



Universidad de Concepción
Dirección de Postgrado
Facultad de Ciencias Naturales y Oceanográficas
Programa de Magíster en Ciencias con mención en Oceanografía

Generación de remolinos subsuperficiales de mesoescala frente a la costa central de Chile



Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias con mención en
Oceanografía

Marcela Paz Contreras Contreras
CONCEPCIÓN-CHILE
2019

Profesor Guía: Dr. Óscar Pizarro
Departamento de Geofísica,
Universidad de Concepción

Profesor Co-Guía: Dr. Andrés Sepúlveda
Departamento de Geofísica,
Universidad de Concepción

Profesor Co-Guía: Dr. Boris Dewitte
Departamento de Biología,
Universidad Católica del Norte

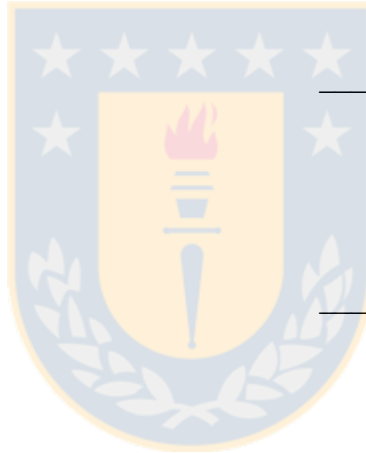
Dirección de Postgrado

La tesis de Magíster en Ciencias con mención en Oceanografía titulada “*Generación de remolinos subsuperficiales de mesoescala frente a la costa central de Chile*”, de la Srta. “*Marcela Paz Contreras Contreras*” y realizada bajo la Facultad de Ciencias Naturales y Oceanográficas, Universidad de Concepción, ha sido aprobada por la siguiente Comisión de Evaluación:

Dr. Óscar Pizarro
Profesor Guía
Departamento de Geofísica
Universidad de Concepción

Dr. Andrés Sepúlveda
Profesor Co-Guía
Departamento de Geofísica
Universidad de Concepción

Dr. Boris Dewitte
Profesor Co-Guía
Departamento de Biología
Universidad Católica del Norte



Dr. Lionel Renault
Miembro Comité de Tesis
LEGOS/IRD, FRANCIA

Dr. Samuel Hormazábal
Evaluador Externo
Escuela de Ciencias del Mar
Pontificia Universidad Católica de Valparaíso

Dr. Fabián Tapia
Director
Programa de Magíster en Oceanografía
Departamento de Oceanografía
Universidad de Concepción

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer a todos y todas que contribuyeron de una u otra manera al desarrollo de esta tesis. En primer lugar, a mis padres por el rol que han tenido en mi vida y por su constante e incondicional apoyo. También quiero agradecer la simpatía de todas y todos con quienes he compartido en esta etapa. En particular, a mis compañeras de generación por los gratos momentos vividos y el compañerismo.

A los miembros de la comisión: Óscar Pizarro, Boris Dewitte, Lionel Renault y Andrés Sepúlveda por su paciencia, por su buena disposición para responder mis dudas y en general, por sus aportes a este trabajo.

A mi profesor guía, Óscar Pizarro, con quién he trabajado por varios años y ha contribuido significativamente en mi formación científica. También, por motivarme a trabajar en el tema tratado en la tesis, ya que ha despertado mi interés por los procesos no-lineales que controlan la dinámica de los fluidos geofísicos.

El desarrollo de esta tesis fue posible gracias al apoyo de las siguientes fuentes:

- Beca de Magíster Nacional CONICYT (CONICYT-PCHA/Magíster Nacional/2016-22161848).
- Beca para postgrados del Instituto Milenio de Oceanografía, año 2018.
- Infraestructura de supercómputo del NLHPC (ECM-02).

CURRICULUM VITAE

Marcela Paz Contreras Contreras

13 de Abril, 1992, en Concepción, Chile

2016-2018: Magíster en Ciencias, mención Oceanografía, Universidad de Concepción, Chile.

2014-2015: Título profesional de Geofísica, Universidad de Concepción, Chile

2010-2014: Licenciatura en Geofísica, Universidad de Concepción, Chile

ÁREAS DE INVESTIGACIÓN

Principal: Oceanografía física

PUBLICACIONES

Contreras, M., Pizarro, O., Dewitte, B., Sepulveda, H. H., & Renault, L., Subsurface mesoscale eddy generation in the ocean off central Chile. Enviado a *Journal of Geophysical Research: Oceans*.

EVENTOS CIENTÍFICOS

Contreras M., Pizarro, O., Dewitte, B., & Sepulveda, H. H. Mecanismo de generación de remolinos anticiclónicos de mesoescala subsuperficiales frente a las costas de Chile central. V Congreso de oceanografía física, meteorología y clima. Noviembre del 2017. Concepción, Chile.

Contreras M., Pizarro, O., & Belmadani, A. Impacto de los remolinos de mesoescala en la variabilidad interanual del nivel del mar en la costa oeste de Sudamérica. IV Congreso de oceanografía física, meteorología y clima. Noviembre del 2015. Valparaíso, Chile.

EXPERIENCIA DOCENTE

- Ayudante cursos de pregrado: Introducción a la Geofísica, Universidad de Concepción, Chile, Primer Semestre 2014.
- Ayudante cursos de pregrado: Mecánica de Fluidos, Universidad de Concepción, Chile, Primer Semestre 2014.

CRUCEROS OCEANOGRÁFICOS

- Crucero Stratus 13, Instituto oceanográfico Wood Hole (WHOI), Estados Unidos, Febrero 2014
- Observadora Nacional a bordo de R/V Akademik Sergey Vavilov, Instituto de Shirshov de Oceanología de la Academia de Ciencias de la Federación Rusa, Rusia, Marzo 2015



TABLA DE CONTENIDOS

AGRADECIMIENTOS.....	iii
CURRICULUM VITAE.....	iv
ÍNDICE DE FIGURAS.....	viii
RESUMEN.....	x
ABSTRACT.....	xii
1. INTRODUCCIÓN.....	1
1.1 Mecanismo de formación de Puddies.....	4
2. HIPÓTESIS Y OBJETIVOS.....	9
2.1 Hipótesis.....	9
2.2 Objetivo General.....	9
2.3 Objetivos Específicos.....	9
3. MATERIAL y MÉTODOS.....	10
3.1 Configuración del modelo y forzantes.....	10
3.2 Validación de la simulación.....	14
3.3 Post-procesamiento.....	15
4. RESULTADOS.....	20
4.1 CAPÍTULO I: Generación de remolinos subsuperficiales de mesoescala frente a la costa central de Chile (manuscrito enviado a <i>Journal of Geophysical Research: Ocean</i>)	20
5. DISCUSIÓN.....	72
5.1 Mecanismo de formación de Puddies.....	72
5.2 Efectos de la resolución en la formación de Puddies.....	74
5.3 Variabilidad de la formación de Puddies.....	76
5.4 Impacto de los Puddies en la biogeoquímica marina.....	77
6. CONCLUSIONES.....	78
A1. ANEXO 1: Inestabilidades centrifugas.....	79
A1.1 Introducción.....	79
A1.2 Inestabilidades centrifugas.....	81

