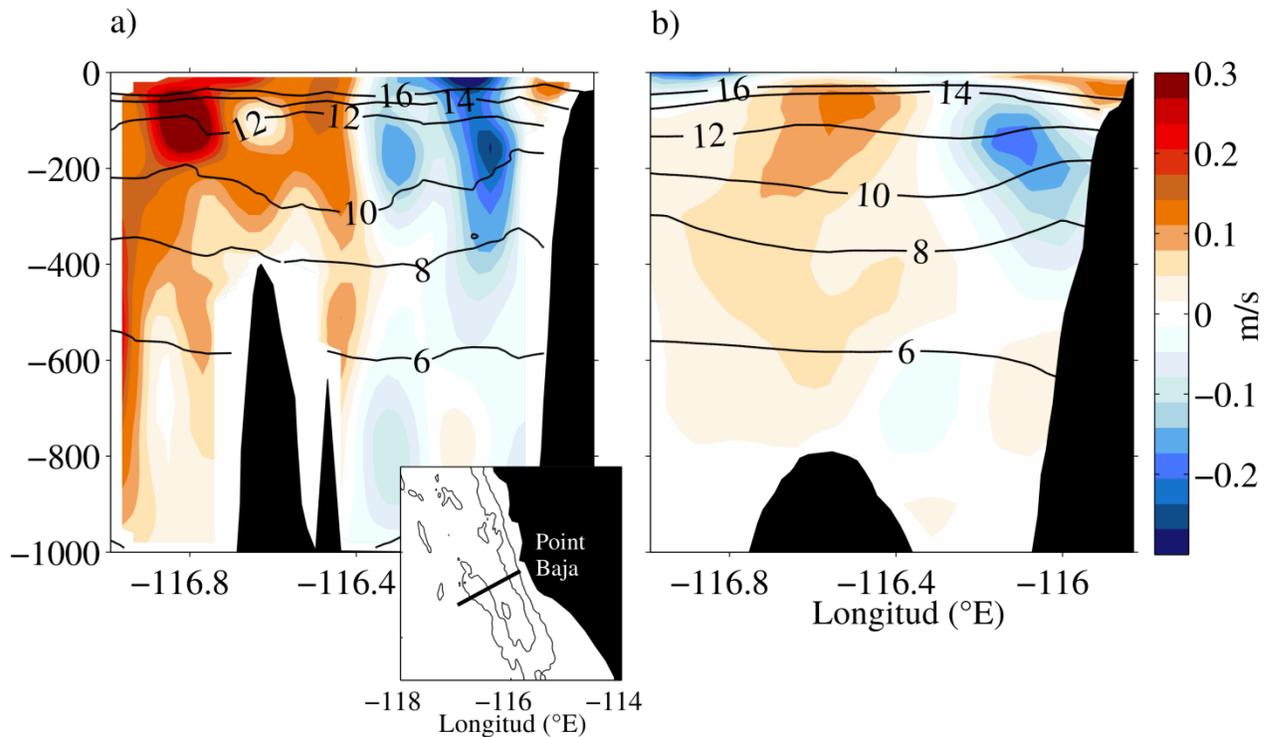


Figura 15. Temperatura (líneas negras) y la componente de la velocidad a lo largo de la costa (colores): El panel de la derecha muestra los datos in-situ tomados durante la campaña oceanográfica a bordo del Buque Oceanográfico Francisco de Ulloa. El panel de la izquierda muestra la salida instantánea para el 14 de octubre de 2009. El recuadro representa la sección transversal realizada en la campaña oceanográfica en octubre de 2009 frente a las costas de Baja California.

3.3 Simulación del remolino subsuperficial

3.3.1 Remolino anticiclónico

Una campaña oceanográfica se llevó a cabo en octubre de 2009 frente a Baja California. El propósito de la campaña fue caracterizar y detectar corrientes y remolinos durante las condiciones de otoño. Una característica importante del plan de estaciones fue la alta resolución (5 km) en la dirección perpendicular a la costa. Tal resolución permitió capturar parte del espectro del régimen de submesoescala.

La Figura 14 resalta la presencia de un remolino anticiclónico frente a las costas de Baja California. La mayor diferencia entre la solución numérica y las observaciones yace en la estructura vertical de la componente de velocidad a lo largo de la costa. (Figura 14 a y b). Las salidas del modelo subestiman la amplitud de la velocidad por un factor de 2. Debido al proceso de suavizado espacial del modelo numérico para filtrar las escalas cercanas a la longitud de onda de Nyquist ($dx = 5\text{km}$), las estructuras de submesoescala capturadas por el crucero oceanográfico alrededor del monte submarino Mariano

Matamoras fueron filtradas. Incluso, el monte submarino fue suavizado para mitigar el error asociado al gradiente de presión. Sin embargo, el modelo es capaz de resolver la estructura de mesoescala, por ejemplo, la asimetría en la posición relativa de los núcleos de máxima velocidad del núcleo positivo es somera que el núcleo negativo.

Formación del remolino

Como primer análisis, esta subsección está enfocada en describir la respuesta del océano al esfuerzo del viento de periodo corto durante el lapso comprendido entre agosto y otoño de 2009. La Figura 16 muestra la variación temporal del esfuerzo del viento horizontalmente promediado (panel superior), así como mapas instantáneos de temperatura (colores) superpuestos por el campo de velocidad ($|\mathbf{v}| > 0.07$ m/s) (flechas) a 50 m de profundidad.

La dirección preferencial del esfuerzo del viento fue favorable al desarrollo de surgencias costeras de agosto a octubre. Sin embargo, su magnitud mostró variaciones. Un rasgo sobresaliente es el mínimo global ($|\boldsymbol{\tau}| < 0.02$ Pa) que ocurrió entre el 30 de agosto y el 2 de septiembre. Este evento fue categorizado como evento de relajación. Después de este evento el esfuerzo del viento fue favorable a surgencia. La variación de mesoescala fue caracterizada por la presencia de una estructura de tipo-remolino y corrientes costeras.

La cronología de eventos fue la siguiente: Un flujo hacia el polo a lo largo de la plataforma continental fue generado en respuesta al evento de relajación (08/09). Este flujo tiene como origen Bahía Vizcaíno. La máxima rapidez fue de 0.3 m/s. Una estructura de tipo-meandro con radio de curvatura fue de 40 km localizado corriente-abajo de Punta Baja. El radio de curvatura fue consistente con el radio circunscrito por la línea de costa en Punta Baja. La amplitud del meandro aumentó hasta romper en una estructura de tipo-remolino y se desarrolló hasta convertirse en una estructura coherente cerrada centrada en las coordenadas 30°N y 116°W (18/09).

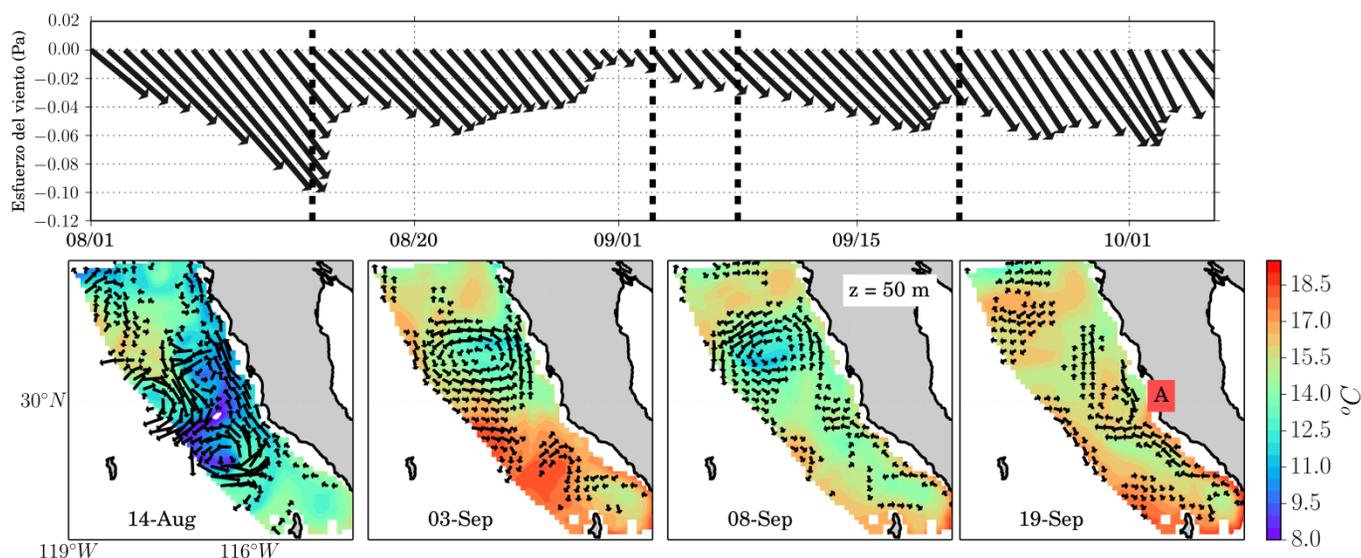


Figura 16. Diagrama de astillas del esfuerzo del viento (panel superior) horizontalmente promediado en el dominio mostrado en los mapas de temperatura potencial a 50 m de profundidad (Paneles inferiores). El campo de velocidad (flechas negras, $|v| > 0.07$ m/s) esta superpuesto al campo de temperatura

Identificación del remolino

Para identificar de manera objetiva el nacimiento y muerte del remolino, implementamos un algoritmo de detección automática (Chelton et al., 2011). Debido a la proximidad con la costa y la presencia de cabos el flujo es deformado constantemente; por lo tanto detectar remolinos de este tipo no es una tarea fácil. Comúnmente se usan métodos geométricos para separar la contribución de filamentos y vórtices sobre el campo de vorticidad. Sin embargo, estos métodos fallan en lugares donde el flujo es deformado permanentemente (cerca de la costa) (Roulllet and Klein, 2010). Para evitar resultados falsos, seguimos el método de Roulllet y Klein (2010). Ellos sugieren que el parámetro de Okubo-Weiss usado junto con un criterio que sirve para discernir entre vórtices y filamentos. Para examinar el comportamiento del remolino durante su tiempo de vida, usamos el número de Rossby local, el cual está definido como el cociente por la división de la componente vertical de la vorticidad relativa ξ entre el

parámetro de Coriolis f , $Ro = \frac{\xi}{f}$.

Seguimiento

Para examinar el comportamiento del remolino, su trayectoria es graficada en la Figura 17, de acuerdo al algoritmo de detección automática. El remolino fue detectado por primera vez el 19 de septiembre a 30° N (circulo gris), al norte de Punta Baja, y finalmente es erosionado fuera de la zona de transición el

05 de noviembre aproximadamente a 117° W (cruz negra). La trayectoria del remolino se divide en dos partes: una que migra hacia el sur en dirección hacia el promontorio; y la otra cuando el remolino migra hacia el suroeste, atravesando el promontorio, dando lugar a que el remolino interactúe con el promontorio. La trayectoria muestra que el remolino fue lo suficientemente fuerte para escalar y cruzar el promontorio. Así que se puede catalogar como una interacción fuerte (Zavala-Sansón, 2002).

La estructura vertical media del remolino fue reconstruida usando la información obtenida a partir del algoritmo de detección. Debido a que el remolino se desarrolla cerca de la pendiente continental, se proyectó u' a un perfil paralelo a la costa (y'). La estructura media se construyó a partir de un compuesto durante el tiempo de vida del remolino.

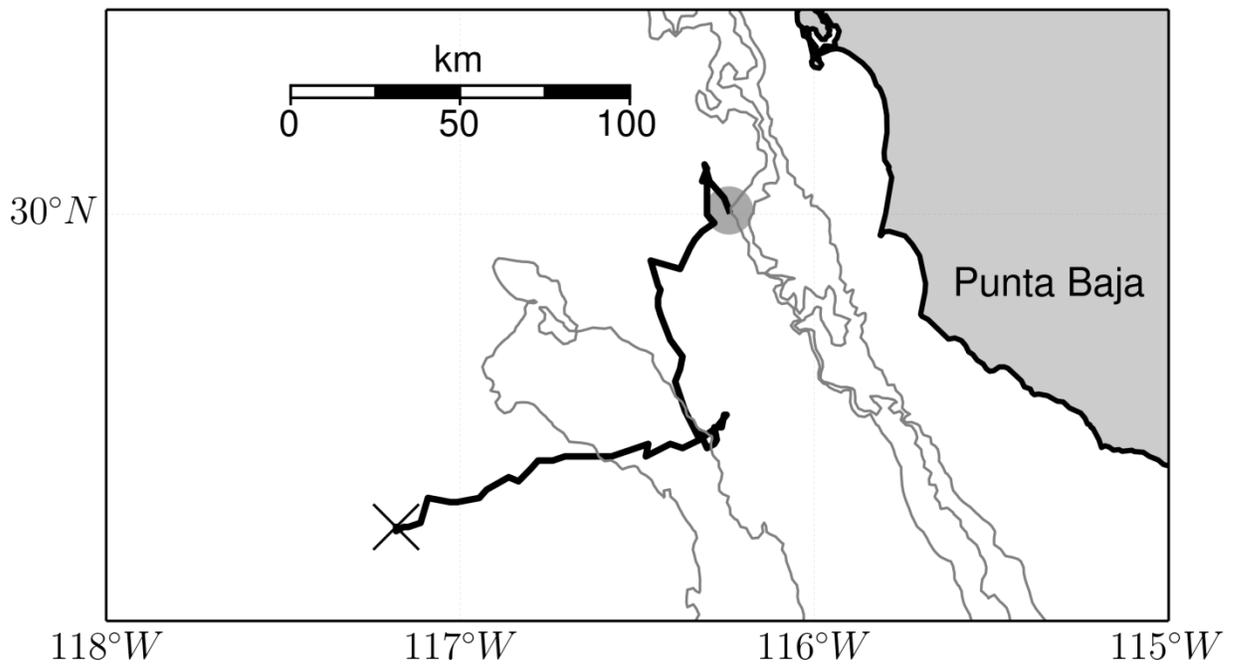


Figura 17. Trayectoria del remolino de acuerdo al algoritmo de detección. El círculo gris representa la posición inicial y la cruz negra representa la posición final. Las líneas grises representan las isobatas de 250 m, 1000 m y 1500 m.

La estructura vertical media de la componente vertical de la vorticidad muestra un vórtice de mesoescala que se extiende hasta una profundidad de 600 m (Figura 17a). El núcleo de máxima vorticidad relativa ($-0.2f$) estuvo localizado a una profundidad de 150 m. Una asimetría es capturada en la estructura vertical de la componente perpendicular a la costa (u') (Figura 17b): el núcleo negativo es somero relativo al núcleo positivo. Esta estructura es similar a la mostrada en la figura de la componente de velocidad a lo largo de la costa (Figura 14a y 14b).

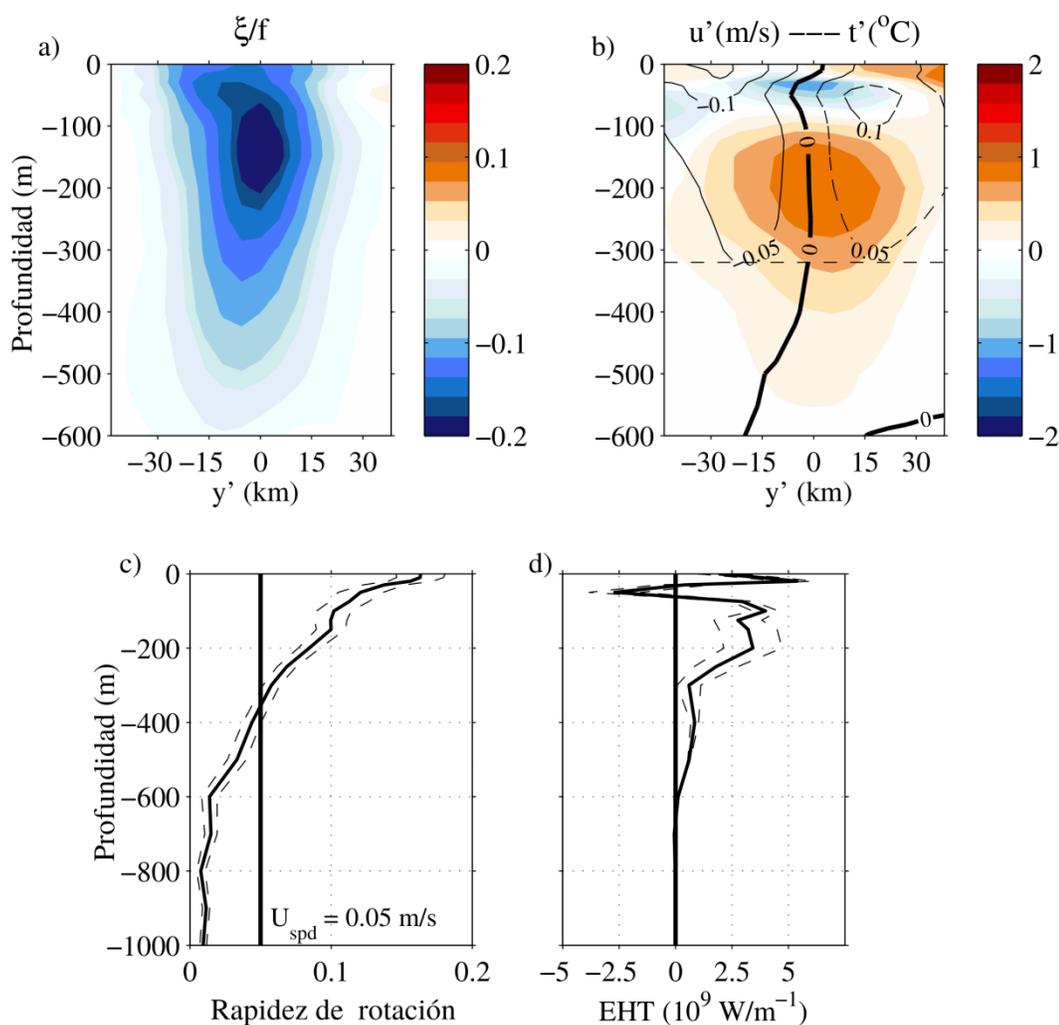


Figura 18. Bisección paralela a la costa del remolino subsuperficial a partir de un ensamble durante el tiempo de vida. (a) Vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis. (b) Anomalia de temperatura T' (colores) con respecto a la baja frecuencia y la anomalía de la componente de velocidad transversal a la costa (contornos negros). (c) Perfil vertical de la rapidez de giro (línea continua), el error asociado (líneas discontinuas) y la rapidez de propagación (línea negra gruesa). (d) Perfil vertical del transporte de calor turbulento (línea continua) y su error asociado (líneas discontinuas).

Un rasgo sobresaliente es observado en la estructura térmica vertical media; un sesgo hacia el norte de la anomalía térmica (Figura 17b). Tal sesgo sugiere un transporte de calor preferentemente hacia la costa. Para probar la sugerencia, se estimó el transporte turbulento de calor según a Zhang et al. (2013). La cantidad $\rho C_p u' T'$, donde ρ es la densidad potencial, C_p es la capacidad calorífica del agua de mar, u' es la anomalía de la componente de velocidad perpendicular a la costa y T' es la anomalía de temperatura, es integrada a través de la sección del remolino. Además, se cuantificó el calor turbulento neto atrapado dentro del remolino, la profundidad de atrapamiento se calculó de acuerdo a Zhang et al. (2013). La Figura 17c muestra el perfil vertical medio de la velocidad de rotación c y la velocidad de

translación media U . La razón U/c proporciona información sobre la profundidad a la cual el remolino tiene la capacidad para retener calor: cuando la velocidad de rotación es mayor que la velocidad de translación, el remolino es capaz de retener calor. Bajo esta aproximación, la profundidad de atrapamiento fue de 300 m. Consistente con un sesgo hacia el norte mostrado anteriormente, el perfil vertical medio del transporte turbulento de calor tiene marcados valores positivos entre 100 m y 300 m de profundidad (transporte hacia la costa). Mientras que los valores negativos en la misma posición que la anomalía fría. El calor turbulento neto calculado desde la superficie hasta 300 m de profundidad fue $7.7 \pm 3.6 \times 10^{11}$ W, el cual es comparable al reportado por Chaigneau et al. (2011) (3.3×10^{11} W), correspondiente a remolinos formados en el Océano Pacífico Oriental en el Hemisferio Sur y 2 orden de magnitud inferior al reportado por Kurczyn et al. (2013), 105×10^{12} W, correspondiente al Pacífico Tropical-Subtropical mexicano.