A2. ANEXO 2: Ecuación de la energía cinética turbulenta.....	89
A3. ANEXO 3: Coordenadas horizontales y verticales en CROCO.....	94
A3.1 Coordenadas verticales sigma.....	94
A3.2 Coordenadas horizontales.....	98
A4. ANEXO 4: Cascadas de energía y análisis espectral.....	99
A4.1 Espectro de energía en función del número de onda.....	100
REFERENCIAS.....	104



ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1: Compuesto de la vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis (f), estimado a partir de una simulación numérica del Pacífico Sur realizada con ROMS para el periodo 1979-2012. Eje X es la distancia hacia el oeste (negativo) y este (positivo) con respecto al centro de remolino. Los contornos blancos (grises) muestran anomalías positivas (negativas) relativas a la tendencia longitudinal. Figura obtenida de Combes et al. (2015).....1

Figura 2: Secciones verticales de temperatura ($^{\circ}\text{C}$, izquierda), salinidad (centro) y densidad potencial (σ_{θ} , derecha) a $36^{\circ}30'$ S durante enero de 2009 (Hormazabal et al., 2013)..2

Figura 3: Esquema de la interacción entre la CSPC ($V < 0$) y el talud (representado por la línea negra ancha y continua). h es el espesor de la CLF, h_z es la distancia de la CLF según el sistema de coordenadas $x-z$, l es el ancho de las anomalías en la CLF. Figura realizada a partir de la Figura 7 de Molemaker et al. (2015).....6

Figura 4: Topografía (m) del dominio de L1 (arriba, izquierda) obtenida de SRTM15_PLUS y de L1s (abajo, izquierda), proveniente de la topografía de L0. Las áreas indicadas por líneas amarillas muestran el dominio de (arriba, izquierda) L2 (~ 1 km) y L3 (~ 0.3 km) y (abajo, izquierda) L2s (~ 1 km) y L3s (~ 0.3 km). Topografía (m) del dominio de L3 (arriba, derecha) y L3s (abajo, derecha). Las isobatas de 200 y 1000 m son indicadas por líneas negras. (Arriba Izquierda). Los puntos verdes muestran las estaciones del crucero oceanográfico (FIP2005-01) que fueron utilizadas en el presente trabajo.....12

Figura 5: Espectro de energía promedio estimado a partir de las velocidades horizontales a 150 m de profundidad, desde la isobata 150 m hasta 40 km fuera de esta isobata hacia mar adentro, y entre 32°S y 35°S . Las velocidad fueron obtenidas desde la simulación L2.....17

Figura A1.1: Esquema de dos anillos concéntrico de radio r_1 y r_2 donde $r_2 > r_1$. Ω_1 y Ω_2 son la velocidad angular de cada anillo.....83

Figura A1.2: Esquema del desplazamiento de una partícula hacia la derecha ($\Delta x > 0$) desde x_0 hacia x_1 , en un flujo geostrófico ($v_g > 0$). Por conservación de momentum geostrófico, el desplazamiento produce un cambio en la velocidad de la partícula (v) proporcional a Δx . Posterior al desplazamiento, la partícula se encuentra en un desbalance entre la fuerza de Coriolis y el gradiente de presión. Si la fuerza restauradora produce el retorno (aleja) de la partícula a su posición original, se habla de un caso estable (inestable) con respecto a inestabilidades centrifugas. Figura realizada a partir de la Figura 17.1 de Cushman-Roisin & Beckey (2011).....88

Figura A2.1: Movimiento de una partícula en un flujo promedio $\overline{u(y)}$ con un gradiente $d\overline{u}/dy > 0$. Línea continua (discontinua) representa la curva de $\overline{u(y)}$ en un estado inicial (posterior al movimiento de la partícula).....91

Figura A2.2: Líneas azules representan las isopícnas en un estado estable de la densidad promedio. Línea celeste representa el cambio de la isopícnica debido a una perturbación.93

Figura A3.1: Discretización vertical de un modelo con coordenadas verticales sigma, utilizando la formulación propuesta por Shchepetkin & McWilliams (2009). Los parámetros escogidos fueron 20 niveles verticales, $h_c=300$ m, (izquierda) $\theta_s=8$ y $\theta_b=0$, (centro) $\theta_s=4$ y $\theta_b=0$, (izquierda) $\theta_s=0$ y $\theta_b=4$. Figura realizada a través de scoord.m obtenida de <https://www.myroms.org/>.....96

Figura A3.2: Grillas verticales discretizadas en CROCO. El centro de la grilla esta presentado por ρ y el borde por w . Note que ρ tiene N niveles verticales, en cambio w tiene $N+1$ niveles verticales.....97

Figura A3.3: Grillas horizontales discretizadas en CROCO basado en la grilla Arakawa-C....97

Figura A4.1: Esquema de un típico espectro de energía en función del número de onda observado en el océano. El gráfico está en escala log-log. Líneas continua gruesa, continua delgada y discontinua representan las pendientes k_h^{-2} , k_h^{-3} y $k_h^{-5/3}$, respectivamente.....103



RESUMEN

Generación de remolinos subsuperficiales de mesoescala frente a la costa central de Chile

Marcela Contreras Contreras

Magíster en Ciencias con Mención en Oceanografía

Universidad de Concepción, 2018

Dr. Óscar Pizarro, Profesor Guía

Dr. Boris Dewitte, Profesor Co-Guía; Dr. Andrés Sepúlveda, Profesor Co-Guía

Una de las características más destacadas de los sistemas de surgencia de bordes orientales es la presencia de una intensa corriente subsuperficial que fluye en dirección hacia el polo a lo largo del margen continental. Esta corriente está estrechamente relacionada con la generación de remolinos subsuperficiales, ya que transporta aguas con las mismas propiedades que las aguas que se encuentran en el núcleo de los remolinos, el cual se localiza comúnmente en la termoclina entre 150 y 400 m de profundidad. Estos remolinos se propagan hacia el oeste y transportan estas aguas hacia el centro de los giros subtropicales. La mayoría de estos remolinos giran en sentido anticiclónico y tienen diámetros típicos de algunas decenas de kilómetros. Frente a Chile central, los remolinos subsuperficiales se relacionan con la Corriente Subsuperficial de Perú-Chile (CSPC) y transportan Agua Ecuatorial Subsuperficial. Esta masa de agua se caracteriza por su alta concentración de nutrientes, una salinidad relativamente alta y muy bajo contenido de oxígeno. Los diferentes mecanismos que intervienen en la formación y posterior ciclo de vida de los remolinos subsuperficiales, así como su impacto en las diferentes comunidades biológicas y procesos biogeoquímicos de la región, son un tema de investigación que actualmente se encuentra en pleno desarrollo.

En el presente estudio se analizaron los diferentes procesos involucrados en la formación de un remolino subsuperficial de mesoescala frente a Chile central. Para este fin, se utilizó un modelo oceánico de alta resolución (~0.3 km) que reprodujo adecuadamente la circulación

promedio frente a Chile central, incluyendo la CSPC. Los resultados mostraron que la tendencia hacia la rotación anticiclónica, observada en el núcleo de los remolinos subsuperficiales, es generada por la fricción en la capa límite de fondo debido a la interacción entre la CSPC y el talud continental. La formación del remolino se inició con la separación de la CSPC del talud, transportando hacia afuera de la costa la vorticidad anticiclónica generada en la capa límite de fondo. Esta vorticidad promueve la generación de remolinos pequeños o de submesoescala (con diámetros < 10 km). Posteriormente, estos remolinos interactúan entre sí fusionándose y dan lugar a remolinos de mayor tamaño hasta formar un remolino subsuperficial de mesoescala. En la región donde se forma el remolino, la vorticidad anticiclónica alcanza magnitudes mayores a la vorticidad planetaria. Esta es una condición para el desarrollo de inestabilidades de submesoescala. Estas inestabilidades promueven la transferencia de momentum y energía desde la CSPC hacia remolinos de submesoescala. Esta transferencia fue cuantificada evaluando la evolución temporal de la CSPC y diferentes términos dinámicos como los esfuerzos de Reynolds y los flujos turbulentos de boyantes.

Adicionalmente, se analizó la formación de un remolino subsuperficial de mesoescala en una simulación de menor resolución (~ 3 km) con el fin de evaluar los procesos que intervienen en la formación de remolinos en modelos que no resuelven adecuadamente la submesoescala. En este caso, se observó que la vorticidad anticiclónica generada en la capa de fondo es débil y no se producen inestabilidades de submesoescala. Sin embargo, también se observó transferencia de momentum desde la CSPC (es decir, del flujo medio) hacia flujos turbulentos de mesoescala principalmente a través de inestabilidades barotrópicas. Estas inestabilidades también permiten la generación de remolinos subsuperficiales de mesoescala y son la causa de que ellos existan en modelos de relativamente baja resolución.

ABSTRACT

Subsurface mesoscale eddy generation in the ocean off central Chile

Marcela Contreras Contreras

Master in Sciences, mention in Oceanography

University of Concepción, 2018

Dr. Oscar Pizarro, Advisor

Dr. Boris Dewitte, Co-Advisor; Dr. Andrés Sepúlveda, Co-Advisor

One of the most salient characteristics of the eastern boundary upwelling systems is the presence of a poleward undercurrent that flows along the continental slope and outer shelf. This undercurrent is closely related to the generation of subsurface mesoscale eddies, since transport water with the same properties as those found in the core of the subsurface eddies, which is commonly located in the thermocline between 150 and 400 m depth. These eddies can move long distances to the west, transporting coastal water from the undercurrent to the subtropical gyre. Most of the subsurface eddies are anticyclonic having typical diameters of few tens of kilometers. Off central Chile subsurface eddies are formed near the coast, where the Peru-Chile Undercurrent (PCUC), transports poleward Equatorial Subsurface Waters. This water mass is characterized by high concentrations of nutrients, relatively high salinity and very low values of dissolved oxygen. The different mechanisms involved in the eddy generation, their life cycle, and their impacts on the biological communities and on the biogeochemical processes of the region, are ongoing research topics .

In this work, the different processes involved in the formation of a subsurface mesoscale eddies off central Chile were analyzed. To this end, we use a high-resolution (~ 0.3 km) oceanic model that realistically simulates the mean circulation off central Chile including the PCUC. Our results showed that the tendency for anticyclonic rotation, observed in the core of the subsurface eddies, was generated by friction in the bottom boundary layer due to the interaction between the PCUC and the continental slope. The formation of the eddy began when the PCUC separated

from the slope, transporting offshore the anticyclonic vorticity that was generated in the bottom boundary layer. This vorticity promotes the generation of small submesoscale eddies (with diameters of around 10 km). Later on, these small eddies begin to coalesce to form a subsurface mesoscale eddy. In regions of subsurface mesoscale eddy formation, the anticyclonic vorticity reaches magnitudes that are larger than the planetary vorticity, promoting the generation of submesoscale instabilities. These instabilities promote, in turn, the transference of momentum and energy from PCUC to submesoscale eddies. These processes were quantified by evaluating the time evolution of the PCUC and different dynamical terms like Reynolds stresses and turbulent buoyancy fluxes.

Also, we analyzed the formation of a subsurface mesoscale eddy through a low-resolution simulation (~ 3 km), in order to evaluate the processes involved in the formation of eddies in models that do not adequately resolve the submesoscale. In this case, we observed that the generation of anticyclonic vorticity in the bottom layer was relatively weak, thus submesoscale instabilities are not produced. However, we also observed that transference of momentum from the PCUC (i.e., the mean flow) to the turbulent flow field is mostly through barotropic instabilities. These instabilities also allow the generation of subsurface mesoscale eddies and are the cause of their existence in relatively low-resolution simulations.

1. INTRODUCCIÓN

Los remolinos de mesoescala juegan un rol central en el transporte de calor, momentum y sustancias disueltas en el océano. Ellos afectan la producción primaria y la biogeoquímica del océano, y consecuentemente el clima del planeta (McGillicuddy et al., 2007; Chelton et al., 2011; Dong et al., 2014). Su contribución al transporte puede ser comparable a la circulación termohalina y a la circulación horizontal controlada por el esfuerzo del viento de gran escala (Zhang et al., 2014), particularmente en regiones con corrientes relativamente débiles como los bordes orientales de los océanos.

En los Sistemas de Surgencia de los Bordes Orientales (SSBO), se han observado remolinos superficiales, los cuales han sido ampliamente descritos a través de datos satelitales (e.g., Chaigneau & Pizarro, 2005; Chaigneau et al., 2009; Chelton et al., 2011), como también remolinos subsuperficiales o intratermooclina. Estudios basados en modelos numéricos (Kurian et al., 2011; Colas et al., 2012; Combes et al., 2015) muestran que los remolinos superficiales de mesoescala se caracterizan por presentar magnitudes máximas de vorticidad cerca de la