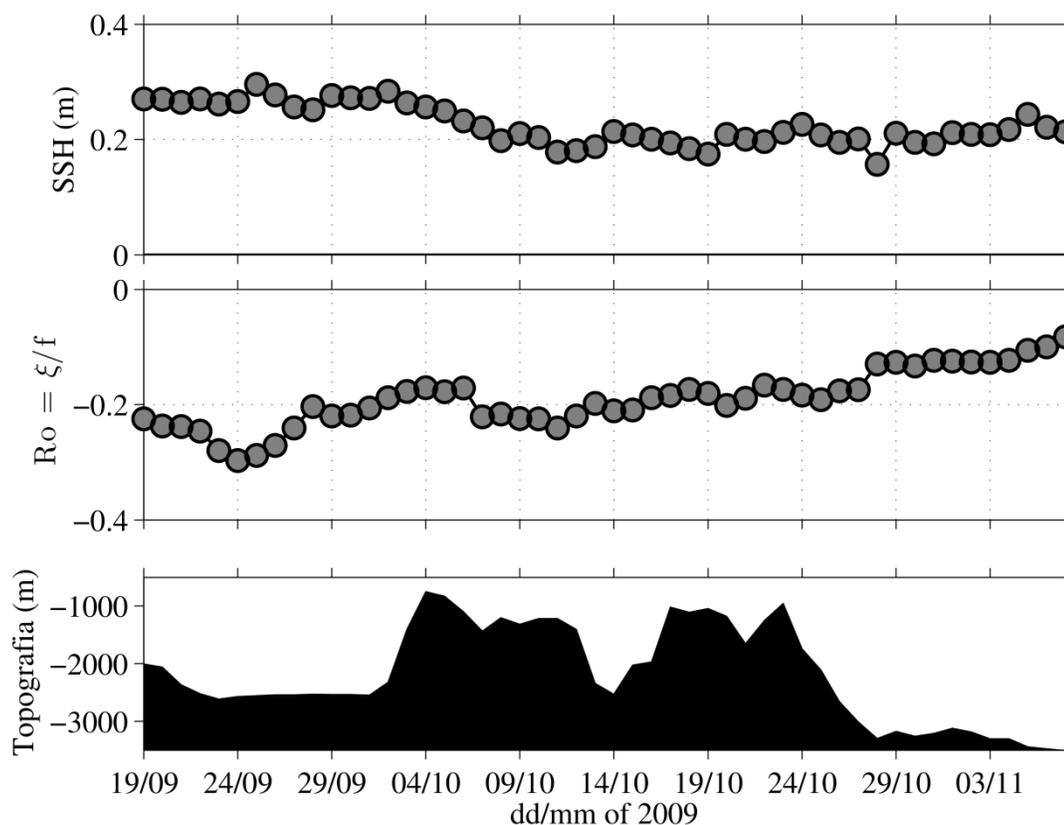


Figura 19. Serie de tiempo de (a) la altura de la superficie del mar SSH, (b) vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis, (c) tasa de deformación normalizada por el parámetro de Coriolis. (d) Profundidad del fondo marino interpolada a las coordenadas del centro del remolino.

Evolución temporal del remolino

De acuerdo a la estructura vertical media del remolino anticiclónico, el núcleo de máxima vorticidad se localizó a 150 m de profundidad. Para examinar la evolución del remolino se construyó una serie de tiempo de Ro perteneciente al centro del remolino ($z_o = 150$ m). Además, para examinar la señal del remolino en superficie, la anomalía de la altura del nivel del mar (SSHa) fue interpolada al centro del remolino. Y finalmente, para tener un punto de referencia de la posición del remolino se interpoló la profundidad del fondo marino al centro del remolino para cada instante de tiempo.

La serie de tiempo de SSHa muestra el decaimiento de la señal del remolino en superficie al escalar el promontorio. Durante el lapso comprendido entre el 19/09 y 04/10 la amplitud de SSHa, en promedio, fue de 0.3 m. Después que el remolino escaló el promontorio topográfico la señal de SSHa disminuyó de 0.3 m a 0.2 m. Posteriormente, la amplitud de SSHa permaneció constante con un valor de 0.2 m.

La serie de tiempo de Ro a 150 m muestra la continua erosión del remolino durante su tiempo de vida. El estado inicial del remolino se caracterizó por alcanzar los valores altos de vorticidad relativa. Después del máximo de vorticidad (24/09), ocurrió una disminución del 20% del máximo de vorticidad. La proximidad del remolino con la frontera lateral pudo ser el mecanismo causante de la disminución. A partir del día 29/09 comenzó el decaimiento paulatino en la amplitud de la vorticidad relativa. Pero al momento que el remolino encontró el promontorio topográfico (07/10), frente a Punta Baja, experimentó un salto en su vorticidad relativa, de 0.6 a 0.8 unidades. Este salto se mantuvo hasta que el remolino bajó la estructura topográfica, pasando de 0.6 a 0.4 unidades. Posteriormente, el remolino continuó con su decaimiento pendiente-abajo del escalón hasta que fue erosionado por completo (07/11).

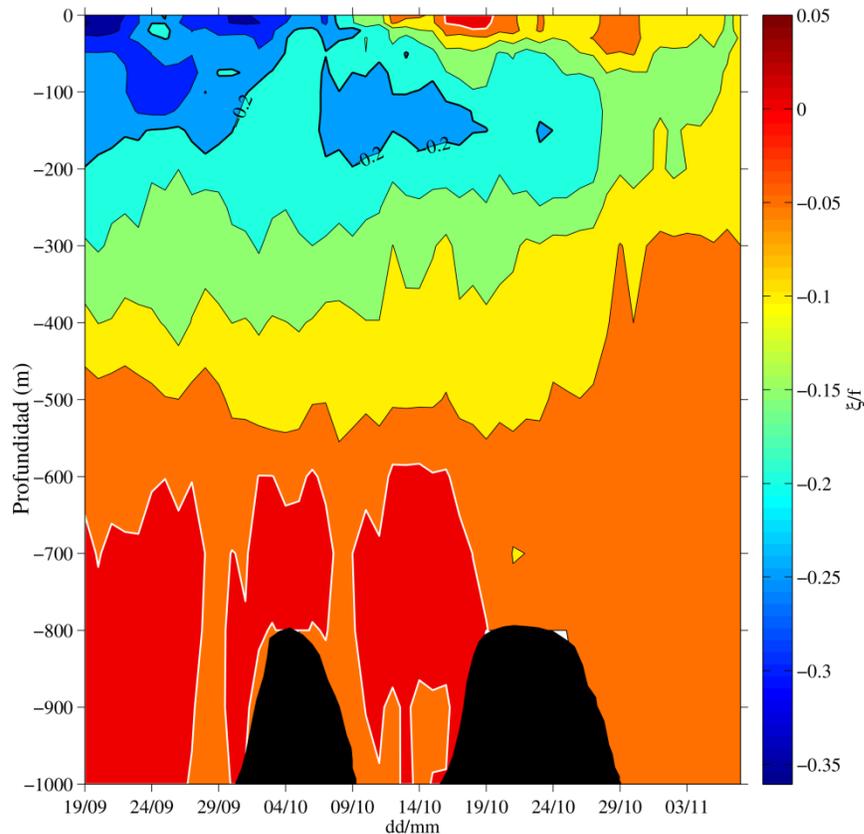


Figura 20. Diagrama de Hovmöller del parámetro Ro en el centro del remolino como función del tiempo y la profundidad.

Las series de tiempo de SSHa y el parámetro Ro muestran una continua erosión del remolino. Para tener una descripción del cambio en la estructura vertical de la vorticidad se construyó un diagrama de Hovmöller correspondiente al perfil vertical de la vorticidad relativa en el centro del remolino. La Figura 20 muestra la evolución temporal del perfil vertical del parámetro Ro en el eje central del remolino. El remolino fue perceptible desde la superficie hasta 600 m de profundidad. Conforme el remolino inició su ascenso al promontorio, la vorticidad relativa anticiclónica superficial ganó vorticidad ciclónica. Esta ganancia de vorticidad ciclónica coincidió con la disminución en la señal de SSHa. Cuando el remolino anticiclónico se montó al promontorio hubo un incremento en la vorticidad relativa subsuperficial ($z = -150\text{m}$), mientras que en superficie la vorticidad anticiclónica fue perdiendo intensidad. La intensificación de la vorticidad relativa anticiclónica subsuperficial indica una transferencia de momento hacia el interior del océano. Este patrón fue reportado por Hyuan y Hogan (2008) usando experimentos idealizados para examinar el impacto de un remolino anticiclónico sobre la pendiente continental. Al momento que el remolino inicio su descenso del promontorio, la magnitud en la vorticidad relativa anticiclónica disminuyó, indicando un ganancia de vorticidad relativa ciclónica.

De acuerdo a la información obtenida en la serie de tiempo de la vorticidad relativa, podemos catalogar 3 estadios durante el tiempo de vida del remolino: 1) antes, 2) durante, 3) y después de la interacción con el promontorio topográfico. La siguiente subsección está enfocada en analizar la estructura horizontal y vertical del remolino anticiclónico asociada a cada estadio.

La estabilidad del remolino es comprometida por la presencia de topografía irregular (promontorio topográfico) y cambia la trayectoria original del mismo. La Figura 21 presenta el comportamiento del remolino en la que su trayectoria es trazada con una línea negra en cada mapa instantáneo. De acuerdo con el algoritmo de detección, el remolino anticiclónico en cuestión nació el 21 de septiembre (círculo gris en la Figura 21). El remolino emerge como una estructura pequeña (relativa al radio de deformación baroclínico local) frente a la pendiente continental. En su fase inicial alcanza un número de Rossby local de -0.4 en superficie ($z = -100$ m) y -0.2 a una profundidad de 300 m. Su radio característico fue de 40 km. Durante su trayectoria hacia el suroeste, el remolino experimentó una interacción fuerte con el promontorio topográfico de acuerdo a la categorización hecha por Zavala-Sansón (2002), al cruzar frente a Punta Baja. Cuando el remolino inició su ascenso al promontorio (08/10/2009), su forma cambió a ser ligeramente elíptica, con su eje mayor cuasi-paralelo a las isobatas. El número de Rossby local disminuyó como evidencia de la erosión de la vorticidad relativa. En la capa subsuperficial ($z = -300$ m) fue visible la formación de un filamento en la parte norte del remolino.

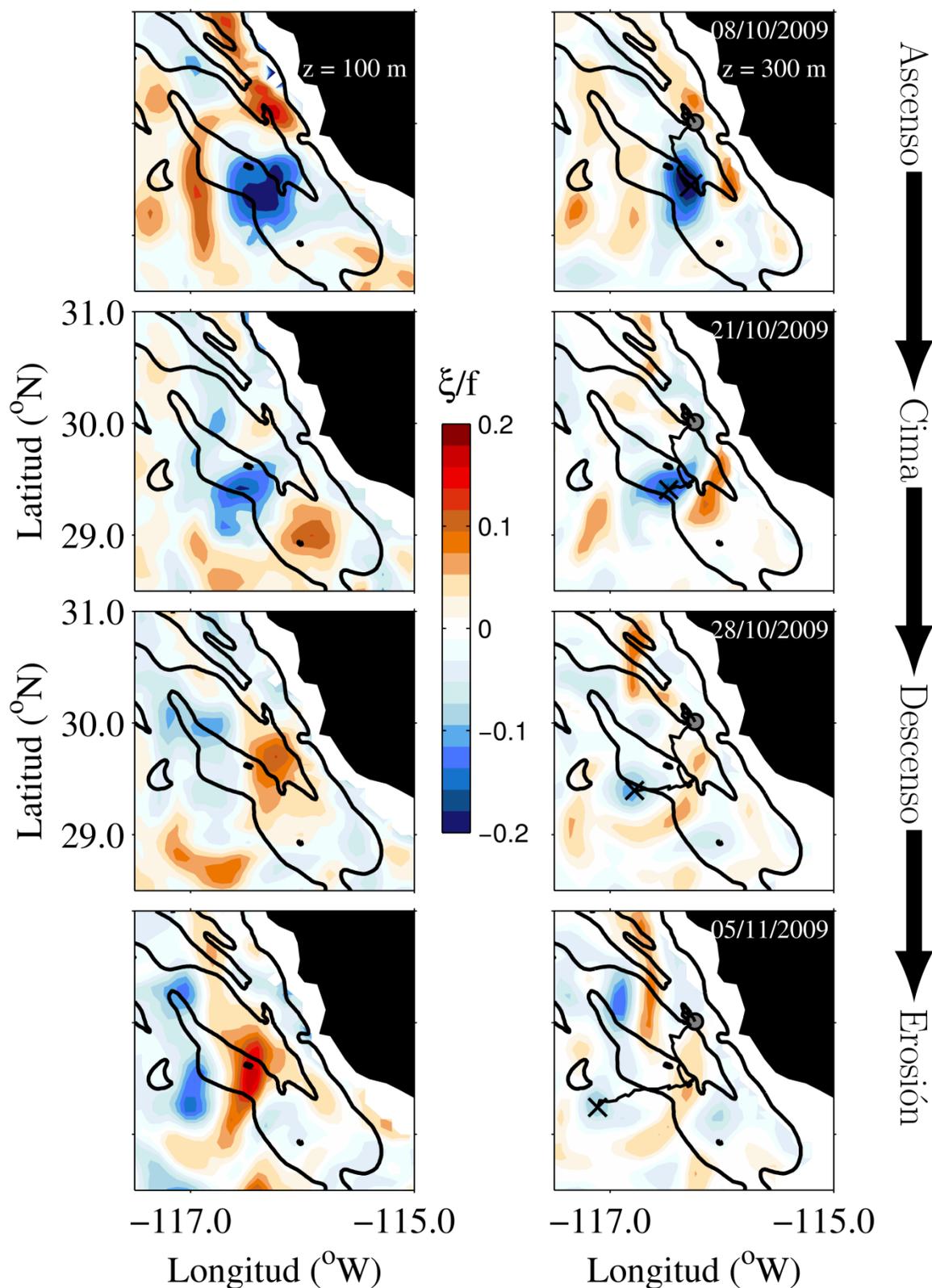


Figura 21. Distribución horizontal de la vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis a 150 m (columna izquierda) y a 300 m (columna derecha). Los puntos negros muestran la trayectoria del remolino. Las líneas negras delgadas muestran las isobatas de 200 m y 1000 m. Las líneas negras gruesas representan la sección mostrada en la figura 22.

En la cima de la cordillera (21/10/2009), el eje mayor de la elipse es perpendicular a las isobatas. Estructuras filamentosas son evidentes en las dos capas. El remolino experimenta una separación de masa en la capa superior ($z = -100$ m) como resultado de la filamentación.

Pendiente abajo de la cordillera (28/10/2009) el remolino es fragmentado, perdiendo parte de su masa inicial. La vorticidad relativa es fuertemente erosionada en superficie, el parámetro Ro pasa de $|Ro| = 0.2$ a $|Ro| = 0.1$. En la parte inferior del remolino, la vorticidad relativa también es erosionada, pero la señal del remolino es aun visible.

En este momento, la estabilidad del remolino queda comprometida, hasta que la estructura coherente del remolino es disipada por completo (07/11/2009). La vorticidad ciclónica alrededor del remolino (ver 08/10/2009 -- 28/10/2009) contribuyó a producir la forma elíptica del remolino, cuando este cruzaba la cordillera. El proceso de elongación del remolino y la formación de filamentos ambos están asociados a la presencia de vorticidad ciclónica localizada alrededor del promontorio topográfico (Zavala-Sansón, 2002).

Para completar el cuadro de la fragmentación del remolino inducida por la topografía, la Figura 22 muestra la estructura vertical de remolino en los instantes de tiempo desplegados en la Figura 21. La sección de velocidad, temperatura y Ro desplegada en los paneles superiores muestra la estructura vertical del remolino en su fase madura. La velocidad perpendicular a la sección es consistente con la estructura vertical de la temperatura, de acuerdo al balance de viento térmico. La estructura vertical de estas variables no presenta distorsión, tiende a ser simétrica. Es decir, el espesor entre isotermas permanece constante tanto en el flanco positivo como en el flanco negativo, dando lugar a que la estructura vertical de la velocidad sea simétrica.

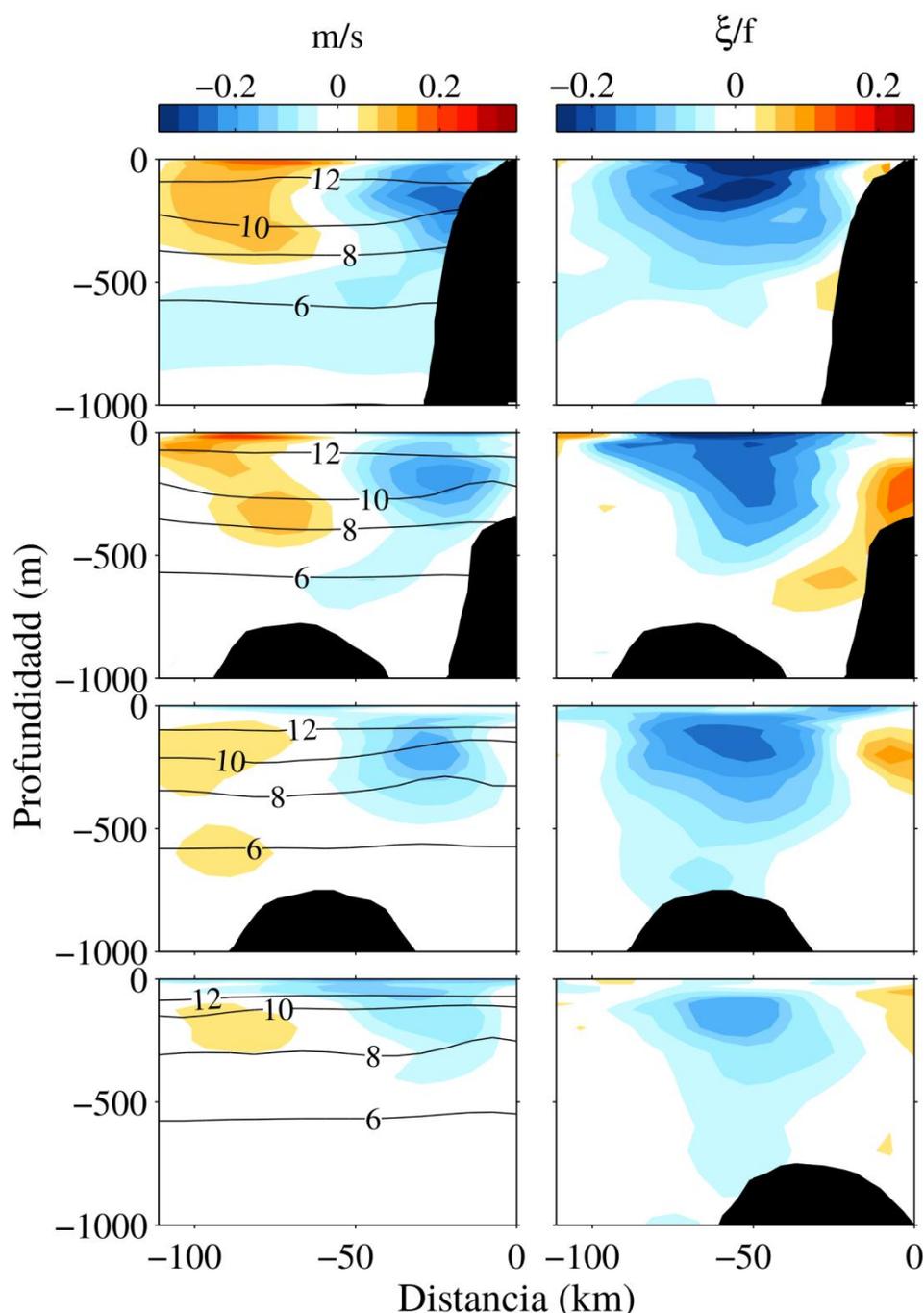


Figura 22. Secciones transversales instantáneas del remolino subsuperficial (la posición de la sección en el plano latitud-longitud se muestran en la figura 21). La componente de velocidad transversal a la sección (colores) y la temperatura potencial (contornos negros) se muestran en la columna izquierda. La vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis en la columna derecha.