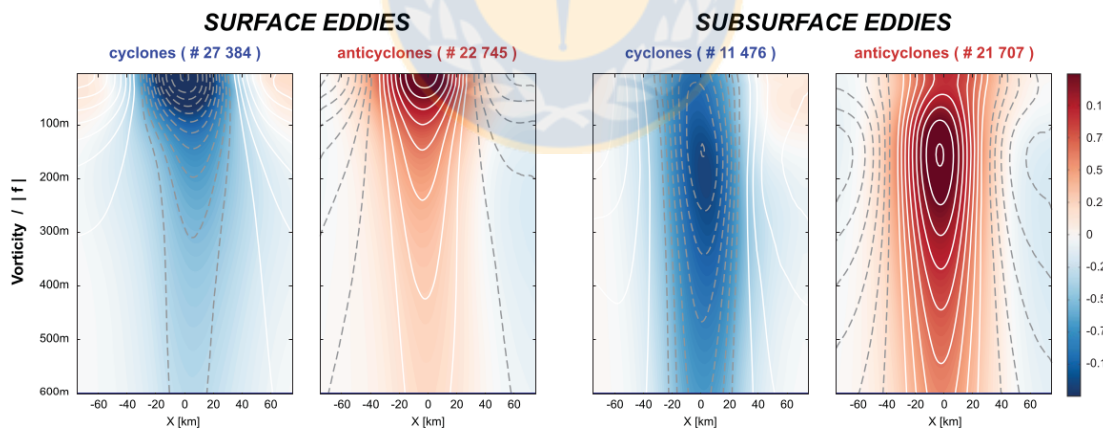


Figura 1: Compuesto de la vorticidad relativa normalizada por el parámetro de Coriolis (f), estimado a partir de una simulación numérica del Pacífico Sur realizada con ROMS para el periodo 1979-2012. Eje X es la distancia hacia el oeste (negativo) y este (positivo) con respecto al centro de remolino. Los contornos blancos (grises) muestran anomalías positivas (negativas) relativas a la tendencia longitudinal. Figura obtenida de Combes et al. (2015).

superficie (comúnmente sobre los 100 m de profundidad), mientras que los remolinos subsuperficiales presentan mayores magnitudes de vorticidad cerca de 200 m de profundidad (Figura 1). Estos estudios también han mostrado que los remolinos superficiales ciclónicos son ligeramente más frecuentes que los anticiclónicos, en cambio, los remolinos subsuperficiales son casi exclusivamente anticiclónicos y tan frecuentes como los remolinos superficiales anticiclónicos (Combes et al., 2015).

Los remolinos subsuperficiales comúnmente tienen un diámetro cercano al radio de Rossby y un núcleo de espesor de aproximadamente 500 m (Kurian et al., 2011; Hormazabal et al., 2013; Combes et al., 2015). Ellos generan perturbaciones de las isopícnas en la profundidad, las cuales tienen la forma de una lente convexa, con un núcleo que se ubica frecuentemente en la pycnoclina permanente (Johnson & McTaggart, 2010; Collins et al., 2013). Este núcleo contiene aguas relativamente homogéneas en temperatura, densidad y oxígeno, dando origen a un “thermostad” o “pycnostad” en su núcleo (Figura 2).

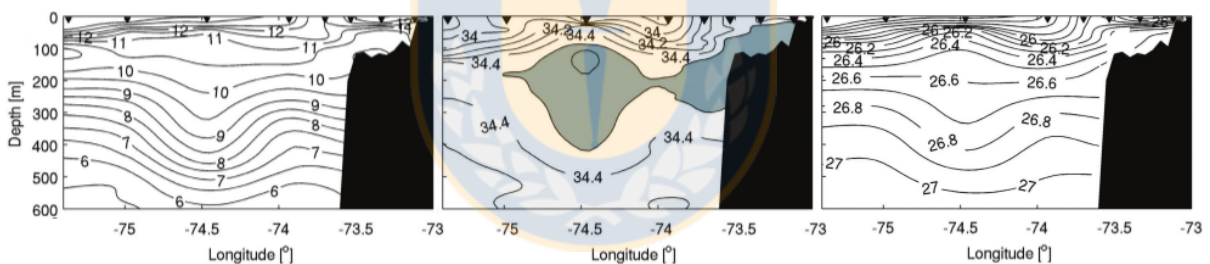


Figura 2: Secciones verticales de temperatura (°C, izquierda), salinidad (centro) y densidad potencial (σ_θ , derecha) a 36°30' S durante enero de 2009 (Hormazabal et al., 2013).

Remolinos subsuperficiales anticiclónicos han sido observados en distintas regiones del océano. Por ejemplo, Richardson et al. (2000) – basados en mediciones realizadas con flotadores subsuperficiales – describieron remolinos subsuperficiales en el Atlántico Norte que contenían en su núcleo aguas originadas en el Mediterráneo (llamados Meddies). En el Mar Árabe, Shapiro & Meschanov (1991) observaron un remolino subsuperficial que transportaba en su núcleo aguas de alta salinidad proveniente del Mar Rojo, ellos denominaron

a este tipo de remolinos Reddy en analogía a los Meddies señalados anteriormente. En el Pacífico Nororiental, frente a las costas de California, los remolinos subsuperficiales han sido asociados a inestabilidades de la Corriente Subsuperficial de California y son llamados “California Undercurrent Eddies” (Cuddies; Jerónimo & Gómez-Valdés, 2007; Molemaker et al., 2015). Frente a las costas de Chile central remolinos de este tipo han sido descritos a través de diferentes observaciones *in situ*, incluyendo mediciones realizadas en cruceros oceanográficos (Hormazabal et al., 2013), boyas Argo (Johnson & McTaggart, 2010) y planeadores submarinos (Pizarro et al., 2016; Thomsen et al., 2016). Dado que en los SSBO estos remolinos están, generalmente, asociados a la corriente subsuperficial hacia el polo, se les han denominado “Puddies”, que corresponde a una combinación entre “Poleward Undercurrent” y “eDDIES (Frenger et al., 2018). En lo que sigue usaremos esta denominación para referirnos a los remolinos anticiclónicos subsuperficiales de mesoescala observados frente a Chile.

El Pacífico Sur Oriental se caracteriza por su alta producción biológica y por alojar una de las más grandes e intensas zonas de mínimo de oxígeno (ZMO; e.g., Ulloa & De Pol, 2004; Fuenzalida et al., 2009). En esta región, los Puddies son generados por la desestabilización de la Corriente Subsuperficial de Perú-Chile (CSPC; Hormazabal et al., 2013, Combes et al., 2015; Thomsen et al., 2016). Frente a Chile central, esta corriente fluye hacia el sur con una magnitud cercana a $0,1 \text{ m s}^{-1}$ (Shaffer et al., 1997) y su núcleo está localizado en la parte superior del talud y el quiebre de la plataforma continental, cerca de los 200 m de profundidad. La CSPC transporta Agua Ecuatorial Subsuperficial (AESS; Silva & Neshyba, 1979; Shaffer et al., 1997), la cual también es encontrada en el núcleo de los Puddies (Johnson & McTaggart, 2010; Hormazabal et al., 2013). Frente a Chile central, el AESS se caracteriza por ser relativamente cálida, y salina (34,2 -34,6), y por presentar una alta concentración de nutrientes y muy bajos valores de oxígeno disuelto ($< 2 \text{ mL/L}$; Silva et al., 2009). Los Puddies pueden transportar AESS varios cientos de kilómetros hacia el oeste, alcanzando las aguas oligotróficas del giro subtropical (Cornejo et al., 2016; Frenger et al., 2018). De este modo, estos remolinos contribuyen a la expansión de la ZMO hacia aguas bien oxigenadas, lo cual podría tener un importante impacto ecológico por la modulación de la desnitrificación y la

fijación de nitrógeno (Landolfi et al., 2013). Cerca de la costa, el transporte asociado a los Puddies puede remover nutrientes subsuperficiales antes de que sean expuestos a la superficie por la surgencia, contribuyendo a la reducción de la productividad costera (Gruber et al., 2011; Renault et al., 2016a). Indirectamente, los Puddies también pueden reducir la intensidad de la mínima de oxígeno cerca de la costa al promover el intercambio con aguas oceánicas mejor ventiladas (Thomsen et al., 2016; Vergara et al., 2016).