Cuando el remolino inició su ascenso al promontorio topográfico (08/10), el flanco positivo es levantado ligeramente, relativo al flanco negativo. Tanto las isotermas como la velocidad muestran el efecto de la topografía sobre la estructura vertical del remolino. La isoterma de 10°C es levantada en el extremo izquierdo del remolino, inicialmente (08/10) se localizaba a una profundidad ~ 200 m, posteriormente es

levantada hasta alcanzar una profundidad ~ 100 m. Al impactar con el promontorio, el remolino presentó una estructura alargada en la vertical. Como producto del impacto, los núcleos de máxima velocidad son reacomodados. Debido a la compresión y pendiente abrupta de las isotermas en superficie, el núcleo de velocidad positiva es somero, relativo al núcleo negativo. La amplitud de la vorticidad relativa anticiclónica dentro del remolino es erosionada (de $Ro = -0.4$ a $Ro = -0.2$) a causa de la distorsión en la estructura vertical de la velocidad.

Cuando el remolino se localizó en la cima del promontorio (21/10), el remolino ganó vorticidad relativa anticiclónica. La estructura del remolino cambió de nuevo, el radio del remolino a 150 m profundidad pasó de 57 km a 63 km. Básicamente, el remolino fue reestructurado a causa del cambio en la profundidad del fondo marino.

La señal del remolino es fuertemente erosionada (principalmente en superficie) pendiente abajo de la cordillera (28/10). El flanco positivo de la velocidad es deformado en la superficie, mientras que a 200 m de profundidad un núcleo positivo es definido. El flanco negativo presenta señal en superficie, con un máximo a 100 m de profundidad. A diferencia de la sección correspondiente a la fecha 08/10, el núcleo negativo de la vorticidad relativa es somero pendiente abajo del promontorio topográfico. Esta diferencia es en respuesta al levantamiento y pendiente abrupta de las isotermas en el extremo derecho del remolino. El parámetro Ro muestra una disminución en superficie, dando evidencia de la intensa erosión de la vorticidad relativa en superficie. A la profundidad de 200 m, el parámetro Ro disminuye de 0.2 en la fecha previa a 0.15.

Finalmente, conforme el remolino se aleja de la cordillera su estructura coherente no es clara (05/11). Las isotermas pierden la forma cóncava que define al remolino anticiclónico subsuperficial. El parámetro Ro muestra una división del núcleo que define al remolino a ~ 300 m de profundidad. A este momento el algoritmo deja de detectar la señal del remolino.

Interacción remolino-topografía

Para tener una visión de la forma del remolino, la Figura 22 muestra la estructura tridimensional (3D) de la velocidad asociada al remolino a diferentes niveles verticales: en la capa superior (50 m) y de 100 m a 1000 m cada 100 m de profundidad, para los tiempos correspondientes al ascenso, en la cima y en el descenso del promontorio topográfico. Además, se muestran isosuperficies del parámetro Ro correspondientes a 0.7, 0.1 y 0.2. Las capas muestran la estructura horizontal desde el centro del remolino hasta una distancia de 50 km.

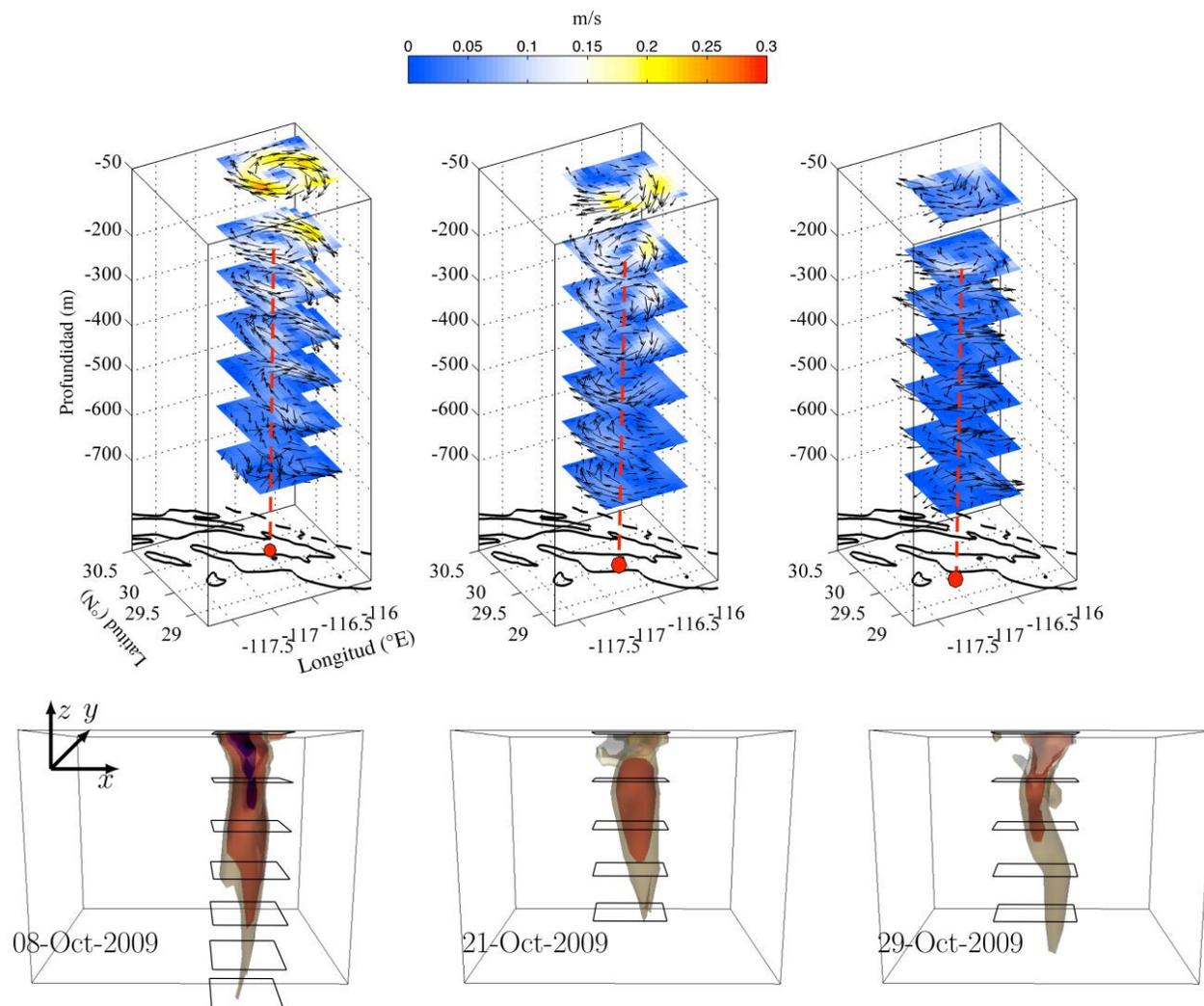


Figura 23. Estructura tridimensional del remolino subsuperficial durante el ascenso (izquierda), en la cima (centro) y descenso (derecha). Campo de velocidad (flechas negras) y magnitud de la velocidad (colores) (paneles superiores). Estructura tridimensional del parámetro Ro : isosuperficies de 0.07, 0.1 y 0.2.

Un vigoroso remolino de forma cónica se observa en la fase ascendente (Figura 23, panel inferior izquierdo). La forma circular del remolino es visible en los primeros 300 m de profundidad. La máxima rapidez de giro fue de 0.2 m/s. La estructura coherente cerrada del remolino es difusa debajo de la capa de 500m. El campo de velocidad mostró un patrón de convergencia en la capa de 600 y de 700 m. En las capas de 800, 900 y 1000 m el patrón del campo de velocidad es divergente. El eje vertical del remolino presentó una inclinación hacia el oeste, en la dirección de la pendiente ascendente.

En superficie, la circulación cerrada asociada al remolino fue difusa, mientras que la subsuperficie se observó una estructura circular bien definida hasta los 400m de profundidad. El patrón de convergencia en el campo de velocidad no fue observado como en la fase ascendente. La estructura 3D de Ro mostró una forma de tipo lente-subsuperficial. La máxima amplitud de Ro (-0.1) estuvo localizada por debajo de la capa superior del remolino.

En la fase descendente, el remolino perdió su forma tipo-lente subsuperficial. La amplitud de la rapidez de giro disminuyó por debajo de los 0.15 m/s. Esta disminución es síntoma de su decaimiento. La circulación cerrada es desorganizada: en superficie no fue observada y por debajo de los 600 m es difusa. En las capas inferiores, se observa un flujo coherente que fluye de norte a sur. La estructura de tipo lente fue remplazada por una forma cónica curvada: el eje vertical del remolino es curvado, la parte superior e inferior estuvieron alineadas, mientras que la parte intermedia presentó un desfase hacia el oeste, en la dirección de la pendiente descendente.

El efecto del promontorio quedó en evidencia por la reestructuración de la forma del remolino al cruzarlo. Convergencia y divergencia horizontal fueron necesarias para que el remolino lograra escalar el obstáculo. Para revelar y caracterizar la convergencia y divergencia del campo de velocidad aplicamos una descomposición de Helmholtz. El método de Wei et al. (2008) para descomponer el flujo en su parte rotacional (no-divergente) y divergente fue usado. La clave es ajustar óptimamente una función de corriente no-divergente, $F(r) = Ae^{-(r/L)^2}$, donde A es la amplitud de la función corriente, r es la coordenada radial y L es la escala de decorrelación, a cada nivel vertical. La escala L es el radio del remolino en cada nivel vertical. De esta manera es posible construir una estructura 3D de la componente rotacional (no-divergente) y divergente del campo de velocidad del remolino.

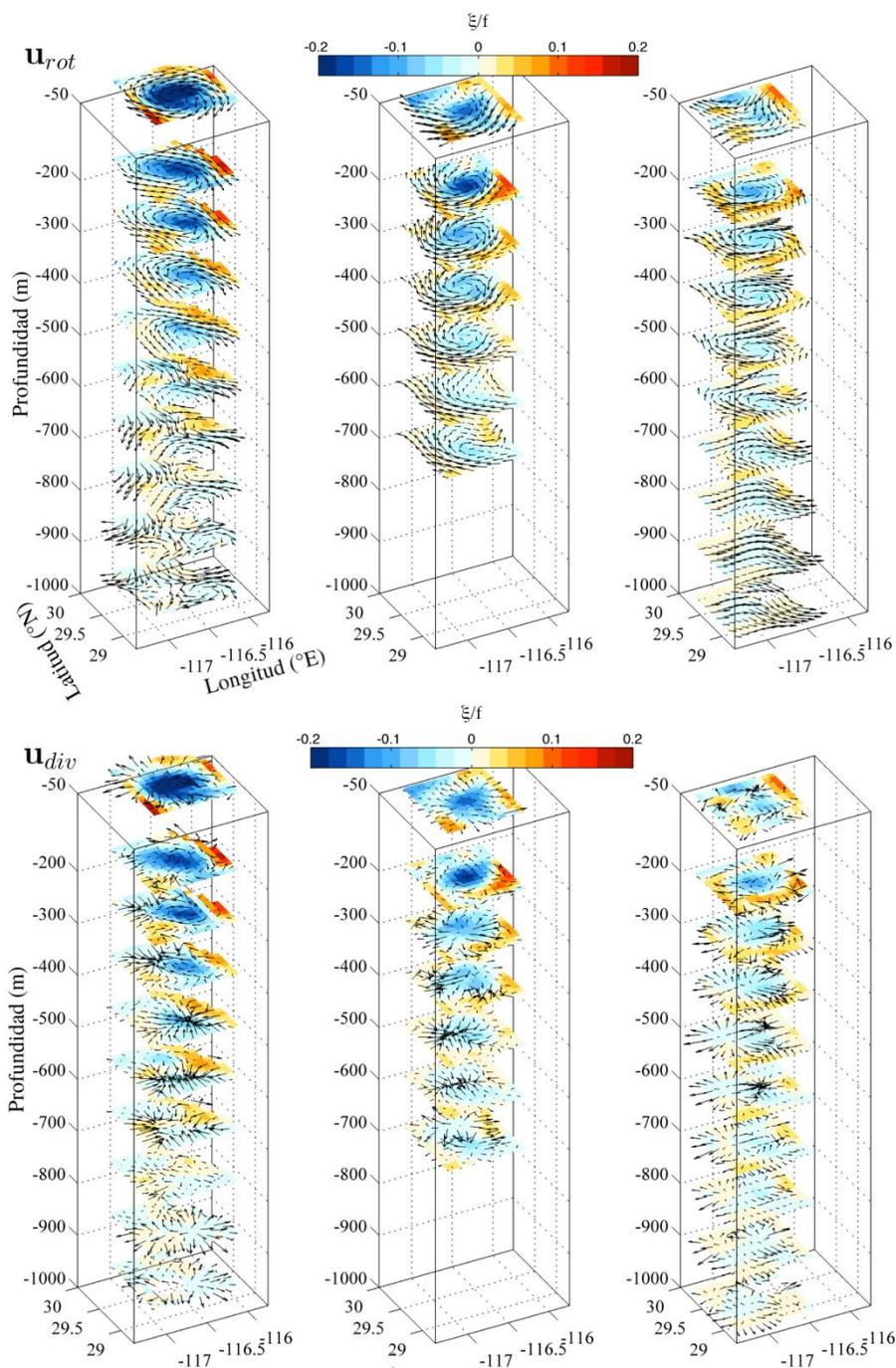


Figura 24. Estructura tridimensional de la componente rotacional (paneles superiores) y de la componente divergente (paneles inferiores) durante el ascenso, en la cima y descenso. Campo de velocidad de U_{rot} y U_{div} en flechas negras y superficies de Ro en colores.

La componente rotacional U_{rot} (Figura 24, paneles superiores) resalta la circulación cerrada típica de un remolino. La componente U_{rot} sigue los contornos del parámetro Ro . En la fase ascendente, el remolino es bien definido en los primeros 300 m de profundidad, entre 400 m y 500 m la forma del remolino es elíptica, mientras que a 600 m y 700 m la circulación cerrada no fue observada. En las capas inferiores la

circulación fue errática. En la cima del promontorio, la circulación cerrada en superficie es interrumpida en el extremo norte, mientras que a 200 m y 500 m la circulación es bien definida. En las capas del fondo (600 m y 700 m) la circulación cerrada es interrumpida en el extremo este del remolino. Finalmente, en la fase descendente, el remolino pierde su señal en superficie y en el fondo. La circulación cerrada fue observada entre 200 m y 500 m de profundidad. De 700 m a 1000 m, la circulación de sur a norte es capturada por la componente rotacional.

La componente divergente \mathbf{U}_{div} (Figura 24, paneles inferiores) capturó la componente de velocidad que sale/entra al remolino, es decir la componente radial. En la fase ascendente, los vectores de \mathbf{U}_{div} divergen dentro del remolino a 50 y 200 m de profundidad. Entre 500 y 700 m de profundidad hay convergencia, en la base del remolino. Posteriormente, en las capas inferiores un patrón de divergencia fue observado. En la cima del promontorio, el campo \mathbf{U}_{div} mostró divergencia en los primeros 300 m de profundidad. Puntos de convergencia en la frontera sur del remolino fueron localizados a 300 y 400 m de profundidad, mientras que a 600 m fueron localizados en la base del remolino. En la capa inferior (700 m), un patrón de divergencia fue observado. En la fase de descendente, los puntos de convergencia fueron localizados en la frontera este del remolino, entre las profundidades de 200 y 600 m, mientras que puntos divergentes en la frontera oeste del mismo.

En resumen, se encontró que la señal del remolino anticiclónico estuvo localizada entre 100 y 500 m de profundidad durante la interacción con el promontorio. Puntos divergentes fueron localizados dentro del remolino en el ascenso y en la cima del promontorio. Puntos de convergencia son preferentemente localizados en la base del remolino. Puntos divergentes fueron de nueva cuenta localizados en las capas cercanas al fondo marino. Al oeste del promontorio, un flujo de norte a sur es bien definido por la componente total de velocidad y la componente rotacional \mathbf{U}_{rot} .

El patrón de convergencia/divergencia observado en el campo de velocidad sugiere que es posible un intercambio de calor entre el interior del remolino y su entorno. En el siguiente apartado se plantea un método para estimar el flujo de calor que entra/sale del remolino, tomando ventaja de la descomposición de Helmholtz expuesta en este apartado.

3.4 Flujos laterales de calor

La compresión de las isotermas ($8^{\circ}\text{C} - 14^{\circ}\text{C}$) que definen al núcleo del remolino implican una pérdida de calor, especialmente, al bajar el remolino. La estructura vertical del remolino al bajar el promontorio topográfico muestra una evidente erosión de la anomalía cálida. Para remolinos subsuperficiales

estables, en libre evolución, el proceso de difusión turbulenta que se lleva a cabo en sus fronteras es el mecanismo dominante en su decaimiento y eventual destrucción (McWilliams, 1985; Herbert et al., 1990; Pelland et al., 2013). Sin embargo, la evolución del remolino anticiclónico descrito en este trabajo sugiere un intercambio de calor que aceleró su destrucción.

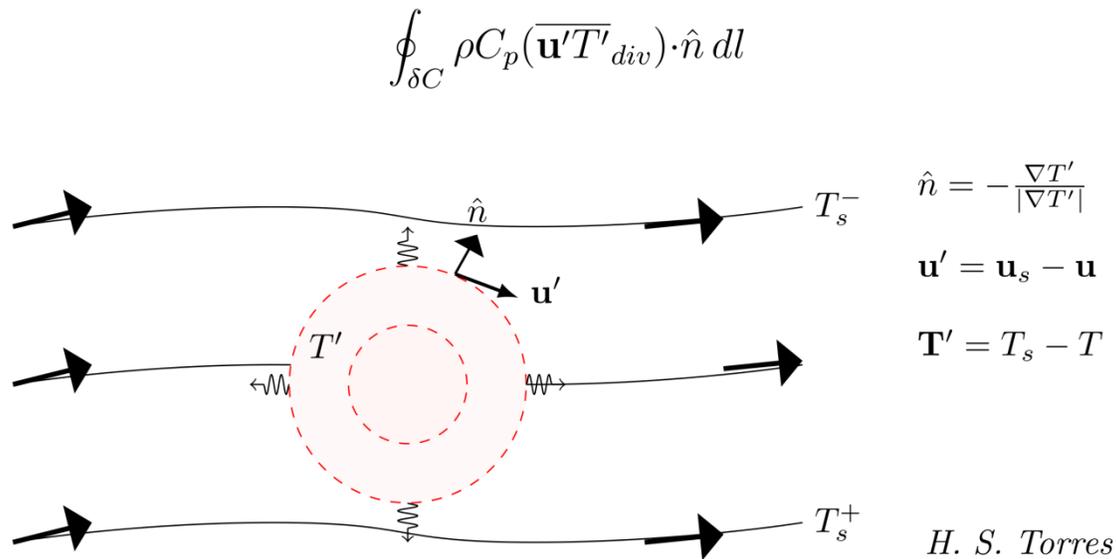


Figura 25. Esquema de los flujos de calor turbulentos. \mathbf{u}' es la anomalía de la velocidad con respecto a la componente pasa baja de la velocidad \mathbf{u}_s , T' es la anomalía de temperatura con respecto a la componente pasa baja de la temperatura, \hat{n} es el vector unitario definido a la izquierda del movimiento, las flechas curvadas representan la componente divergente del producto de la anomalía de velocidad y la anomalía de temperatura para definir al flujo de calor turbulento, $\mathbf{u}' T'_{div}$. Las líneas delgadas y las flechas paralelas a ella representan la componente pasa baja de la temperatura y la velocidad, respectivamente.