Existen diversos procesos que pueden desestabilizar la corriente subsuperficial y generar remolinos subsuperficiales, por ejemplo: inestabilidades baroclínicas, inestabilidades barotrópicas, efectos de la topografía o convección (McWilliams, 1985; D'Asaro, 1988; Bosse et al., 2016). En el caso particular de los Puddies generados en los SSBO, el mecanismo de formación debe explicar la preferencia que tienen estos remolinos a rotar anticiclónicamente. Thomsen et al. (2016) describieron la formación de un Puddy frente a Perú (cerca de 12,5°S) basados en un extenso conjunto de observaciones *in situ*. Ellos encontraron que sus observaciones son consistentes con el mecanismo de formación de Puddies propuesto por Molemaker et al. (2015). En efecto, a partir de una simulación de alta resolución en la costa de California, Molemaker et al. (2015) concluyen que la formación de Puddies está asociada con el desarrollo de vorticidad anticiclónica en la capa límite de fondo que existe entre la corriente subsuperficial y el talud. Cuando la corriente subsuperficial se desestabiliza y se separa del talud se generan regiones con alta vorticidad anticiclónica lejos del fondo, allí se originan inestabilidades de submesoescala que contribuyen a la formación de pequeños remolinos anticiclónicos (de submesoescala). Estos remolinos interactúan entre sí para formar, finalmente, un remolino subsuperficial de mayores dimensiones; es decir, un remolino de mesoescala.

1.1 Mecanismo de formación de Puddies.

De acuerdo con la idea propuesta por Molemaker et al. (2015), y resumida anteriormente, la formación de Puddies se puede visualizar a través de la siguiente secuencia de procesos:

i. *Generación de vorticidad relativa anticiclónica:* Para explicar este proceso consideremos la CSPC frente a Chile. En este caso, la generación de vorticidad relativa anticiclónica (positiva en el hemisferio sur) se debe a que la CSPC (con una velocidad media hacia el sur $V < 0$) interactúa con el talud, generando una capa límite donde la velocidad se reduce rápidamente hacia el fondo, hasta que la velocidad se anula (condición de no deslizamiento). En la Figura 3 se muestra esta capa límite de fondo (CLF), cuyo espesor es h (comúnmente h tiene solo unas decenas de metros) y corresponde a la región cercana al borde donde la viscosidad es relevante. Considerando el sistema de coordenadas $x'-z'$ (Figura 3), debido a la reducción de la velocidad en la CLF, se produce una variación de la velocidad $\partial V/\partial z' < 0$, la cual tiene componentes $(\partial V/\partial x$ y $\partial V/\partial z)$ en el sistema de coordenadas $x-z$. Esto implica que se genera vorticidad relativa vertical positiva¹ ($\partial V/\partial x > 0$ o vorticidad anticiclónica). Note que en la capa límite $\partial/\partial x \gg \partial/\partial y$ y se ha despreciado esta última derivada en el cálculo de la vorticidad relativa. Similarmente, en el caso de una corriente hacia el norte ($V > 0$), la vorticidad relativa vertical en la CLF será negativa. En la Figura 3 se considera que el ancho de la capa límite (l), donde el cizalle horizontal es importante, es $l = h/s$, siendo s la pendiente del talud. Entonces si h es $O(10 \text{ m})$ y s es $O(10^{-2})$, se tiene que l es aproximadamente 1 km, es decir la escala horizontal de la capa límite sobre el talud está en el rango de la submesoescala, lo que implicaría que procesos de submesoescala podrían intervenir cuando la capa límite se separa del talud.

ii. *Separación de la corriente:* El principal rol de la separación de la corriente subsuperficial en la formación de Puddies es transportar vorticidad anticiclónica producida en el talud hacia el interior del océano (lejos del borde), evitando su disipación por la viscosidad dentro de la CLF y cerca de la costa. Tanto modelos numéricos como trabajos observacionales han mostrado que existen regiones de separación de las corrientes subsuperficiales en los bordes orientales de los océanos, al menos durante algunos periodos (Molemaker et al., 2015; Thomsen et al., 2016). Sin embargo, la separación de la capa límite es un fenómeno complejo que no está completamente resuelto, aún en casos relativamente simples donde la

1 La componente vertical de la vorticidad relativa se define como $\zeta = \partial V/\partial y - \partial U/\partial x$. En este caso $\partial/\partial y \ll \partial/\partial x$ y la componente x de la velocidad (U) es pequeña, por lo tanto se tiene que $\zeta \approx \partial V/\partial x$

estratificación y la rotación no son relevantes (ver por ejemplo Simpson, 1989). Al igual que en el caso estándar de separación de una capa límite turbulenta, en el caso de fluidos geofísicos cuasi-geostróficos, la separación de una corriente de borde oceánica se produciría por la presión de arrastre (“pressure drag” o “form drag”) que está asociada a un gradiente de presión adverso que se genera en la CLF debido a un cambio abrupto en la topografía (D’Asaro, 1988; Molemaker et al., 2015). Se dice que el gradiente de presión es adverso debido a que es contrario al flujo predominante. Si este gradiente de presión es suficientemente grande, puede generar un flujo en sentido contrario a la corriente principal y hacer que esta se desvíe, separándose del borde. Aunque la separación de una corriente de borde oceánica ha sido explicada por el gradiente de presión adverso (Tansley & Marshall, 2000; Molemaker et al., 2015), los efectos de la estratificación, la variación meridional de la rotación (efecto β) y la pendiente del fondo (efecto β topográfico) también son significativos (Marshall & Tansley, 2001; Thomsen et al., 2016).

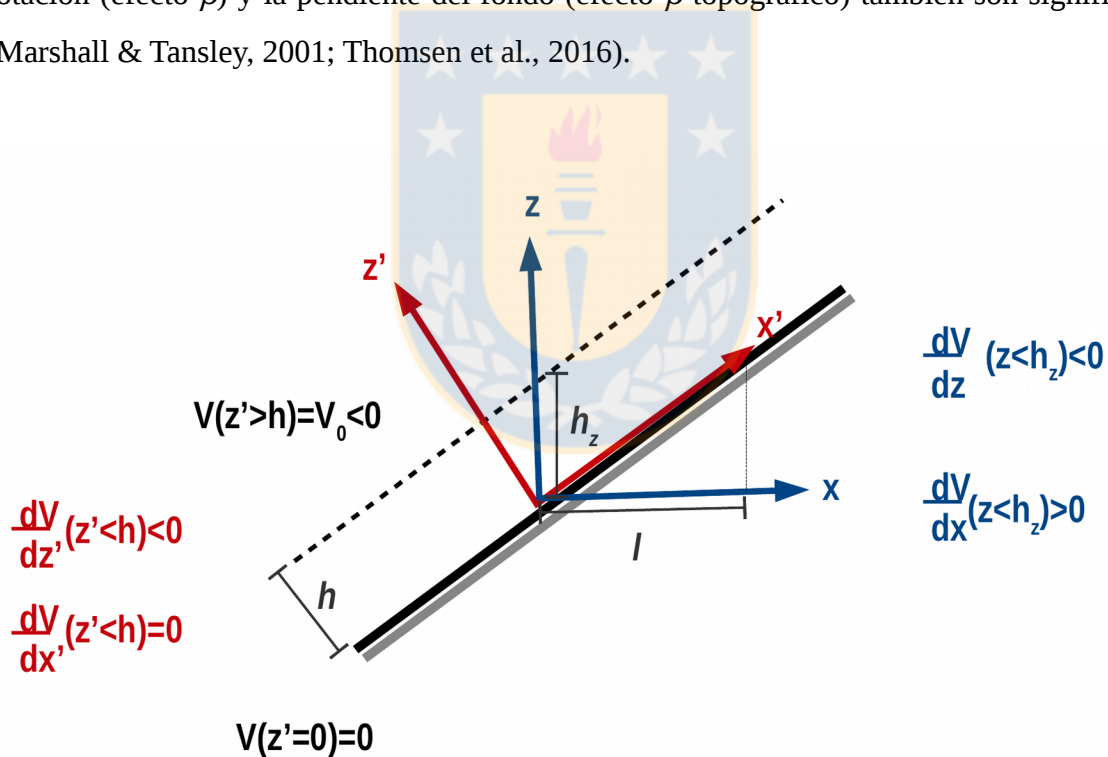


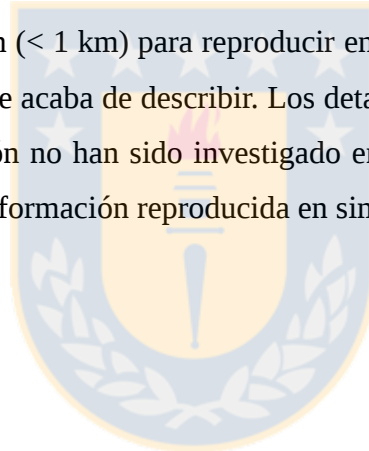
Figura 3: Esquema de la interacción entre la CSPC ($V < 0$) y el talud (representado por línea negra ancha y continua). h es el espesor de la CLF, h_z es la distancia de la CLF según el sistema de coordenadas x - z , l es el ancho de las anomalías en la CLF. Figura realizada a partir de la Figura 7 de Molemaker et al. (2015).

iii. *Desarrollo de inestabilidades centrífugas y formación de estructuras coherentes de submesoescala*: Cuando la corriente subsuperficial hacia el sur se desestabiliza y se separa del talud continental, ésta puede transportar vorticidad anticiclónica mar adentro, favoreciendo el desarrollo de inestabilidades centrífugas. Para que esto ocurra, la componente vertical de la vorticidad relativa anticiclónica debe alcanzar una magnitud igual o mayor a la vorticidad planetaria, es decir $\zeta/f < -1$ (donde f es la vorticidad planetaria), produciendo un cambio de signo en la vorticidad potencial (PV , note que en este caso la estratificación es relevante, luego PV se refiere a la vorticidad potencial de Ertel), definida como $PV = (\zeta + f\mathbf{z}) \cdot \nabla b$, donde \mathbf{z} es el vector unitario vertical, $b = -g\rho/\rho_0$ es la boyantes, ρ es la densidad potencial, ρ_0 es una densidad de referencia y g la aceleración de gravedad. Hoskins (1974) señala que una condición necesaria y suficiente para el desarrollo de inestabilidades centrífugas es que $PV \leq 0$ cuando $\zeta/f < -1$. Estas inestabilidades extraen energía de la corriente a través del estrés horizontal de Reynolds (Thomas et al., 2013). Para más información sobre inestabilidades centrífugas ver Anexo 1.

El desarrollo de inestabilidades centrífugas generadas originalmente por la interacción entre la corriente y la topografía, ha sido observado en el Sistema de Corrientes de California (Jiao & Dewar, 2015; Dewar et al., 2015), como también en la Corriente del Golfo (Gula et al., 2016). Las inestabilidades centrífugas están asociadas a la disipación de energía (Dewar et al., 2015), por lo cual serían un mecanismo que permite la transferencia de energía desde gran a pequeña escala (proceso denominado cascada directa de energía, ver Anexo 4 para una explicación más detallada). Estas inestabilidades dan origen a la mezcla diapícnica e isopícnica (Dewar et al., 2015) que debilitan la estratificación y la vorticidad potencial de Ertel. McWilliams (1985) señala que la mezcla diapícnica y el posterior ajuste geostrófico, es el principal mecanismo de formación de estructuras coherentes de submesoescala. D'Asaro (1988) reafirma esta idea y presenta evidencias de la formación de estas estructuras, señalando que estas están asociadas a la interacción de la corriente con la topografía.

iv. Formación de Puddies a partir de estructura coherentes de submesoescala: La formación de Puddies se produce por la advección mutua, fusión y alineamiento vertical de estructuras coherentes de submesoescala (Molemaker et al., 2015). Estas estructuras turbulentas tienen lugar en un fluido con rotación (vorticidad planetaria) significativa, lo cual permite la transferencia de energía siguiendo la cascada inversa que caracteriza a los flujos geofísicos de meso y gran escala, es decir, la transferencia de energía cinética desde pequeños remolinos hacia remolinos mayores (ver Anexo 4). Esta transferencia inversa de energía favorece al aumento de la dimensión horizontal de los vórtices, los cuales daría origen finalmente a un Puddy.

Cabe mencionar que, dada la escala de las estructuras de submesoescala, se requieren simulaciones de alta resolución (< 1 km) para reproducir en modelos numéricos el mecanismo de formación de Puddies que se acaba de describir. Los detalles de la formación de Puddies en simulaciones de baja resolución no han sido investigado en profundidad y se desconocen las diferencia y similitudes con la formación reproducida en simulaciones de alta resolución.



2. HIPÓTESIS Y OBJETIVOS

2.1 Hipótesis

H1: La Corriente Subsuperficial de Perú-Chile (CSPC) desarrolla vorticidad anticiclónica en su capa límite de fondo. Cuando esta corriente se separa del talud, da origen a inestabilidades centrífugas, las cuales generan estructuras de submesoescala que interactúan entre sí para formar remolinos anticiclónicos de mesoescala subsuperficiales (Puddies).