Generalmente, los flujos de trazadores se han estimado a partir de bisecciones de remolinos tomadas durante campañas oceanográficas, ya sea media cruceros (Hebert et al., 1990) o por secciones gliders (Pelland et al., 2013). Por ejemplo, Pelland et al. (2013) cuantificaron la tasa de cambio de la temperatura y esta fue asociada al flujo de calor a través de las fronteras del remolino usando una ecuación similar a la usada por Hebert et al. (1990) con las siguientes suposiciones: la velocidad radial es cero y la mezcla horizontal es el proceso dominante en la pérdida de calor. La ecuación de balance de calor es

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K_H \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (10)$$

donde T es la temperatura potencial, r es la coordenada radial, K_H^T es el coeficiente de difusividad turbulenta y r_o es la coordenada radial. Al integrar la ecuación dentro del radio r_o que define al remolino se obtiene

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{r_o} T r dr = K_H^T r_o \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_o}, \quad (11)$$

El término de la derecha, en particular, $K_H^T \frac{\partial T}{\partial r}$ es comúnmente asociado a $u'T'$. Pelland et al. (2013) usaron este argumento para hacer una estimación de los flujos turbulentos de calor para remolinos subsuperficiales a partir de un registro de 5.5 años. Ellos reportaron un rango entre $13 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{Cm/s}$ y $113 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{Cm/s}$.

Este modelo funciona para cuando un remolino es bisectado. Pero cuando se tiene la estructura tridimensional de un remolino puede llevar a tener una subestimación de los flujos de calor. Las salidas del modelo numérico y la separación de las variables dinámicas y termodinámicas permiten estimar los flujos turbulentos de calor $\overline{u'T'}$, donde la línea superior indica un promedio temporal o en nuestro caso un filtro pasa bajas. Sin embargo, la estimación de los flujos turbulentos de calor en simulaciones numéricas lleva el problema de separar la componente divergente de $\overline{u'T'}$.

Marshall y Shutts (1981) demostraron que es la componente divergente de $u'T'$ que tiene importancia en la interacción del flujo turbulento con el flujo medio. La idea es que aquellos remolinos que tienen una componente divergente no-nula, es posible cuantificar la fuga de calor a través de su frontera lateral. Generalmente, la componente rotacional (geostrófica y no-divergente) supera la componente divergente (Eden, 2007). Así que para tener una estimación confiable de los flujos de calor entre flujos de diferentes escalas de variación, el flujo se descompone en su parte rotacional y divergente usando el teorema de Helmholtz en la forma

$$\overline{u'T'} = \overline{u'T'}_{rot} + \overline{u'T'}_{div}, \quad (12)$$

Para realizar la descomposición, es necesario establecer las condiciones de frontera para resolver la ecuación de Poisson para un potencial escalar (Fox-Kemper et al., 2003). Sin embargo, elegir las condiciones de frontera apropiadas es una tarea difícil ya que no existe una única solución al problema (Fox-Kemper et al., 2003). En nuestro caso, debido a que la frontera oriental este cerrada y a la frontera oeste abierta, se eligió el método de análisis objetivo para extraer la componente divergente y evitar la ambigüedad en las condiciones de frontera (Watts et al., 2001; Bishop et al., 2012). Usando el método de

análisis objetivo (AO) es posible encontrar la componente rotacional (no-divergente) del flujo, y es entonces que se puede definir la componente divergente del flujo en la forma

$$\overline{\mathbf{u}'T'}_{div} = \overline{\mathbf{u}'T'} - \overline{\mathbf{u}'T'}_{OA}. \quad (13)$$

Así que, la componente divergente queda definida como la diferencia entre el campo total y la componente no-divergente ajustada óptimamente. Para asegurar que los flujos divergentes de calor cuantificados sean normales a la frontera del remolino, se definió un vector normal unitario el cual tiende a ser 90° la izquierda de la velocidad de giro, el cual está definido como

$$\hat{\mathbf{n}} = -\frac{\overline{\nabla T'}}{|\overline{\nabla T'}|}, \quad (14)$$

donde $\nabla T'$ es el gradiente de la anomalía de temperatura. Este vector normal unitario es similar al usado por Bishop et al. (2013), pero en lugar de usar $\nabla T'$ ellos usaron el gradiente de temperatura media para cuantificar la transferencia de calor del flujo media hacia el turbulento.

Finalmente, el flujo de calor a través de la frontera del remolino es definido por la expresión

$$\rho C_p \hat{\mathbf{n}} \cdot (\overline{\mathbf{u}'T'})_{div}, \quad (15)$$

donde ρ es la densidad del agua de mar y C_p es el coeficiente de capacidad calorífica del agua de mar. La Figura 25 esquematiza los elementos del método. El flujo de calor turbulento neto a través de la frontera queda definido como la integral de línea de la expresión 15 a lo largo del contorno que define al remolino de acuerdo al algoritmo de detección automática.

Usamos la trayectoria del remolino para cuantificar en cada momento el flujo de calor siguiendo al remolino. El flujo de calor fue horizontal y verticalmente promediado dentro del contorno del parámetro Ro que define al remolino, $Ro = -0.02$. De esta manera obtenemos el flujo de calor neto que salió/entró por la frontera del remolino.

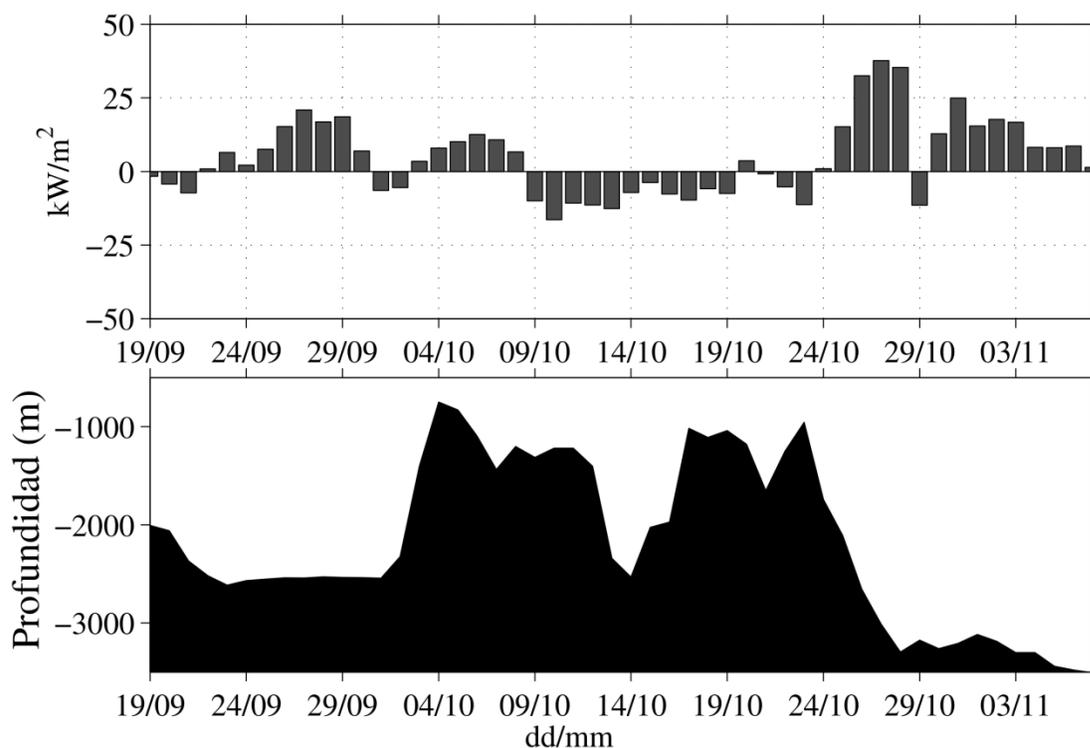


Figura. 26. Serie de tiempo del flujo turbulento de calor a través de la frontera del remolino $\rho C_p \hat{n} \cdot (\overline{u'T'})_{div}$. Profundidad del fondo marino interpolada a las coordenadas del centro del remolino.

La Figura 26 muestra la variación temporal de los flujos de calor a través del remolino. Los valores positivos (negativos) indican un flujo de calor del interior (exterior) hacia el exterior (interior) del remolino. En general, la serie de tiempo muestra que el remolino presentó una componente divergente no-nula, particularmente, al bajar el promontorio topográfico. En promedio, el remolino exportó calor del interior del remolino hacia el exterior, como era de esperarse ya que el núcleo del remolino es anómalamente cálido con respecto a su ambiente alrededor. Esto significa que la expresión de Hebert et al. (1990) se cumple en promedio. Sin embargo, los flujos de calor distan de ser independientes del tiempo, incluso hay un cambio de signo cuando el remolino estuvo montado en el promontorio topográfico. Los valores negativos coinciden con la intensificación de la tasa de deformación. Los valores positivos de los flujos de calor turbulentos han sido asociados al decaimiento del remolino por intrusiones laterales de masas de agua pertenecientes al exterior del remolino, que en principio son frías relativas al núcleo del remolino, así que la intrusión de agua fría disminuye la temperatura del núcleo del remolino por mezcla lateral (Hebert et al., 1990; Pelland et al., 2013), es decir, se sigue la parametrización gradiente-debajo de la temperatura media $(\overline{u'T'}) = -K \frac{\partial T}{\partial r} > 0$. Por otro lado, cuando el remolino estuvo montado en el promontorio, hubo una entrada de calor hacia el interior, lo que implica que el remolino importó calor de su ambiente. Es posible que se debiera al proceso de

reestructuración cuando esté estuvo posicionado encima del remolino. Posteriormente, el remolino cedió de nueva cuenta calor de su interior, pero amplificado por un factor de ~ 2 , al bajar el promontorio topográfico.

Los valores negativos de los flujos de calor a través del remolino es un resultado inesperado. Para resaltar la relación entre la deformación del remolino, la Figura 27 muestra mapas a 150 m de profundidad del parámetro Ro y la tasa de deformación normalizada por el parámetro de Coriolis f . Ambas variables mostradas en la figura fueron promediadas temporalmente abarcando el lapso cuando el remolino escaló y pasó a través del promontorio, 04/10/2009- 24/10/2009.

El parámetro Ro (Figura 27a) muestra un remolino anticiclónico con forma elíptica, con su eje mayor perpendicular a las isobatas. El remolino estuvo rodeado por estructuras con vorticidad ciclónica y estructuras filamentosas que emergieron en la parte norte y sur del remolino. El mapa de deformación (Figura 27b) exhibe una intensa actividad de deformación del flujo a lo largo del promontorio topográfico (ver flechas negras en figura): El campo de deformación fomentó la deformación del remolino, mecanismo que contribuyó a intensificar la componente divergente del flujo.

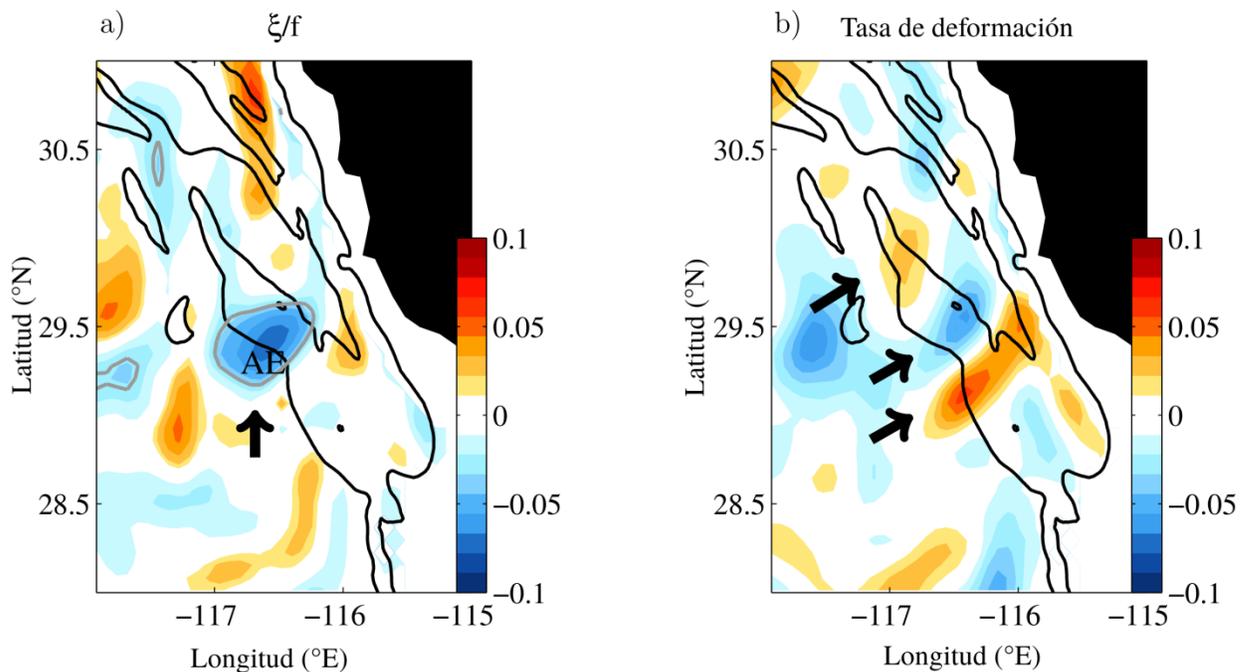


Figura 27. Mapas verticalmente ([50, 300] m) y temporalmente (08/10/2009 – 28/10/2009) promediados de (a) vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis y (b) del campo de deformación, durante la interacción del remolino-topografía.

Interacción del remolino anticiclónico con el flujo medio

Los resultados encontrados en la sección anterior sugieren una interacción entre el remolino y el flujo medio. En esta región hay dos flujos principales que fluyen en dirección opuesta: 1) La Corriente de California que fluye de norte a sur, su núcleo es bien definido en la frontera oceánica de la zona de transición; y 2) la Contracorriente de Subsuperficial de California que fluye de sur a norte a lo largo de la pendiente continental. La serie de tiempo del flujo de calor a través de la frontera del remolino pone en evidencia que el mayor intercambio de calor ocurre al bajar el obstáculo topográfico. El signo del flujo confirma que el remolino cedió calor ($\approx 40 \text{ kW/m}^2$) hacia el ambiente circundante, induciendo un calentamiento por actividad turbulenta.

Tomando ventaja de la descomposición de los flujos turbulentos en su parte divergente y rotacional, se cuantificó la transferencia de calor entre el remolino y el flujo medio. Para ello, se usó la componente divergente del flujo de calor turbulento $(\overline{\mathbf{u}'T'})_{div}$ y el vector unitario definido por Bishop et al. (2013) $\hat{\mathbf{n}} = -\nabla\bar{T}/|\nabla\bar{T}|$. El gradiente medio fue estimado usando la fluctuación lenta de temperatura (pasajas) y se promedió en una ventana de 120 días para minimizar la contribución del producto entre el flujo medio y turbulento. Se consideró la ventana temporal de septiembre a diciembre de 2009. Este lapso contiene el periodo de vida del remolino.

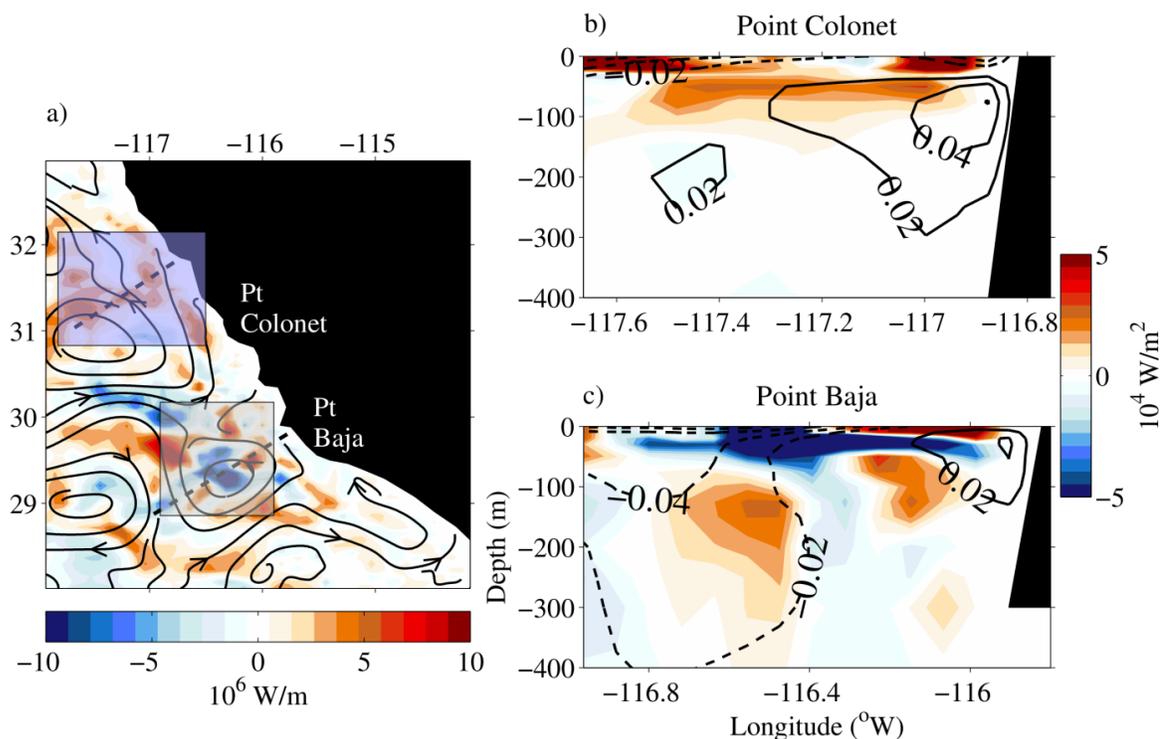


Figura 28. Distribución horizontal y vertical del promedio temporal (120 días) del flujo de calor turbulento entre el flujo medio y turbulento.

Un panorama general acerca de la interacción del remolino anticiclónico con el flujo medio es desplegado en la Figura 28 a través de los mapas de la distribución espacial de $\rho C_p \hat{n} \cdot \overline{\mathbf{u}'T'}_{div}$ temporalmente promediado durante el tiempo de vida del remolino. La Figura 28 muestra el término $\rho C_p \hat{n} \cdot \overline{\mathbf{u}'T'}_{div}$ verticalmente integrado (W/m) y la función de corriente del flujo lento verticalmente promediado, y además, muestra dos secciones perpendiculares a la costa de $\rho C_p \hat{n} \cdot \overline{\mathbf{u}'T'}_{div}$ así como la componente de velocidad a lo largo de la costa del flujo lento. Las dos secciones pertenecen a las localidades de Punta Colonet y Punta Baja (Figura 28b-c).