H2: En modelos numéricos que no resuelven adecuadamente la submesoescala el proceso de formación de remolinos subsuperficiales está asociado a inestabilidades baroclínicas y/o barotrópicas.

2.2 Objetivo General

Analizar la formación de remolinos anticiclónicos de mesoescala subsuperficiales frente a Chile central y su relación con la Corriente Subsuperficial de Perú-Chile.

2.3 Objetivos Específicos

(a) Evaluar las variaciones espaciales y temporales de la vorticidad potencial asociada a la CSPC.

(b) Identificar las principales inestabilidades que contribuyen a la formación de Puddies.

(c) Describir la evolución en el tiempo de la energía durante la formación de Puddies.

(d) Evaluar los efectos de la topografía y resolución espacial de las simulaciones en el mecanismo de formación de Puddies.

3. MATERIAL y MÉTODOS

3.1 Configuración del modelo y forzantes

En el presente trabajo se analizó la formación de un Puddy a través de una simulación realizada con el modelo “Regional Ocean Modelling Systems” (ROMS). ROMS utiliza un sistema de coordenadas horizontales curvilíneas y “coordenadas sigma” en la vertical, es decir, una coordenada vertical que se puede escalar adecuadamente para seguir la forma del terreno. El modelo utiliza la aproximación de Boussinesq, considera que el fluido es incompresible y que el balance vertical de momentum es hidrostático (Shchepetkin & McWilliams, 2003, 2005). Particularmente, en este trabajo se usó la versión “Coastal and Regional Ocean Community Model” (CROCO, www.croco-ocean.org; Debreu et al., 2012), previamente conocida como ROMS-AGRIF (Adaptive Grid Refinement in Fortran; Penven et al., 2006).

Se realizaron tres subdominios con creciente resolución espacial embebidos en un dominio regional, denominado “dominio padre”. Los dominios más pequeños se encuentran progresivamente “encadenados” dentro del dominio padre. La simulación “padre” se extiende desde 10°N hasta 40°S y entre la costa de Sudamérica y 90°W. Esta simulación regional tiene una resolución relativamente alta (1/12° de latitud por 1/12° de longitud) y fue realizada para el periodo 1958-2008. La simulación padre fue analizada y validada en Dewitte et al. (2012) y Vergara et al. (2016, 2017). Esta simulación reproduce de manera realista la CSPC y su variabilidad a diferentes escalas de tiempo (desde semanas y meses o escala intraestacional a escalas interanuales) debido a su alta resolución y al dominio extendido hacia la región ecuatorial.

El procedimiento de encadenamiento fue desde gran hacia pequeña escala y sin retroalimentación desde las soluciones de las simulaciones hijas hacia la simulación padre. En primer lugar, se usaron las salidas de la simulación padre (L0) entre Junio de 2005 y Mayo de 2006 para obtener las condiciones de borde e iniciales para la simulación hija de resolución de ~ 3 km (L1), la cual se corrió por 15 años. Se seleccionó este año de L0 debido a que

corresponde a un periodo cercano al promedio climatológico (no se observan eventos intensos de La Niña o El Niño). El último año de L1 fue usado para obtener las condiciones de borde para la siguiente simulación de ~1 km de resolución (L2). Finalmente, el periodo entre el 15 de Noviembre de 2005 y el 15 de Mayo de 2006 de esta última simulación se uso para generar las condiciones de borde e iniciales usadas en la simulación de 0,3 km (L3). El periodo de “spin-up” de las simulaciones L1, L2 y L3 fueron 2 años, 1 año y 2 meses, respectivamente. Las condiciones de borde e iniciales fueron procesadas a través del paquete ROMS-to-ROMS y se usó el procedimiento descrito por Mason et al. (2010). La formación del Puddy fue analizada a partir de la simulación L3 en el periodo entre el 14 de enero y el 14 de mayo de 2006, el cual corresponde a un periodo típico del año en que la CSPC es más intensa (e.g., Combes et al., 2015).

El dominio de las tres simulaciones se muestra en la Figura 4. La topografía usada en las grillas de L1 y L2 fue obtenida de SRTM15-plus (Shuttle Radar Topography Mission), el cual es un conjunto de datos de batimetría global con una resolución de 15 arc-seg (~0,5 km) (http://topex.ucsd.edu/WWW_html/srtm30_plus.html). Para reducir los errores asociados al gradiente de presión, la topografía de fondo fue interpolada a la grilla del modelo y suavizada siguiendo la metodología de Penven et al. (2005). Se aplicó un suavizado local en las regiones donde la inclinación de la topografía supera el factor $r = \Delta h / \bar{h} = 0,2$ donde h es la profundidad y \bar{h} es la profundidad promedio. La topografía de L3 fue obtenida a partir de L2.

Como se indicó anteriormente, se usaron coordenadas verticales “sigma” (Shchepetkin & McWilliams, 2009), las cuales pueden ser configuradas para que la profundidad de transición entre el nivel z y sigma (h_c) no dependa de la profundidad mínima de la topografía del modelo (Lemarie et al., 2012). En nuestro estudio se escogió la profundidad de transición $h_c = 300$ m, y los parámetros que controlan el refinamiento de fondo y superficie fueron $\sigma_b = 2$ y $\sigma_s = 7$, respectivamente. Para más información sobre coordenadas verticales sigma usadas en este trabajo ver Anexo 3. Las simulaciones L1 y L2 tienen 50 niveles verticales y L3 tiene 80, la cual nos permite resolver los detalles de la topografía y tener suficientes niveles verticales en las capas intermedias del océano.