Punta Colonet y Punta Baja presentan características dinámicas diferentes. La localidad de Punta Colonet fue dominada por flujos divergentes de calor gradiente-abajo ($\rho C_p \hat{n} \cdot \overline{\mathbf{u}'T'}_{div} > 0$) del flujo lento, con valores de 3.0×10^6 W/m. Los valores positivos se extendieron desde la costa hacia mar abierto, confinados en los primeros 200 m de profundidad. La configuración vertical de la componente de velocidad que fluye a lo largo de la pendiente continental mostró una configuración constituida por tres flujos: 1) un chorro hacia el sur superficial que fluye a lo largo de la pendiente, 2) un flujo hacia el polo subsuperficial que fluye a lo largo de la pendiente continental, y 3) un flujo hacia el sur en el extremo oceánico de la sección. Por otro lado, la descripción de los flujos divergentes de calor en Punta Baja no es simple, a diferencia de Punta Colonet. Es decir, la sección vertical de los flujos divergentes de calor asociada a Punta Baja muestra que la dirección de los flujos fue tanto gradiente-abajo ($\rho C_p \hat{n} \cdot \overline{\mathbf{u}'T'}_{div} > 0$) como gradiente-arriba ($\rho C_p \hat{n} \cdot \overline{\mathbf{u}'T'}_{div} < 0$) del flujo lento. El flujo medio trazó una circulación ciclónica frente a Punta Baja (Figura 26a, líneas negras); el centro de esta estructura fue caracterizada por una dirección de los flujos divergentes de calor gradiente-arriba, con valores de -10×10^6 W/m, y en la posición lateral de la circulación ciclónica flujos divergentes de calor gradiente-abajo fueron localizados (Figura 26a, colores), con valores de 7×10^6 W/m. A diferencia de la configuración vertical de la componente de velocidad a lo largo de la pendiente continental descrita en Punta Colonet, en Punta Baja la configuración estuvo constituida por dos flujos bien definidos: 1) un flujo hacia el sur localizado en el extremo oceánico de la sección (Corriente de California), y 2) un flujo hacia el polo horizontalmente estrecho que fluye a lo largo de la pendiente continental (Contracorriente Subsuperficial de California). Rhines y Holland (1979) asociaron los flujos de calor del flujo turbulento al flujo medio a regiones caracterizadas por el decaimiento de actividad turbulenta. Lu et al. (2016) encontraron una relación entre obstáculos topográficos y los flujos de calor del flujo turbulento al flujo medio en el Océano del Sur. La Figura 28c muestra que la principal vía de transferencia de calor del flujo turbulento es en la parte

superior, lo que sugiere que la tapadera del remolino es debilitada por procesos diabáticos que se llevan a cabo en la termoclina. Y que este calor es exportado hacia los flujos de fondo localizados en el extremo oceánico y costero del remolino.

3.5 Balance de vorticidad

Se aplicó el rotacional a cada término de la ecuación de momento que resuelve el modelo ROMS y se integraron desde una profundidad z hasta la superficie. La ecuación verticalmente integrada del balance de la componente vertical de vorticidad desde una profundidad z hasta $z = 0$ está dada por la siguiente expresión:

$$\underbrace{\int_{-z}^0 \nabla \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} dz}_{Acel-local} = -\underbrace{\frac{1}{H} \int_{-z}^0 \nabla \times \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} dz}_{Adv} - \underbrace{\frac{1}{H} \int_{-z}^0 \nabla \times f \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{u}_h dz}_{Est+Beta} + \underbrace{\frac{1}{H} \int_{-z}^0 \nabla \times \frac{\partial}{\partial z} \left(A_h \frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial z} \right) dz}_{Vmix} + Res, \quad (15)$$

donde *Acel-local* es el cambio local de vorticidad, *Adv* es el término relacionado a procesos no-lineales, *Est+Beta* está relacionado al estiramiento y advección de vorticidad planetaria, *Vmix* es el termino de mezcla vertical y *Res* es el resto de los términos de la ecuación, como viscosidad lateral. Notar que no es la ecuación de vorticidad barotrópica. El término *Est+Beta* se divide en la producción de vorticidad por estiramiento (*Est*) y la advección de vorticidad planetaria (*beta*)

$$\frac{f}{H} \int_{-z}^0 \frac{\partial w}{\partial z} dz,$$

$$-\frac{\beta}{z} \int_{-z}^0 v dz.$$

Debido a la integral vertical, el término *Vmix* es la diferencia entre el rotacional del esfuerzo del viento y la mezcla vertical al fondo de la capa en z . El límite inferior de la integral fue -600 m, que es la profundidad del remolino.

Los términos de mezcla vertical y de advección de vorticidad planetaria son dos órdenes ($O(10^{-13})$) de magnitud inferiores a los términos de cambio local de vorticidad, advección y estiramiento ($O(10^{-11})$). En lo sucesivo trabajaremos con los términos de orden superior (Figura 29).

El término de estiramiento/compresión Est de la columna de agua capturó el efecto de la topografía sobre el remolino. La distribución de Est estuvo confinada a la dimensión del remolino. El máximo valor que alcanzó fue $1 \times 10^{-11} \text{ 1/s}^2$, durante el ascenso y a la cima del promontorio topográfico. Conforme el remolino descendió del promontorio el término Est disminuyó ($0.5 \times 10^{-11} \text{ 1/s}^2$). La divergencia horizontal que sufrió el remolino al ascender el promontorio topográfico fue revelada por el término $\partial w / \partial z = -(\partial u / \partial x + \partial v / \partial y)$.

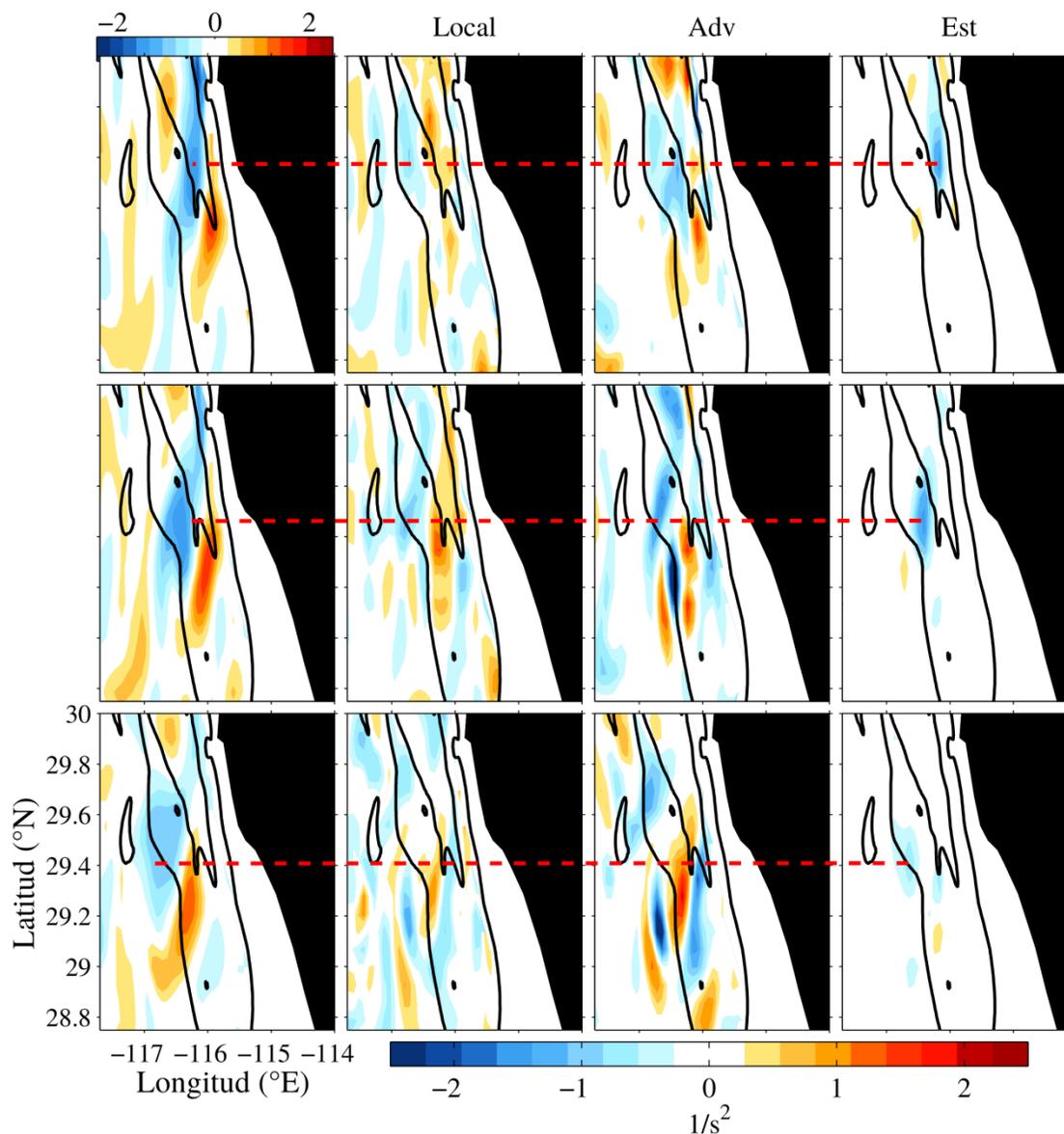


Figura 29. Mapas del balance de vorticidad durante el ascenso (renglón superior), en la cima (renglón central) y descenso (renglón inferior). Vorticidad relativa a 150 m de profundidad (primera columna). Tres términos dominantes en las columnas 2, 3 y 4: cambio local de vorticidad, término no-lineal y término de estiramiento.

El término no-lineal Adv fue amplificado cuando el remolino alcanzó la cima y descendió del obstáculo topográfico. La filamentación del remolino en la cima del promontorio condujo a la pérdida de vorticidad por advección de vorticidad a través de filamentos: valores negativos ($-1 \times 10^{-11} \text{ 1/s}^2$) del término Adv se extendieron a lo largo de la filamentación del remolino. Aunado a la filamentación, una estructura con forma elíptica y vorticidad ciclónica fue observada al sur del remolino. La interacción entre el remolino y esta estructura elíptica ciclónica intensificó la actividad no-lineal: una distribución alternada de valores positivos y negativos se extendió al sur del remolino e intensificada al descender el promontorio. La estructura ciclónica fue formada a partir de la producción de vorticidad ciclónica entre el flanco oriental del remolino y la pendiente continental.

3.6 Discusión

Un modelo realista regional fue implementado para proveer nuevo conocimiento acerca de la evolución de un remolino subsuperficial de la Contracorriente Subsuperficial de California y el impacto que tiene en las corrientes locales frente a Baja California.

a. Mecanismo de formación

En este trabajo se evitó mencionar el mecanismo de generación, especialmente, por la baja resolución ($dx \sim 5 \text{ km}$) cerca de la costa. Molemaker et al. (2015) abordaron el proceso de generación de remolinos subsuperficiales de la Contracorriente Subsuperficial de California usando una simulación numérica anidada logrando una resolución nominal cerca de la costa de $\approx 150 \text{ m}$. Con tal resolución, Molemaker et al. (2015) encontraron que inestabilidades que surgen en el régimen de submesoescala son responsables de mezcla local cerca de la pendiente continental que da lugar a la anomalía térmica, rasgo distintivo de los remolinos subsuperficiales.

Sin embargo, una de las ventajas del modelo es la habilidad de reproducir eventos sinópticos de corto-periodo. La cronología de eventos durante septiembre de 2009 ocurrió bajo condiciones de esfuerzo de viento con variación de corto-periodo. La respuesta del océano a estas condiciones de esfuerzo de viento fue la formación de una corriente que fluye de sur a norte, con origen en Bahía Vizcaíno. La corriente siente la variación en la línea de costa correspondiente a Punta Baja. Corriente-abajo, la corriente se unió a la Contracorriente Subsuperficial de California desencadenando la separación del flujo de la pendiente continental.

La presencia de una estructura de tipo-remolino corriente-abajo del cambio abrupto en la línea de costa sugiere la separación del flujo como mecanismo responsable de su formación. Marshall y Tansley (2001) desarrollaron una fórmula implícita para discernir cuando el flujo es propenso a separarse de la pared vertical. Ellos propusieron que la separación ocurre cuando $r < L = (U/\beta)^{1/2}$, donde r es el radio de curvatura de la línea de costa (40 km), U es la rapidez de la corriente (0.3 m/s) y β es el gradiente de vorticidad planetaria (1.8×10^{11} 1/ms). En nuestro caso, la escala de longitud fue de 129 km. Es decir, la condición $r < L$ para la separación del flujo se satisfizo. Aunado con el cambio abrupto de la línea de costa, también está el cambio en la anchura de la plataforma continental corriente-abajo: de Bahía Vizcaíno a Punta Colonet hay un cambio de 30 km a 10 km en promedio. La rápida convergencia de las isobatas induce un infructífero ajuste del flujo ancho y lento en una pendiente suave a un flujo angosto y rápido en una pendiente abrupta.

b. Estructura vertical media del remolino

La estructura media de ξ/f y la anomalía térmica relacionada al remolino anticiclónico son consistentes con los reportados en la literatura. La posición relativa de los máximos valores de ξ/f por debajo de la termoclina asemeja a lo reportado por Kurian et al. (2011) para remolinos anticiclónicos subsuperficiales en el SCC. Sin embargo, hay una diferencia en la estructura térmica mostrada aquí y la descripción de Kurian et al. (2011): la presencia/ausencia de la anomalía térmica negativa por encima de la anomalía positiva. Esta anomalía negativa ha sido previamente reportada usando mediciones hidrográficas a bordo de buques oceanográficos (Simpson y Lynn, 1990) y flotadores Argo (Chaigneau et al., 2011). En nuestro caso, se propone como explicación que el debilitamiento de la estructura vertical del remolino por el campo de deformación promovió el debilitamiento del domo de las isotermas, en consecuencia, una anomalía negativa es generada.

c. Interacción remolino-topografía

El primer efecto del obstáculo topográfico fue el cambio en la trayectoria de propagación del remolino. Simultáneamente a la deformación del remolino por efecto topográfico, la estructura vertical del remolino presentó variaciones temporales. El núcleo del remolino cambió de 60 a 67 km. Además, el espesor entre las isotermas de 12°C y 10°C disminuyó, al igual que la magnitud de su velocidad de giro. De esta manera el núcleo del remolino fue erosionado. Conforme el remolino ganó vorticidad negativa su trayectoria pasó de tener dirección preferencial hacia el sur a tener dirección suroeste. Hyuan y Hogan (2008) encontraron que la trayectoria de un remolino anticiclónico es restaurada cuando este es erosionado por efectos topográficos. La columna de agua es comprimida y la amplitud de la vorticidad

relativa anticiclónica aumenta. El cambio en la trayectoria del remolino aquí presentado es en consecuencia de la erosión inducida por las restricciones topográficas de la región.

Otro efecto de la topografía sobre el remolino observable fue el decaimiento en la amplitud de la anomalía de la altura del nivel mar. El decaimiento acelerado de SSHa al sentir el cambio en la topografía coincidió con la extracción de vorticidad relativa anticiclónica en superficie. Dos opciones surgen para explicar este comportamiento: 1) radiación de ondas de gravedad barotrópicas o 2) advección de vorticidad (Steur y Leeuwen, 2009). Para la primera opción, la velocidad de giro en superficie es intensa, y el efecto de las ondas de gravedad es únicamente visible en el interior del océano (Flierl, 1984; Steur y Leeuwen, 2009). Los mapas horizontales del parámetro Ro develan estructuras filamentosas durante la interacción remolino-topografía. Steur y Leeuwen (2009) asociaron la extracción de vorticidad relativa en superficie a la presencia de filamentos durante la interacción remolino-topografía. Los mapas de Ro indican que la disminución de SSHa y la extracción de vorticidad relativa anticiclónica en superficie fue a causa de la deformación del remolino a través de estructuras filamentosas superficiales. Estos resultados sugieren que la capa superficial ([0,100] m) se desconectó del interior del océano.

Uno de los resultados sobresalientes durante el tiempo de vida del remolino, fue la intensificación de la vorticidad anticiclónica en la cima del promontorio topográfico. El salto en la vorticidad relativa se puede explicar usando el principio de conservación de vorticidad potencial en ausencia de disipación, $Dq/Dt = 0$, donde $q = \frac{\xi_i + f}{h_i}$, donde $f = f_o$ es el parámetro de Coriolis y h es el espesor de la columna de agua. Esta ecuación sigue siendo válida para un fluido estratificado, donde la vorticidad potencial se conserva siguiendo parcelas de fluido a lo largo de superficies de igual densidad, delimitadas por capas de diferente densidad, es decir, $Dq_i/Dt = 0$, donde $q_i = \xi_i + f/h_i$, donde q_i es la vorticidad potencial asociada a la i -ésima capa de fluido, ξ_i es la vorticidad relativa asociada a la i -ésima capa de fluido y h_i es el espesor entre dos capas de diferente densidad (Vallis, 2005).

Este principio de conservación establece que cuando el espesor entre dos superficies de densidad cambia la vorticidad relativa correspondiente a la capa debe cambiar de tal manera para conservar vorticidad potencial, bajo la suposición de plano-f: cuando el espesor de la capa disminuye la vorticidad relativa debe disminuir para conservar vorticidad potencial. A pesar del decaimiento por viscosidad lateral inducido por la frontera lateral, el salto en vorticidad relativa es consistente con el principio de conservación de vorticidad potencial: cuando el espesor de las isopícnas que definen al remolino se

estrecha al cambiar la profundidad, el remolino anticiclónico ganó vorticidad negativa para conservar vorticidad potencial justo donde se localizó su núcleo subsuperficial anómalamente cálido. El lapso de transición entre el ascenso y montada del remolino sobre el promontorio originó un flujo de vorticidad de la superficie hacia el interior del océano, intensificando la amplitud de la vorticidad relativa anticiclónica hasta alcanzar la vorticidad relativa que tenía en su fase inicial. Es decir, restablecer la vorticidad potencial del estado inicial.

Por otro lado, la forma cuasi-circular del remolino fue deformada en la cima del promontorio topográfico. Un escenario similar fue estudiado por Zavala-Sansón (2002) usando experimentos de laboratorio con fluidos homogéneos en rotación y experimentos numéricos que resuelven la ecuación de vorticidad barotrópica no-divergente. Zavala-Sansón (2002) encontró que la deformación de un remolino ciclónico encima de una cordillera se debe a la presencia de celdas de circulación anticiclónica, formadas por el estrechamiento de la columna de agua por la variación de la profundidad en la pendiente ascendente. En nuestro caso, la formación de circulación anticiclónica al paso del remolino sobre el promontorio topográfico no fue visible como en Zavala-Sansón (2002). Pero de acuerdo a los mapas horizontales del parámetro Ro , estructuras con vorticidad ciclónica rodearon al remolino anticiclónico durante su tiempo de vida. Al inicio del ascenso del remolino sobre el promontorio (08/10), filamentos de vorticidad ciclónica fueron localizados al este y oeste del remolino, justo en la parte profunda de la región. Ambas estructuras promovieron la elongación del remolino en la dirección meridional. Conforme el remolino se montó al promontorio, la circulación ciclónica disminuyó al norte del remolino, pero circulación ciclónica fue generada al sur del remolino, ambas estructuras a lo largo del promontorio topográfico. En este momento, el remolino presentó una forma elíptica, con el eje mayor perpendicular a las isóbatas. Se sugiere que la deformación elíptica del remolino es la suma de la presencia de la circulación al norte y sur del remolino. La disminución de la circulación ciclónica al norte es en consecuencia de la disminución de la profundidad (principio de conservación de vorticidad potencial), pero la formación de circulación ciclónica al sur del remolino obedece al efecto de la topografía sobre la circulación. Hyun y Hogan (2008) describieron la formación de circulación ciclónica al sur de un remolino anticiclónico, cuando este interactúa con la disminución de la profundidad. Ellos argumentan que se debe al impacto de la circulación del remolino contra la pendiente. Cuando el remolino anticiclónico encontró la variación topográfica en su parte sureña, la circulación en dirección hacia mar abierto fue afectada por la disminución de la topografía, tal que generó la circulación ciclónica. Simultáneamente, el remolino perdió masa y energía, principalmente, en la capa superior. Procesos de filamentación erosionaron la señal del remolino en superficie, similar a lo reportado por Herbette et al. (2003).

El balance de vorticidad indicó que el núcleo del remolino fue gobernado por el estiramiento/compresión de la parcela de agua al ascender y descender el promontorio topográfico. La deformación del remolino fue gobernada por procesos no-lineales establecidos por la filamentación de la estructura inicial del remolino y filamentos de vorticidad ciclónica, éste último generado por la interacción entre el remolino y la frontera lateral.

d. Flujos laterales de calor

Finalmente, la reestructuración del remolino por efectos topográficos alteró el flujo de calor a través del remolino e indujo un intercambio de calor con su entorno. Los flujos de calor fueron estimados usando dos métodos. El primero usando un marco de referencia siguiendo el movimiento del remolino y el otro usando el estado medio. Ambos métodos capturaron el efecto de la topografía sobre la distribución de los flujos de calor.

El primer método, en promedio, captura la definición de los flujos de calor de acuerdo a la Ley de Fick: Conforme el remolino es cálido relativo a su entorno, el flujo de calor tiene dirección hacia fuera del remolino, gradiente-abajo, lo que conduce un debilitamiento de la anomalía cálida por mezcla lateral (Pelland et al., 2013). Pero, examinando la evolución temporal de los flujos de calor, se observó un cambio en el flujo de calor justo cuando ocurrió la reestructuración de la forma del remolino. El remolino presentó una forma de tipo lente-cálido: es de esperarse que la parte profunda del remolino tienda a exportar calor hacia su exterior, pero en su parte superior, el domo creado por las isothermas indica que el interior del remolino es relativamente frío comparado con el exterior. Así que, es de esperarse que en la parte superior del remolino haya una importación de calor de su exterior. El cambio de signo es en consecuencia del flujo de calor hacia el interior del remolino durante la reestructuración de su núcleo subsuperficial. Asimismo, se sugiere que hay una relación entre el flujo de vorticidad hacia el interior del océano durante la fase de transición y la entrada de calor por mezcla lateral en la parte superior del remolino. Este tópico requiere de un mayor análisis que el realizado en este capítulo.

Por otro lado, el segundo método reveló valores negativos en el flujo de calor turbulento donde está localizado el promontorio topográfico: la dirección del flujo de calor va del interior del remolino hacia el flujo medio. Esta estructura es consistente con la intensificación de los flujos de calor del interior del remolino hacia el exterior pendiente-abajo del promontorio. Como se mencionó anteriormente, regiones de flujos de calor gradiente-arriba han sido asociadas a regiones de decaimiento turbulento (Holland y Rhines, 1979; Lu et al., 2016). El estiramiento de las capas de densidad al bajar el obstáculo topográfico

redujo la amplitud de la vorticidad relativa anticiclónica, debilitando al remolino. El flujo de calor del interior del remolino hacia el exterior es intensificado, consistente con los valores negativos reportados en el promedio temporal del intercambio de calor entre el campo turbulento y el flujo medio.

Las regiones del océano con flujos de calor gradiente-arriba han sido asociadas a puntos de intensificación del flujo medio (Waterman et al., 2011; Waterman y Jayne, 2011). Los resultados obtenidos con ambos métodos de estimación de los flujos de calor indican que la desestabilización del remolino inducida por la topografía promueve una ganancia de calor de la Corriente de California y la Contracorriente Subsuperficial de California frente a Punta Baja. Este concepto podría tener un rol potencial en la mezcla de masas de agua en Baja California.

3.7 Conclusiones

Con base en una simulación numérica realista implementada para la zona de transición oceánica frente a Baja California la evolución de un remolino subsuperficial frente a las costas de Baja California fue examinado.

En primera instancia, por ser una configuración numérica nueva, se validó el modelo con datos satelitales y con datos hidrográficos tomados en la zona de transición oceánica de Baja California. La simulación numérica resuelve la variabilidad estacional de la circulación geostrófica descrita en la literatura y estimada aquí usando datos de satélite. Además, el modelo resuelve la variación espacio-temporal de la energía cinética turbulenta, dando confianza para futuros estudios sobre la variabilidad de mesoescala frente a Baja California.

Conocimiento nuevo ha sido aportado acerca de la formación, propagación y decaimiento de los remolinos que nacen en la zona de transición oceánica de Baja California. El primer hallazgo está relacionado con la formación del remolino. La propagación hacia el norte a lo largo de la plataforma continental de un flujo inducido por la relajación del viento favorable a surgencia contribuyó a la separación de la Contracorriente Subsuperficial de California corriente-abajo de Punta Baja. La separación del flujo de la pendiente continental generó un meandro (con un radio de curvatura consistente con el radio de curvatura de Punta Baja) que evolucionó hasta romper en un remolino intensificado en superficie.

El segundo hallazgo está relacionado con la propagación del remolino. Durante la fase inicial, el remolino describió una trayectoria hacia el sur a lo largo de la línea de costa. Esta propagación indica que la advección gobernó la trayectoria en esta fase. Conforme el remolino fue afectado por la topografía del fondo marino, cambió su trayectoria hacia el suroeste, consistente con la propagación de una onda de Rossby planetaria.

Y finalmente, el proceso de decaimiento estuvo relacionado con la interacción del remolino con la topografía del fondo marino. La estructura horizontal y vertical del remolino cambió al escalar y cruzar el promontorio topográfico frente a Punta Baja. La reestructuración de su morfología, de cónica a lente cálido subsuperficial, indujo pérdida de masa y energía en superficie y una transferencia de vorticidad relativa hacia la capa subsuperficial. Además, la intensificación del intercambio de calor con su entorno, acelerando el decaimiento de su núcleo anómalamente cálido al bajar el promontorio. Este resultado implica que todos los remolinos que se propaguen a través del obstáculo topográfico frente a Punta Baja serán afectados por la variación de la topografía debido a la redistribución de su vorticidad relativa inicial.

La investigación llevada a cabo en este capítulo contribuye en revelar la importancia de la variación topográfica en la zona de transición oceánica frente a Baja California. El efecto de la topografía no solo radica en redistribuir la vorticidad relativa sino también funge como un mecanismo de disipación de los flujos geostróficos que fluyen sobre ella. Si este escenario ocurre con frecuencia, la topografía juega un rol más importante de lo esperado

Capítulo 5. Conclusiones

Esta tesis abordó dos procesos oceanográficos que ocurren en la zona de transición oceánica frente a Baja California: surgencia costera y remolino subsuperficial. El primero de ellos se examinó usando observaciones de campo de alta resolución (5 km) y el segundo fue examinado de acuerdo a simulaciones numéricas realistas (“hindcast”).

Los procesos de surgencia y relajación en las aguas costeras de Baja California fueron examinados usando observaciones de las propiedades termohalinas y de corrientes realizadas en un buque oceanográfico durante Octubre del 2009. Las observaciones de campo mostraron la influencia de las variaciones del esfuerzo del viento de corto-periodo (3-4 días) no solo en la circulación, sino también en la dinámica de la surgencia costera. La circulación clásica de surgencia es remplazada por un flujo hacia el polo que fluye a lo largo de la pendiente continental cuando ocurre la relajación. Con respecto a la dinámica, encontramos diferencias importantes en el balance de vorticidad potencial en dos isopicnas típicas de la zona de estudio: la isopicna de $24.1 \sigma_\theta$ y la de $26.0 \sigma_\theta$. La vorticidad planetaria es el término principal (10^{-9}) en ambas isopicnas, no solo durante la surgencia, sino también durante la relajación. Sin embargo, en la isopicna superior, la vorticidad relativa es mayor durante la surgencia que durante la relajación, mientras que la magnitud del término de estiramiento se mantiene igual en ambos eventos; por el contrario, en la isopicna inferior, la vorticidad relativa es la misma para ambos eventos, mientras que el estiramiento es mayor durante la surgencia que durante la relajación. Como una consecuencia del principio de conservación de la vorticidad potencial, se establecen dos celdas de circulación ageostrófica durante la surgencia, una que cruza a la isopicna superior y otra que cruza a la isopicna inferior. La dinámica del frente de surgencia genera la celda de circulación ageostrófica superior y la inestabilidad simétrica genera la celda de circulación ageostrófica secundaria en la capa inferior. Las celdas de circulación ageostrófica resultaron imperceptibles durante la relajación.

La circulación ageostrófica secundaria cerca de la pendiente continental, durante un evento de surgencia, es reportada por vez primera en esta tesis. Este resultado es de interés general, ya que la surgencia costera ocurre a lo largo de las costas pertenecientes a las Corrientes Limítrofes Orientales. La presencia de esta circulación podría contribuir al intercambio de información entre la capa superior e interior del océano.

Por otro lado, la variación espacio-temporal de un remolino subsuperficial fue examinada usando simulaciones numéricas realistas bajo la arquitectura del modelo ROMS. La variación de mesoescala en

respuesta al esfuerzo de viento sinóptico contribuyó a la separación de la Contracorriente Subsuperficial de California. La separación del flujo de la pendiente continental evolucionó hasta romper en una estructura de tipo-remolino superficial. La variación en la topografía (promontorio topográfico) de la región impactó en la vida del remolino. La trayectoria hacia el sur en su etapa inicial cambio a ser suroeste. La redistribución de su vorticidad relativa inicial condujo a una reestructuración de su forma cónica a tipo-lente cálido subsuperficial. El efecto de la erosión del remolino, en términos de los flujos turbulentos de calor, fue capturado por medio de dos métodos, uno desde el marco de referencia dentro del remolino y el otro usando la definición del flujo básico. La fase de crecimiento estuvo caracterizada por la presencia de flujos de calor gradiente-abajo, es decir del interior del remolino hacia el ambiente circundante. Posteriormente, la interacción del remolino con el promontorio topográfico estuvo caracterizada por una inversión en la dirección de los flujos de calor, es decir del exterior hacia el interior. Finalmente, la reestructuración de la forma del remolino y la intensa actividad no-lineal aceleraron el proceso de decaimiento al bajar el promontorio.

Al igual que la circulación ageostrófica, la interacción entre un remolino subsuperficial de la Contracorriente Subsuperficial de California con obstáculos topográficos es examinada por vez primera en esta tesis. Aquí se expuso el cambio en la estructura inicial del remolino: de forma cónica a lente subsuperficial. Este resultado contribuye al conocimiento sobre la evolución de los remolinos subsuperficiales frente a Baja California. Además, el intercambio de información entre el remolino y su entorno inducido por la topografía irregular aquí reportado contribuye al conocimiento sobre las interacciones del flujo medio-turbulento en regiones de decaimiento turbulento.

Dos agentes surgen en esta tesis que logran alterar la circulación establecida por el esfuerzo del viento favorable a surgencia o la circulación establecida por remolinos: el evento de relajación del esfuerzo del viento y la irregularidad del fondo marino. El primer agente quedó expuesto en los capítulos 2 y 3, mientras que el segundo agente quedó en evidencia en el capítulo 3.

Con respecto a la relajación del esfuerzo del viento vimos que: la propagación hacia el norte de la perturbación en respuesta al evento de relajación, altera la estabilidad hidrodinámica de la contracorriente subsuperficial. La corriente se separa de la pendiente continental generando un meandro, tal que evoluciona hasta romper en una estructura coherente cerrada. En otras palabras, la respuesta del océano al evento de relajación funge como una perturbación de amplitud finita. Las condiciones necesarias para la separación del flujo de la pendiente continental aún quedan por ser analizadas.

Para entender el rol de la topografía sobre los flujos geostróficos generados frente a Baja California, el apéndice A aborda este tópico a través de simulaciones numéricas idealizadas y una simulación realista de alta-resolución horizontal (2 km) y vertical (90 niveles verticales). Los experimentos idealizados están orientados en resolver el impacto de la topografía irregular sobre los flujos inducidos por el esfuerzo del viento favorable a surgencia. Los resultados muestran que la topografía irregular restringe la libre evolución de los flujos superficiales. Además, induce la emisión de ondas cortas irradiadas hacia fuera de la zona de transición al paso del flujo superficial sobre un promontorio topográfico. El capítulo 3 y los resultados descritos en el apéndice sugieren que la topografía del fondo marino de la zona de transición oceánica tiene un papel de mayor influencia sobre los flujos geostróficos frente a Baja California.

Literatura citada

- Allen, J. S. (1980). Models of wind-driven currents on the continental shelf. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 12(1), 389-433.
- Amante, C., and Eakins, B. W. (2009). ETOPO1 Arc-Minute Global relief model: 662 procedures, data sources and analysis. NOAA technical memorandum NESDIS NGDC-24. *National Geophysical Data Center*, NOAA. doi: 10.7289/V5C8276M/.
- Barnier, B., et al. (2006). Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dyn.*, 56(5-6), 543-567.
- Barton, E. D., and Argote, M. L. (1980). Hydrographic variability in an upwelling area off northern Baja California in June 1976. *J. Mar. Res.*, 38,631–649.
- Beal, L., and Bryden, H. L. (1999). The velocity and vorticity structure of the Agulhas Current at 32° S. *J. Geophys. Res.*, 104(C3), 5151–5176.
- Bishop, S. P., Watts, D. R., and Donahue, K. A. (2012). Divergent eddy heat fluxes in the Kuroshio Extension at 144°-148°E. Part I: Mean structure. *J. Phys. Oceanogr.*, 43(8), 1533-1550.
- Bower, A. S., Armi, L., and Ambar, I. (1997). Lagrangian observations of Meddy formation during a Mediterranean Undercurrent seeding experiment. *J. Phys. Oceanogr.*, 27(12), 2545-2575.
- Capet, X., McWilliams, J. C., Molemaker, M. J., and Shchepetkin, A. F. (2008). Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. Part I: Flow structure, eddy flux, and observational tests. *J. Phys. Oceanogr.*, 38(1), 29–43.
- Capet, X., Marchesiello, J. P., and McWilliams, J. C. (2004). Upwelling response to coastal wind profiles. *Geophys. Res. Lett.*, 31(13), L13311, doi:10.1029/2004GL020123.
- Carton, J. A., and Giese, B. S. (2008). A Reanalysis of ocean climate using Simple Ocean Data Assimilation (SODA). *Mon. Weather Rev.*, 136(8), 2999-3017.
- Centurioni, L. R., Ohlman, J. C., and Niiler, P. P. (2008). Permanent meanders in the California Current System. *J. Phys. Oceanogr.*, 38(8), 1690-1710.
- Chaigneau, A., Texier, M. L., Eldin, G., Grados, C., and Pizarro, O. (2011). Vertical structure of mesoscale eddies in the Eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and Argo profiling floats. *J. Geophys. Res.*, 116(C11), C11025.
- Charney, J. G., and Stern, M. E. (1962). On the stability of internal baroclinic jet in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 19(2), 159-172.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., and Samelson, R. M. (2007). Global observations of large oceanic eddies. *Geophys. Res. Lett.*, 34(15), L15606.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., and Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progr. Oceanogr.*, 91(2), 167-216.

- Chelton, D., Szoeké, A., Schlax, M., Naggar, K., and Siwertz, N. (1998). Geophysical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. *J. Phys. Oceanogr.*, 28(3), 433-460.
- Chin, T. M., Milliff, R. F., and Large, W. G. (1998). Basin-scale, high-wavenumber sea surface temperature wind fields from a multiresolution analysis of scatterometer data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 15(3), 741-763.
- Cohen, J., Foster, J., Barlow, M., Saito, K., and Jones, J., (2010). Winter 2009–2010: a case study of an extreme Arctic Oscillation event. *Geophys. Res. Lett.*, 37(17), L17707.
- Colas, Fr., McWilliams, J. C., Capet, X., and Kurian, J. (2012). Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. *Climate Dyn.*, 39(1-2), 509-529.
- Colas, Fr., Capet, X., McWilliams, J. C., and Li, Z. (2013). Mesoscale eddy buoyancy flux and eddy-induced circulation in Eastern Boundary Currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 43(6).
- Csanady, G.T., (1977). Intermittent “full” upwelling in Lake Ontario. *J. Geophys. Res.* 83 (3), 397–419.
- Csanady, G.T., (1979). The pressure field along the western margin of north Atlantic. *J. Geophys. Res.* 84(C8), 4905–4915.
- Cushman-Roisin, B., and Beckers, J. M., (2011). *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics: Physical and Numerical Aspects*. Vol. 101. Academic Press, Massachusetts.
- D’Asaro, E. (1988). Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *J. Geophys. Res.*, 93(C6), 6685-6693.
- Davis, A., and Di Lorenzo, E. (2015). Interannual forcing mechanisms of California Current transport I: meridional currents. *Deep Sea Res. Part I*, 112, 18-32.
- Debreu, L., Marchesiello, P., Penven, P., and Cambon, G. (2011). Two-way nesting in split-explicit ocean models: algorithm, implementation and validation. *Ocean Modell.*, 49, 1-21.
- Deremble, Br., Wieders, N., Dewar, W.K. (2014). Potential vorticity budgets in the North Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 44(1), 164–178.
- Dewar, W. K. (2002). Baroclinic eddy interaction with isolated topography. *J. Phys. Oceanogr.*, 32(10), 2789-2805.
- Durazo, R. (2015). Seasonality of the transitional region of the California Current System off Baja California. *J. Geophys. Res.*, 120(2), 1173-1196.
- Durazo, R., and Baumgartner, T. (2002). Evolution of oceanographic conditions off Baja California. *Progr. Oceanogr.*, 54(1), 7-31.
- Durski, S. M., and Allen, J. S. (2005). Finite-amplitude evolution of instabilities associated with coastal upwelling front. *J. Phys. Oceanogr.*, 35(9), 1606-1628.
- Eden, C., Greatbatch, R. J., and Olbers, D. (2007). Interpreting eddy fluxes. *J. Phys. Oceanogr.*, 37(5), 1281-1296.

- Egbert, G.D., and Erofeeva, S. Y. (2002). Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 19(2),183–204.
- Eldevik , T., and Dysthe, K. B. (2002). Spiral eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 32(3),85-869.
- Flierl, G., and McWilliams, J. C. (1977). On the sampling requirements for measuring moments of eddy variability. *J. Mar. Res.*, 35, 797-820.
- Foffonof, N.P., Millard, R. C. (1983). Algorithms for the Computation of Fundamental Properties of Seawater. UNESCO Technical Papers in Marine Sciences. vol. 44, pp. 1-53.
- Forget, G., Campin, J.M., Heimbach, P., Hill, C. N., Ponte, R. M., and Wunsch, C. (2015). ECCO version 4: An integrated framework for non-linear inverse modeling and global ocean state estimation. *Geosci. Model Dev.*, 8, 3071-3104.
- Fox-Kemper, B., Ferrari, R., and Pedlosky, J. (2003). On the indeterminacy of rotational and divergent eddy fluxes. *J. Phys. Oceanogr.*, 33(2), 478-483.
- Gan, J., and Allen, J. S. (2002). A modeling study of shelf circulation off northern California in the region of the coastal ocean dynamics experiment: response to relaxation of upwelling winds. *J. Geophys. Res.* 107(C9), 3123.
- Garfield, N., Collins, C. A., Paquette, R. G., and Carter, E. (1999). Lagrangian exploration of the California Undercurrent. 1992-1995. *J. Phys. Oceanogr.*, 29(4), 560-583.
- Gomez-Valdes, J., y Vélez-Muñoz, S. (1982). Variaciones estacionales de temperatura y salinidad en la región costera de la Corriente de California. *Cienc. Mar.*, 8(2), 167-178.
- Gomez-Valdes, J., and Jeronimo, G. (2009). Upper mixed layer temperature and salinity variability in the tropical boundary of the California Current. 1997-2007, *J. Geophys. Res.*, 114(C3), C03012.
- Gomez-Valdes, J., Torres, H. S., and Wang, D.-P. (2016). Shipboard observations of a California Undercurrent eddy off northern Baja California. *J. Geophys. Res.Oceans*, submitted.
- Gomez-Valdes, J., and Vazquez, H.J., (2011). Wind patterns over the Coastal Upwelling Region off Northern Baja California. Abstract OS21A-1585 Presented at 2011 Fall Meeting, 5–9 Dec. AGU, San Francisco, CA.
- Harms, S., and Winant, C.D., (1998). Characteristics patterns of the circulation in the Santa Barbara Channel. *J. Geophys. Res.* 103(C2), 3041–3065.
- Hebert, D. N., Oakey, N., and Ruddick, B. (1990). Evolution of a Mediterranean salt lens: Scalar properties. *J. Phys. Oceanogr.*, 20(9), 1468-1483.
- Herbette, S., Morel, Y., and Arhan, M. (2003). Erosion of a surface vortex by a seamount. *J. Phys. Oceanogr.*, 33(8), 1664-1679.
- Herbette, S., Morel, Y., and Arhan, M. (2005). Erosion of a surface vortex by a seamount on the β -plane. *J. Phys. Oceanogr.*, 35(11), 2012-2030.

- Hickey, B. M. (1998). Coastal oceanography of western North America from the tip of Baja California to Vancouver Island. In: Robinson, A. R., Brink, K. H. (Eds.), *The Sea, The Global Coastal Ocean*, 11. John Wiley & Sons, New York, pp. 345-393.
- Hormazabal, S., Combes, V., Morales, C. E., Correa-Ramirez, M. A., Di Lorenzo, E., and Nuñez, S. (2013). Intrathermocline eddies in the coastal transition zone off central Chile (31-41° S). *J. Geophys. Res. Oceans*, 118(10), 4811-4821.
- Hoskins, B.J., Bretherton, F. P., (1972). Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution. *J. Atmos. Sci.*, 29(1), 11–37.
- Hoskins, B.J., McIntyre, M. E., and Robertson, A. W., (1985). On the use and significance of isentropic potential vorticity. *Q. J. R. Meteorolog. Soc.*, 111(470), 877–946.
- Jeronimo, G., and Gomez-Valdes, J. (2007). A subsurface warm-eddy off northern Baja California in July 2004. *Geophys. Res. Lett.*, 34(6).
- Jeronimo, G., and Gomez-Valdes, J. (2010). Mixed layer depth variability in the tropical boundary of the California Current, 1997-2007. *J. Geophys. Res.*, 115(C5), C05014.
- Johns, E., Watts, D. R., and Rossby, H. T. (1989). A test of geostrophy in the Gulf Stream. *J. Geophys. Res.*, 94(C3), 3211–3222.
- Jouanno, J., Sheinbaum, J., Barnier, B., Molines, J. M., and Candela, J. (2012). Seasonal and interannual modulation of the eddy kinetic energy in the Caribbean Sea. *J. Phys.Oceanogr.*, 42(11), 2041-255.
- Kara, A. B., Rochford, P. A., and Hulburt, H. E., (2000). An optimal definition for ocean mixed layer depth. *J. Geophys. Res.* 105 (16), 803–16821.
- Kim, W., Yeh, S.-W., Kim, J.-H., Kug, J.-S., and Kwon, M. (2011). The unique 2009–2010 El Niño event: a fast phase transition of warm pool El Niño to La Niña. *Geophys. Res. Lett.*, 38(15), L15809.
- Kurczyn, J. A., Beier, E., Lavin, M. F., Chaigneau, A., and Godinez, V. M. (2013). Anatomy and evolution of a cyclonic mesoscale eddy observed in the northeastern Pacific tropical-subtropical transition zone. *J. Geophys. Res.*, 118(11), 5931-5950.
- Kurczyn, J. A., Beier, E., Lavin, M. F., and Chaigneau, A. (2012). Mesoscale eddies in the northeastern Pacific tropical-subtropical transition zone: Statistical characterization from satellite altimetry. *J. Geophys. Res.*, 117(C10).
- Kurian, J., Colas, F., Carpet, X., McWilliams, J. C., and Chelton, D. B. (2011). Eddy properties in the California Current System. *J. Geophys. Res.*, 116(C8), C08027.
- Large, W. L., and Yeager, Y. G. (2004). Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models: The data sets and flux climatologies, NCAR Tech. Rep. TN-460+STR, 760 105 pp.
- Large, W.G., Pond, S. (1981). Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 11(3), 324–336.
- Lu, J., Wang, F., Liu, H., and Lin, P. (2016). Stationary mesoscale eddies, upgradient eddy fluxes, and the anisotropy of eddy diffusivity. *Geophys. Res. Lett.*, 43(2).

- Lynn, R. J., Simpson, J. J. (1987). The California Current System: the seasonal variability of its physical characteristics. *J. Geophys. Res.*, 92(c12), 12947–12966.
- Lynn, R.J., Baumgartner, T., Collins, C. A., Garcia, J., Hayward, T. L., Hyrenbach, K. D., Mantyla, A. W., Murphree, T., Shankle, A., Schwing, F. B., Sakuma, K. M., and Tegner, M. (1998). The State of the California Current, 1997–1998: Transition to El Niño Conditions. CalCOFI Rep. 39, 25–49.
- Mahadaven, A. (2016). The impact of submesoscale physics on primary productivity of plankton. *Annual Review of Marine Science*, 8(1), 161-184.
- Marchesiello, P., McWilliams, J. C., and Shchepetkin, A. (2001). Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models. *Ocean Modell.*, 3(1), 1-20.
- Marchesiello, P., McWilliams, J. C., and Shchepetkin, A. (2003). Equilibrium structure and dynamics of the California current system. *J. Phys. Oceanogr.*, 33(4), 753-783.
- Marshall, D., and Tansley, C. E. (2001). An implicit formula for boundary current separation. *J. Phys. Oceanogr.*, 31(6), 1633-1638.
- Marshall, J., and Shutts, G. (1981). A note on rotational and divergent eddy fluxes. *J. Phys. Oceanogr.*, 11(12), 1677-1679.
- Marshall, J., Adcroft, A., Hill, C., Perelman, L., and Heisey C. (1997). A finite-volume, incompressible Navier-Stokes model for studies of the ocean on parallel computers. *J. Geophys. Res.*, 102(C3), 5753-5766.
- Mateos, E., Marinone, S. G., and Lavín, M. F. (2013). Numerical modeling of the coastal circulation off northern Baja California and southern California. *Cont. Shelf Res.*, 58, 50-66.
- Melton, C., Washburn, L., and Gotshalk, C. (2009). Wind relaxation and pole ward events in the coastal upwelling system on the central California coast. *J. Geophys. Res.*, 114(C11), C11016.
- Menemenlis, D., Campin, J., Heimbach, P., Hill, C., Lee, T., Nguyen, A., Schodlok, M., and Zhang, H. (2008). ECCO2: High resolution global ocean and sea ice data synthesis. *Mercator Ocean Quarterly Newsletter*, 31, 13-21.
- Mensa, J. A., Garraffo, Z., Griffa, A., Özgökmen, T. M., Haza, A., and Venesiani, M. (2013). Seasonality of the submesoscale dynamics in the Gulf Stream region. *Ocean Dyn.*, 63(8), 923-941.
- Mesinger, F., Dimego, G., Kalnay, E., Mitchell, K., Shafran, P. C., Ebisuzaki, W., Jovic, D., Woollen, E., Rogers, E., Berbery, E. H., Ek, M. B., Yun, F., Grumbine, R., Higgins, W., Li, H., Lin, Y., Manikin, G., Parrish, D., and Shi, W. (2006). North American Regional Reanalysis. *Bull Am. Meteor. Soc.*, 87(3), 343-360.
- Molemaker, J., McWilliams, J. C., and Yavneh, I. (2005). Baroclinic instability and loss of balance. *J. Phys. Oceanogr.*, 35(9), 1505-1517.
- Molemaker, J., McWilliams, J. C., and Dewar, W. K. (2015). Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the California Undercurrent. *J. Phys. Oceanogr.*, 45(3), 613-629.

- Mooers, C. N. K., Collins, C. A., and Smith, R. L. (1976). The dynamic structure of the frontal zone in the coastal upwelling region off Oregon. *J. Phys. Oceanogr.*, 6(1), 3–21.
- Nagai, T., Gruber, N., Frenzel, H., Lachkar, Z., McWilliams, J. C., and Plattner, G.-K. (2015). Dominant role of eddies and filaments in the offshore transport of carbon and nutrients in the California Current System. *J. Geophys. Res. Oceans*, 120(8), 5318-5341.
- Nagai, T., Tandon, A., Yamazaki, H., Doubell, M., and Gallagher, S. (2012). Direct observations of microscale turbulence and thermohaline structure in the Kuroshio Front. *J. Geophys. Res.*, 117(C8), C08013.
- Nuss, W., et al. (2000). Coastally trapped wind reversals: progress toward understanding. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 81(4), 719–743.
- Ochoa, J., Sheinbaum, J., Badan, A., Candela, J., and Wilson, D. (2001). Geostrophy potential vorticity in version in the Yucatan channel. *J. Mar. Res.*, 59(5), 725–747.
- Pallas-Sanz, E., Johnston, T. M. S., and Rudnick, D. L. (2010). Frontal dynamics in a California Current System shallow front: 1. Frontal process and tracer structure. *J. Geophys. Res.*, 115(C12), C120067.
- Pedlosky, J. (1964). The stability of currents in the atmosphere and ocean: part I. *J. Atmos. Sci.*, 21(2), 201-219.
- Pelland, N. A., Eriksen, C., and Lee C. M. (2013). Subthermocline eddies over the Washington continental slopes observed by sea gliders, 2003-09. *J. Phys. Oceanogr.*, 43(10), 2026-2053.
- Penven, P., Echevin, V., Pasapera, J., Colas, F., and Tam, J. (2005). Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modeling approach. *J. Geophys. Res.*, 110(C10).
- Pérez-Brunius, P., Lopez, M., and Pineda, J. (2006). Hydrographic conditions near the coast of north western Baja California: 1997–2004. *Cont. Shelf Res.*, 26(8), 885–901.
- Pérez-Brunius, P., Lopez, M., Parés-Sierra, A., and Pineda, J. (2007). Comparison of upwelling indices off Baja California derived from three different wind data sources. *CalCOFI Reports*, Vol. 48, 204-214.
- Pietri, A., Testor, P., Echevin, V., Chaigneau, A., Mortier, L., Eldin, G., and Grados, C. (2013). Fine scale vertical structure of the upwelling system off southern Peru as observed from glider data. *J. Phys. Oceanogr.*, 43(3), 631-646.
- Pollard, R. T., and Regier, A., (1992). Vorticity and vertical velocity circulation at an ocean front. *J. Phys. Oceanogr.*, 22(6), 609–625.
- Reid, J. L., Jr., Roden, G. I., and Wylie, J. G. (1958). Studies of the California Current System, California Cooperative Oceanic Fisheries Investigations. Progress Report, 1 July to 1 January, 1958, pp. 27-56.
- Rhines, P. B., and Holland, W. R. (1979). A theoretical discussion of eddy-driven mean flows. *Dyn. Atmos. Oceans*, 3(2), 289-325.

- Rio, M. H., and Hernandez, F. (2004). Mean dynamic topography computed over the world ocean from altimetry, in situ measurements and geoid model. *J. Geophys. Res.*, 109(C12), C12032.
- Roemmich, D. (1983). Optimal estimation of hydrographic station data and derived fields. *J. Phys. Oceanogr.* 13(8), 1544–1549.
- Roulet, G., and Klein, P. (2010). Cyclone-anticyclone asymmetry in geophysical turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 104(21), 218501.
- Rudnick, D.L., (1996). Intensive surveys of the Azores front: 2. Inferring the geostrophic and mesoscale vertical velocity fields. *J. Geophys. Res.* 101(C7), 16,291–16,303.
- Sasaki, H., Klein, P., Qiu, B., and Sasai, Y. (2014). Impact of oceanic-scale interactions on the seasonal modulation of ocean dynamics by the atmosphere. *Nature Communications*, 5.
- Send, U., Beardsley, R. C., and Winant, C. D. (1987). Relaxation from upwelling in the Coastal Ocean Dynamics Experiment. *J. Geophys. Res. (oceans)*, 92(C2), 1683-1698.
- Shchepetkin, A. F., and McWilliams, J. C. (2005). The Regional Oceanic Modeling System (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate ocean model. *Ocean Modell.*, 9(4), 347-404.
- Shulman, I., Anderson, S., Rowley, C., De Rada, S., Doyle, J., and Ramp, S., (2010). Comparison of upwelling and relaxation events in the Monterey Bay area. *J. Geophys. Res.*, 115(C6), C06016.
- Simpson, J. J., and Lynn, R. J. (1990). A mesoscale eddy dipole in the offshore California Current. *J. Geophys. Res.*, 95(C8), 13, 009-13, 022.
- Song, Y., and Haidvogel, D. (1994). A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system. *J. Comput. Phys.*, 115(1), 228-248.
- Stern, M. E., (1965). Interaction of a uniform wind stress with ageostrophic vortex. *Deep Sea Res. Part I*, 12(3), 355–367.
- Stewart, R. H. (2008). *Introduction to Physical Oceanography*. Texas A & M University. P.147.
- Strub, T., and James, C. (2000). Altimeter-derived surface circulation in the large-scale NE Pacific Gyres. Part 1. Seasonal variability. *Prog. Oceanogr.*, 53(2), 163-183.
- Strub, P. T., Kosro, P. M., and Huyer, A. (1991). The nature of the cold filaments in the California Current System. *J. Geophys. Res.*, 96(C8), 14, 743-14, 768.
- Talley, L. D., (1985). Ventilation of the subtropical North Pacific: the shallow salinity minimum. *J. Phys. Oceanogr.*, 15(6), 633–649.
- Thomas, L. N., (2005). Destruction of potential vorticity by winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 35(12), 2457–2466.
- Thomsen, S., Kanzow, T., Krahnmann, G., Greatbatch, R. J., Dengler, M., and Lavik, G. (2015). The formation of a subsurface anticyclonic eddy in the Peru-Chile Undercurrent and its impact on the near-coastal salinity, oxygen, and nutrient distributions. *J. Geophys. Res. Oceans*, 121(1), 476-501.

- Thurnherr, A. M., (2009). How to process LADCP data with LDEO software. (<ftp://ftp.ideo.columbia.edu/pub/LADCP/HOWTO>).
- Vallis, G. K. (2005). *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and lar-scale circulation*. Cambridge University Press. p. 733.
- Wang, D., 1997. Effects of synoptic-scale wind on coastal upwelling with application to Point Conception. *J. Geophys. Res.* 102(C7), 15555–15566.
- Waterman, S., and Jayne, S. R. (2011). Eddy-driven recirculation from a localized transient forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 42(3), 430-447.
- Waterman, S., Hogg, N. G., and Jayne, S. R. (2011). Eddy-mean flow interaction in the Kuroshio Extension region. *J. Phys. Oceanogr.*, 41(6), 1182-1208.
- Watts, D. R., Qian, X., and K. L. Tracey (2001). Mapping abyssal current and pressure fields under the meandering Gulf Stream. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18(6), 1052-1067.
- Wei, J., Wang, D. -P., and Flagg, Ch. (2008). Mapping Gulf Stream warm core rings from shipboard ADCP transects of the Oleander Project. *J. Geophys. Res.*, 113(C10), C10021.
- Winant, C. D., and Dorman, C. E., (1997). Seasonal patterns of surface wind stress and heat flux over the Southern California Bight. *J. Geophys. Res.* 102(C3), 5641–5653.
- Winant, C. D., Dorman, C. E., Friehe, C. E., and Beardsley, R. C., (1988). The marine layer off Northern California: an example of supercritical channel flow. *J. Atmos. Sci.*, 45(23), 3588–3605.
- Yasuda, I., Hiroe, Y., Komatsu, K., Kawasaki, K., Joyce, T. M., Bahr, F., Kawasaki, Y., (2001). Hydrographic structure and transport of the Oyashio south of Hokkaido and the formation of North Pacific Intermediate water. *J. Geophys. Res.*, 106(C4), 6931–6942.
- Zavala-Sansón, L. (2002). Vortex-ridge interaction in a rotating fluid. *Dyn. Atmos. Oceans*, 35(4), 299-325.
- Zaytsev, O., Cervantes-Duarte, R., Montante, O., and Gallegos-Garcia, A. (2003). Coastal upwelling activity on the Pacific shelf of the Baja California peninsula. *J. Oceanogr.*, 59(4), 489–502.
- Zhang, Z., Zhao, W., Tian, J., and Liang, X. (2013). A mesoscale eddy pair southwest of Taiwan and its influence on deep circulation. *J. Geophys. Res. Oceans*, 118(12), 6479-6494.

Apéndice A.

Efecto de la topografía irregular sobre los flujos inducidos por el viento frente a Baja California

El capítulo 3 de esta disertación, mostró que la topografía juega un papel más importante de lo esperado en la zona de transición frente a Baja California. Al modificar la estructura inicial del remolino anticiclónico e inducir la interacción entre el remolino y su entorno. Así que este apéndice aborda el efecto de la topografía irregular sobre los flujos geostroficados generados por el esfuerzo del viento favorable a surgencia frente a Baja California. El análisis está basado en simulaciones numéricas idealizadas (bajo la arquitectura del modelo ROMS) y simulaciones numéricas que representan el estado del arte en modelos de circulación general del océano de alta resolución ($dx = 2$ km y 90 niveles verticales) (bajo la arquitectura del modelo MITgcm). Los resultados indican que la topografía irregular restringe la libre evolución de las estructuras geostroficadas inducidas por el esfuerzo del viento. En superficie el régimen dinámico es dominado por remolinos de mesoescala y frontogénesis. A su vez, la presencia de topografía irregular desencadena una pérdida de energía de las estructuras superficiales a través de estructuras de escala pequeña en el interior del océano.

A.1 Metodología

A.1.1 Experimentos idealizados

El modelo numérico usado en los experimentos idealizados es el modelo Regional Ocean Model System (ROMS) (Shchepetkin y McWilliams, 2005). Es un modelo que resuelve las ecuaciones primitivas en coordenadas curvilíneas y coordenadas sigma en la vertical, bajo la aproximación hidrostática. El esquema de advección corriente-arriba de tercer orden es utilizado (Shchepetkin y McWilliams, 2005). Para la mezcla horizontal, el esquema Laplaciano con valores de $70 \text{ m}^2/\text{s}$ es utilizado. Para la mezcla vertical, la parametrización *k-Profile* es utilizado (Large et al., 1994). El esfuerzo del fondo es parametrizado de acuerdo a un esfuerzo del fondo lineal con un coeficiente de valor de $0.3 \times 10^{-3} \text{ m/s}$. El dominio numérico se muestra en la Figura A1, el cual

abarca la zona de transición frente a Baja California. El eje-x es perpendicular a la costa, el eje-y es a lo largo de la costa y el eje-z es positivo hacia arriba. La frontera este es cerrada, las fronteras oeste-norte-sur se especificaron con condiciones de radiación. Dos experimentos se diseñaron; experimento-1 con batimetría idealizada, fondo-plano; 2) el experimento-2 con batimetría real extraída del programa ETOPO-1, con resolución de 1.8 km. La batimetría es interpolada a una malla numérica curvilínea con resolución que varía entre 2.3 km fuera de la costa y 1.3 km cerca de la costa. La resolución en la dirección “y” la resolución es la misma, 1.7 km. 44 niveles verticales fueron usados. La profundidad del océano máxima es de 2000 m y la mínima de 25 m. Para ambas experimentos el esfuerzo del viento es uniforme del noroeste, paralelo a la línea de costa, favorable al desarrollo de surgencia costera. Las condiciones iniciales se diseñaron a partir de un perfil de densidad correspondiente al mes de abril.

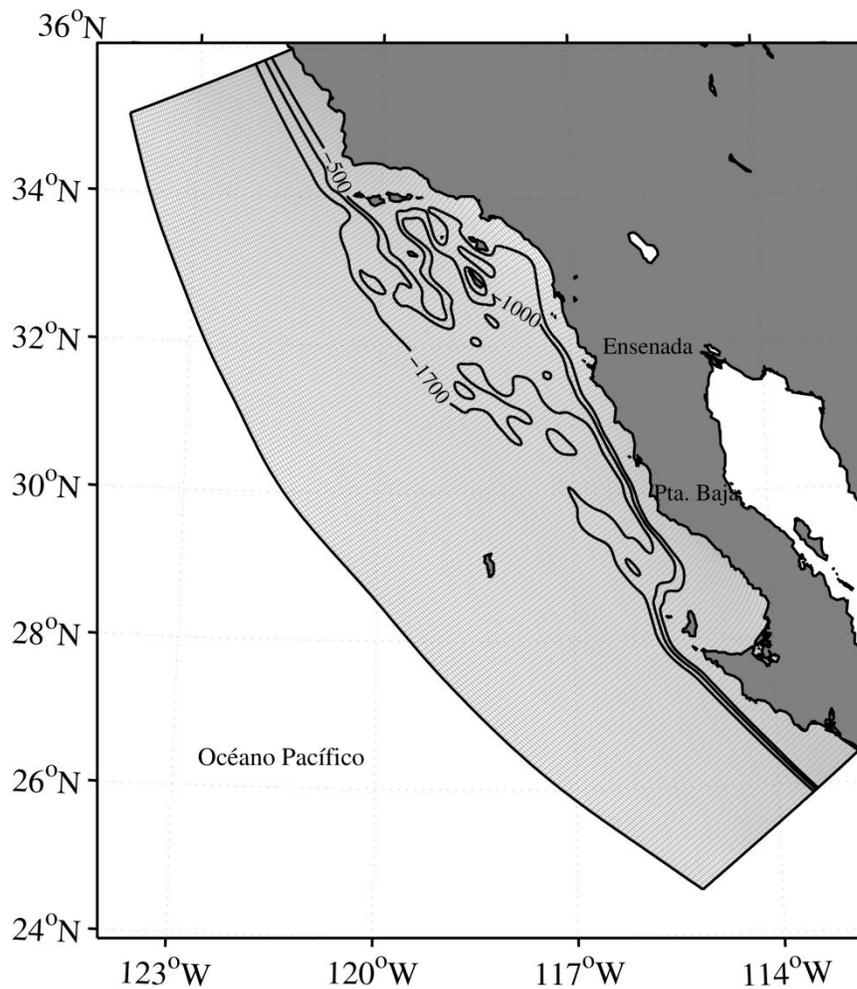


Figura A1. Dominio numérico y batimetría usada en la simulación con topografía real.

A.1.2. Simulaciones numéricas realistas de alta-resolución: ECCO-2 IcES Project

Para tener un panorama realista de la dinámica en el interior del océano y comparar los experimentos idealizados, se usó la base de datos del programa ECCO-2 IcES Project (Menemenlis et al., 2008). Este modelo de circulación general del océano representa el estado del arte en cuestión de simulaciones numéricas globales realistas. Su alta-resolución horizontal (2km) y vertical (90 niveles verticales) y junto con la alta frecuencia de sus forzamientos permiten analizar el espectro completo del régimen de mesoescala y parte del espectro del régimen de submesoescala (5 km – 20 km en la horizontal y 100 m de profundidad).

El modelo Massachusetts Institute of Technology-general circulation model (MITgcm, Marshall et al., 1997; Hill et al., 2007) es el corazón del Proyecto ECCO-2. En este estudio se utilizó la simulación llc4320 que se basa en una configuración global del océano y zonas polares del MITgcm en su versión hidrostática, tal que usa una malla “latitude-longitude-polar” (Forget et al., 2015). La simulación llc4320 representa la resolución horizontal más alta de un conjunto de simulaciones jerárquicas que inician con el modelo ECCO2-adjoint method-estimate con una resolución de $1/6^\circ$ hasta llegar a una resolución de $1/48^\circ$, simulación llc4320.

A.2 Resultados y discusión

A.2.1 Topografía-real vs. fondo-plano

La simulación con topografía-real inicia con un océano en reposo, el cual evoluciona a una surgencia costera debido al esfuerzo del viento-favorable a surgencia (Figura A2, columna izquierda). El chorro hacia el sur de la surgencia costera es marcado por valores de vorticidad relativa negativa en su flanco oceánico, mientras que en su flanco costera valores positivos de vorticidad relativa lo enmarcan ($T = 15$ días). Conforme el tiempo avanza, filamentos de vorticidad con longitudes de onda de 10 km se desarrollan ($T = 25$ días). Estructuras cerradas son observadas a 32°N , 31°N y 30°N , y estas son bien definidas al tiempo $T = 35$ días, con escalas horizontales que varían a lo largo de la costa: 40 km a 32°N , 30 km a 30°N y 25 km a 29°N . Las estructuras son caracterizadas por tener valores de Ro negativos en el centro y rodeadas por valores positivos de Ro . La evolución de los filamentos de vorticidad al tiempo $T = 25$ días evolucionan interactuando entre sí, hasta fusionarse en estructuras de mayor tamaño, llegando

a formar una estructura de tipo-espiral de remolinos (Eldevik and Dysthe, 2002; Durski et al., 2005).

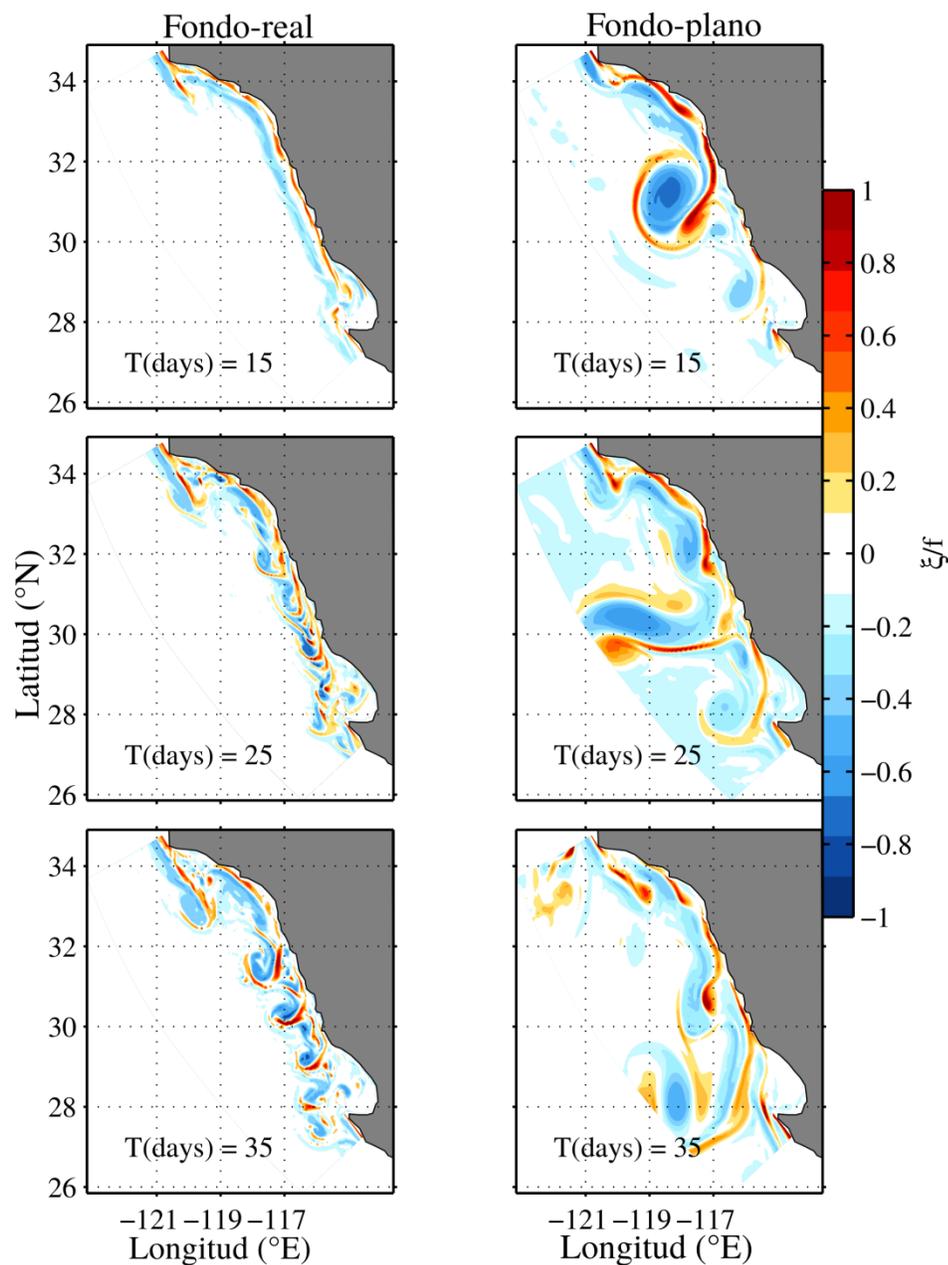


Figura A2. Mapas instantáneos de vorticidad relativa normalizada con el parámetro de Coriolis. Izquierda) simulación con topografía-real; derecha) simulación con fondo-plano.

Sin embargo, la simulación con fondo-plano muestra marcadas diferencias en la evolución de los filamentos de vorticidad. Al tiempo $T = 15$ días, una estructura de tipo-remolino anticiclónico con un diámetro de 150 km es bien definido a 31°N . Otro remolino anticiclónico a 29°N al sur de Punta Baja con un diámetro de 70 km es también definido, aunque de menor amplitud en la

vorticidad relativa. El origen de las perturbaciones para ambos experimentos radica en la presencia de las curvaturas en la línea de costa y curvaturas en lo largo de la pendiente continental, como por ejemplo, la curvatura en las isobatas a 32°N y Punta Baja. Sin embargo, la presencia/ausencia de la topografía irregular modula la tasa de crecimiento de las perturbaciones y marino fomenta la partición de la energía impartida por el esfuerzo del viento en estructuras de menor tamaño relativas a las formadas en la simulación con fondo plano.

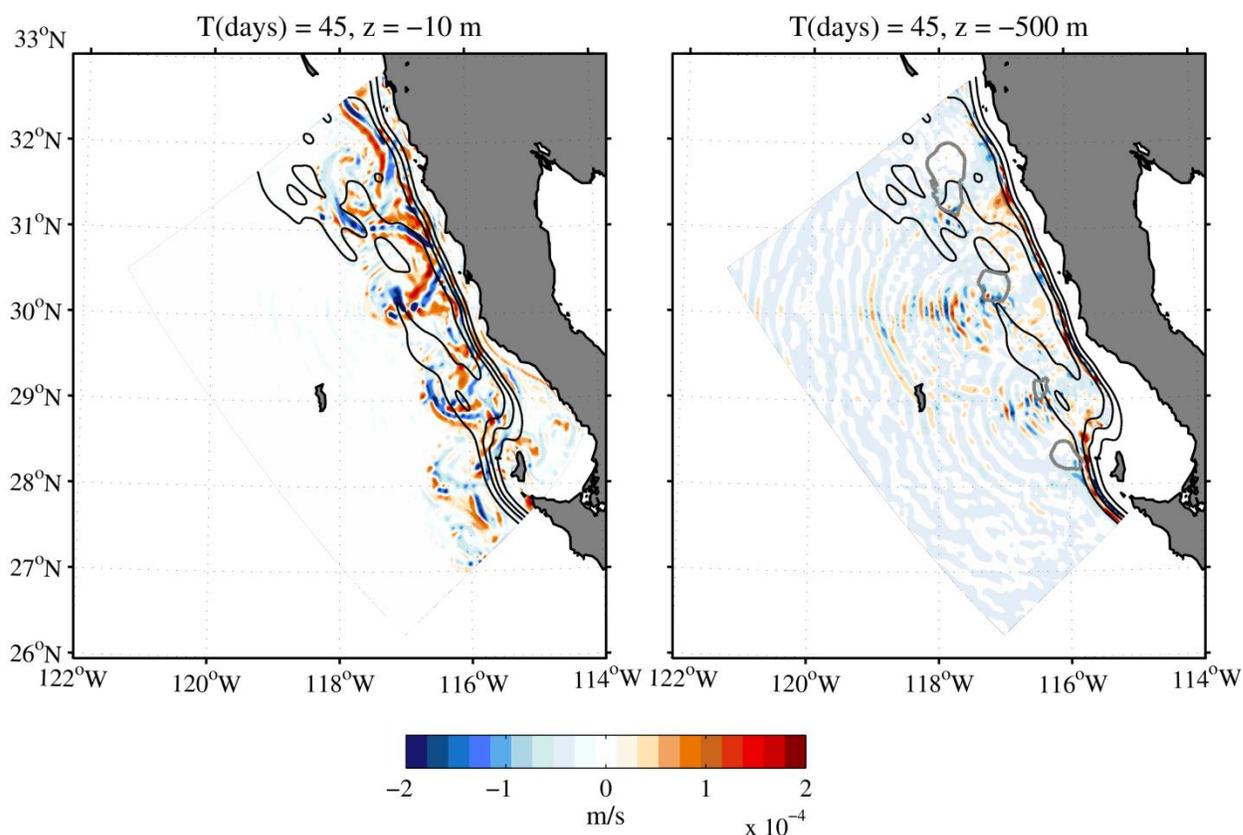


Figura A3. Mapas instantáneos de la componente vertical de la velocidad (w) de la simulación con topografía-real.

Otro interesante efecto que surge en la simulación con topografía real, es el patrón que describe la distribución de la componente vertical (w) de la velocidad (Figura A3). En la simulación con topografía real, emergen movimientos verticales de escala-pequeña en el interior del océano ($z = -500 \text{ m}$). Estas estructuras de tipo-onda son emitidas cuando los filamentos superficiales cruzan los obstáculos topográficos.

A.2.2 Simulación numérica realista de alta resolución

Para corroborar los resultados obtenidos en las simulaciones numéricas idealizadas las salidas de la simulación llc4320 fueron usadas. En particular, la componente vertical de la velocidad (w) es usada.

La componente- w de la simulación llc4320 muestra diferencias en su distribución horizontal entre la parte superior del océano ($z = -30$ m) y su parte intermedia ($z = -500$ m) (Figura A4, paneles superiores). Los mapas instantáneos de w en la parte superior del océano muestran estructuras e tipo-filamentos, donde las máximas amplitudes de w (20 m/día) están confinadas a las escalas de los filamentos. Por otro lado, la distribución de w en el interior del océano exhibe una gran variedad de escalas horizontales, con velocidades máximas de 34 m/día.

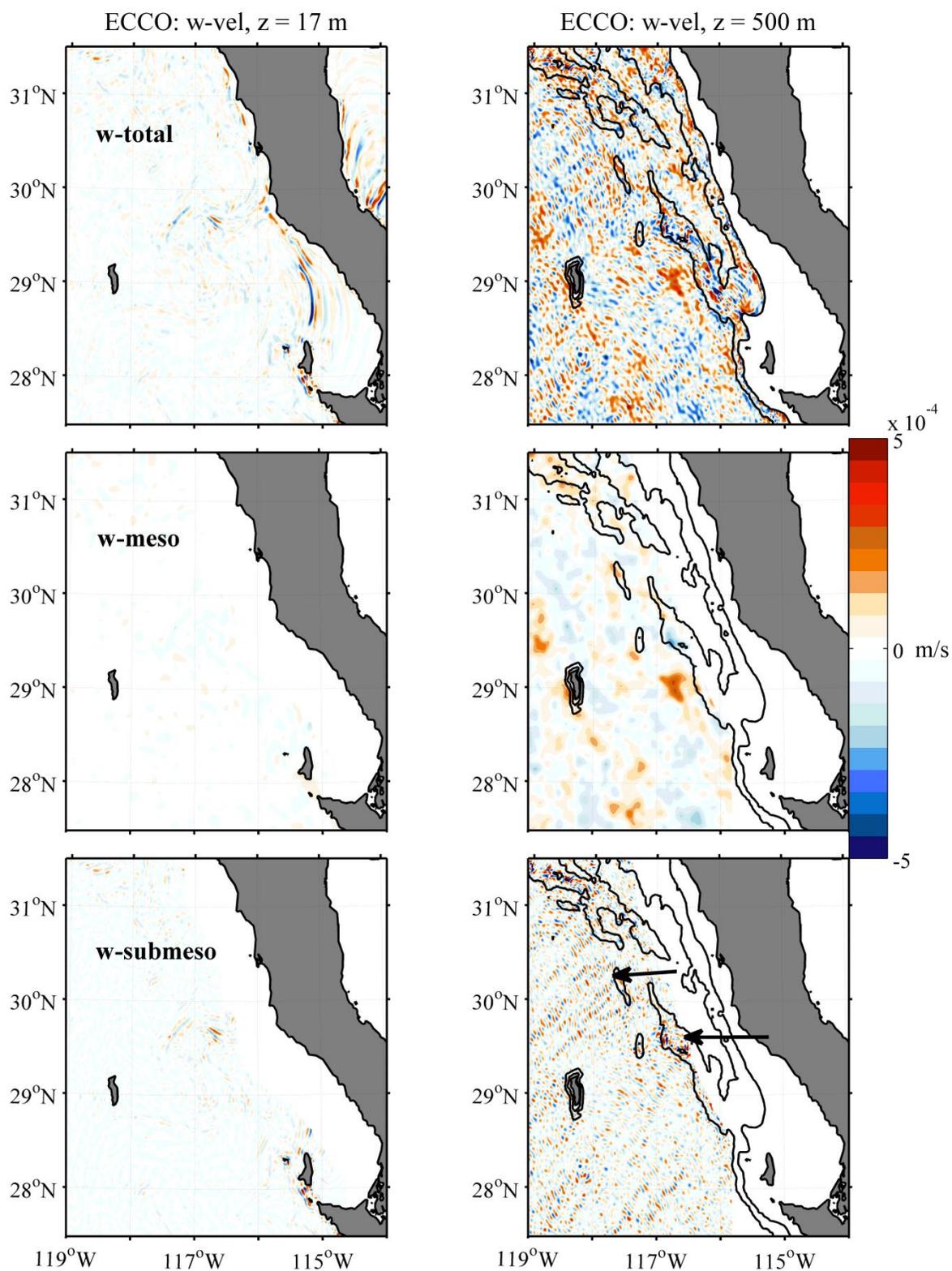


Figura A5. Mapas instantáneos de la componente-w para la parte superior (columna izquierda) y la parte interior (columna derecha) del océano. (Paneles superiores) componente total de w; (paneles centrales) fracción de mesoescala de la componente-w; y (paneles inferiores) fracción de submesoescala de la componente-w.

Para separar la fracción de mesoescala de la componente-w de la fracción de submeso-escala, aplicamos un filtro espacial según Mensa et al. (2013). Estos autores usan una función seno de acuerdo a la ecuación

$$f(x) = \frac{\text{sen}\left(\frac{x2\pi}{l}\right)}{\frac{2x\pi}{l}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{x4\pi}{l^2}\right)}{\frac{x4\pi}{l^2}}, \quad (\text{A1})$$

donde el parámetro l es seleccionado de acuerdo a la mínima diferencia entre el campo filtrado y el campo total. De acuerdo a este método se seleccionó 70 km. Así que todas aquellas escalas igual o mayores a 70 km son catalogadas como estructuras de mesoescala y las menores a 70 km como estructuras de submesoescala.

La Figura A5, paneles centrales e inferiores, muestra el resultado de la separación de la componente-w. Sorpresivamente, la componente-w en la parte superior del océano es determinada por estructuras de submesoescala (Figura A5, paneles centrales) y filamentos. Y en la parte interior del océano (Figura A5, paneles inferiores) hay una coexistencia tanto de estructuras de meso- como de submeso-escala.

Otro punto interesante es la distribución que presentan ambas contribuciones (w-meso y w-submeso). La distribución de la componente-w-meso es similar a la distribución observada en la simulación de fondo-plano, mientras que la componente-w-submeso captura la distribución observada en la simulación con fondo-real. En otras palabras, la señal de submesoescala de la componente-w revela el efecto de la irregularidad del fondo marino: El patrón de valores positivos-negativos emitidos al paso del filamento superficial sobre el promontorio topográfico frente a Punta Baja asemeja la emisión de ondas cortas inducida por la topografía (Nikurashin y Ferrari et al., 2012; Molemaker et al., 2013).

A.3 Conclusión

Los resultados de los experimentos idealizados indican que la topografía tiende a modular el tamaño y crecimiento de las estructuras formadas a partir del esfuerzo de viento. Además, junto con la simulación Ilc4320 se encontró la continua emisión de ondas cortas al paso de estructuras superficiales sobre los promontorios topográficos, lo que implica una continua cascada directa de energía a escalas pequeñas y escalas de disipación en el interior del océano.