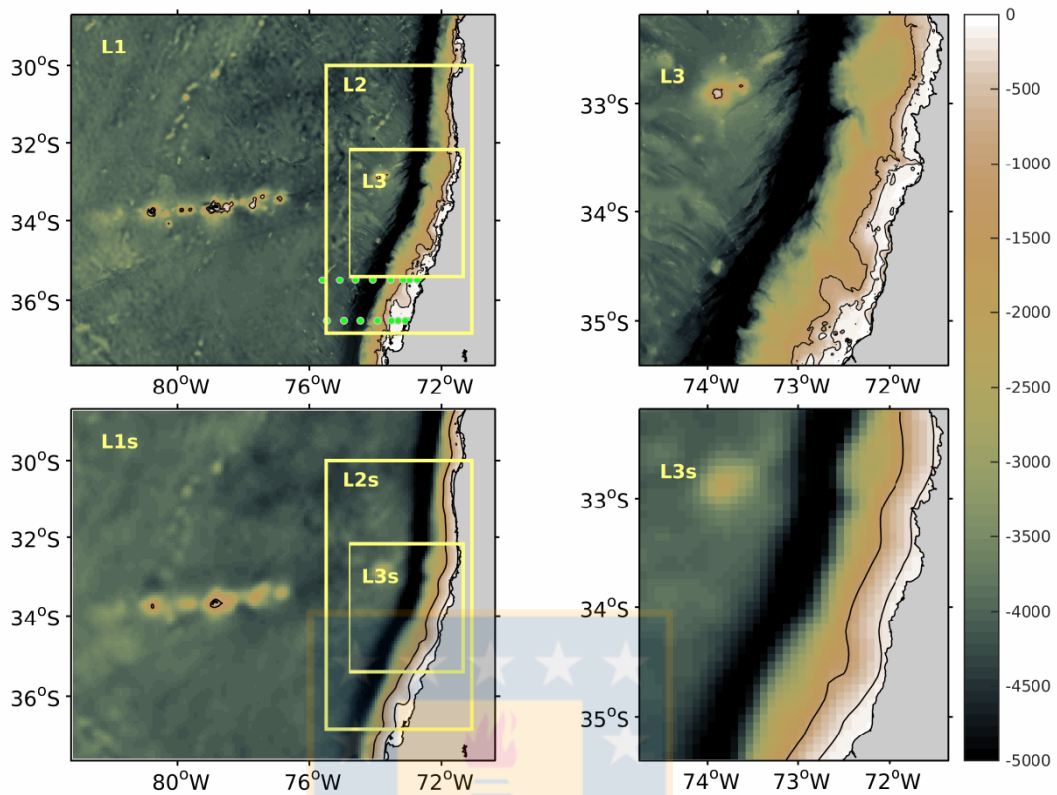


Figura 4: Topografía (m) del dominio de L1 (arriba, izquierda) obtenida de SRTM15_PLUS y de L1s (abajo, izquierda), proveniente de la topografía de L0. Las áreas indicadas por líneas amarillas muestran el dominio de (arriba, izquierda) L2 (~1 km) y L3 (~0.3 km) y (abajo, izquierda) L2s (~1 km) y L3s (~0,3 km). Topografía (m) del dominio de L3 (arriba, derecha) y L3s (abajo, derecha). Las isobatas de 200 y 1000 m son indicadas por líneas negras. (Arriba Izquierda). Los puntos verdes muestran las estaciones del crucero oceanográfico (FIP2005-01) que fueron utilizadas en el presente trabajo.

CROCO permite el uso de diferente parametrizaciones de la mezcla vertical para incluir indirectamente procesos de pequeña y micro-escala que afectan el movimiento de gran escala. Al igual que la simulación padre, la mezcla vertical de las simulaciones hijas fue parametrizada usando el esquema de primer orden KPP (K-profile parametrization; Large et al., 1994).

Los forzantes atmosféricos para todas las simulaciones fueron los mismos que los utilizados en la simulación padre. Los flujos de momentum fueron obtenidos a partir de un modelo estadístico que permite el refinamiento de la resolución de los datos NCEP/NCAR mediante el uso de datos QuikSCAT. Para el periodo simulado, el flujo de momentum fue casi equivalente a usar el campo de viento de los datos de QuikSCAT (detalles del modelo estadístico son descritos en Goubanova et al., 2011). Los flujos atmosféricos fueron estimados usando la denominada “fórmula de bulk” (Fairall et al., 2003), utilizando la temperatura del aire de la climatología mensual de COADS (da Silva et al., 1994). La radiación de onda corta y larga, así como la humedad relativa, se obtuvieron también de COADS.

Tradicionalmente la transferencia de momentum desde la atmósfera hacia el océano se ha parametrizado sólo en función de la velocidad del viento (más otras variables que dependen de la rugosidad del mar y la estabilidad de la capa límite atmosférica). Sin embargo, la interacción mecánica entre el océano y la atmósfera involucra una retroalimentación entre las corrientes superficiales y el viento, es decir, también puede existir una transferencia de energía cinética y momentum desde el océano hacia la atmósfera induciendo un estrés superficial, y consecuentemente anomalías en los vientos. Estudios han mostrado que esta retroalimentación genera una disminución de la actividad de mesoescala en el océano en un 30% (e.g Seo et al., 2015; Renault et al., 2016b). Renault et al. (2016b) sugiere una parametrización simple de la respuesta del viento a la retroalimentación de las corrientes que se basa en el coeficiente de acoplamiento entre la corriente de superficie y el viento (s_w). En la fórmula “bulk”, el estrés superficial se calcula utilizando el viento relativo (U_r) que es estimado como

$$U_r = U_a - (1 - s_w)U_o , \quad (1)$$

donde U_a es el viento a 10 m de altura y U_o es la velocidad de la corriente superficial. En el presente trabajo la parametrización presenta algunas limitaciones, por ejemplo, no se consideran variaciones temporales y espaciales de s_w , el cual es tomado como un valor constante igual a 0,3 (Renault et al., 2018). Sin embargo, tiene la ventaja de producir niveles

más realistas de *EKE* (en comparación con estimaciones de *EKE* basadas en datos de altimetría satelital).

Con el propósito de analizar los efectos de la resolución y de la topografía de fondo, se corrieron nuevas simulaciones L1, L2 y L3 considerando la misma configuración descrita anteriormente, pero usando la topografía de fondo de la simulación padre L0 (1/12° resolución) en las tres grillas de las simulaciones hijas (Figura 4), en lugar de la batimetría de SRTM15-plus. A estas nuevas simulaciones las llamaremos L1s, L2s, y L3s.

Las salidas de L1, L2 y L3 (como también L1s, L2s y L3s) fueron guardadas cada 5 días, 1 día y 6 horas, respectivamente. Cabe mencionar que para el post-procesamiento de L1s también se guardo las salidas cada 6 horas para el periodo comprendido entre el 14 de enero y el 14 de mayo, del último año de simulación, con el propósito de ser usadas en el análisis de la formación de un Puddy.

Las diferentes simulaciones fueron realizadas en el Laboratorio Nacional de Computación de Alto Rendimiento (NLHPC, <http://www.nlhpc.cl/es/about-nlhpc/>). NLHPC es una instalación a cargo del Centro de Modelación Matemático (CMM) de la Universidad de Chile, la cual tiene una capacidad computacional suficiente para los requerimientos del presente estudio.

3.2 Validación de la simulación

a) Temperatura superficial del mar

La temperatura superficial del mar (TSM) usada para evaluar las diferentes simulaciones corresponde al producto denominado “Multi-scale Ultra-high Resolution” (MUR). Estos datos fueron comparados con las TSM simuladas por el modelo. MUR es un conjunto de datos globales diarios disponibles desde Junio, 2002 hasta el presente. Este producto es el resultado de la combinación de datos obtenidos con el radiómetro a bordo de los satélites de la NOAA denominado “Advanced Very High Resolution Radiometer” (AVHRR), los radiómetros de la

misión MODIS “Moderate Imaging Spectroradiometer” Terra y Aqua, y el radiómetro “Advanced Microwave Spectroradiometer-EOS” (AMSR-E). La alta resolución de MUR (~1 km) se obtiene a través del análisis variacional multi-resolución, el cual es un método de interpolación estadística basado en la descomposición de “wavelet”. Detalles técnicos se encuentran en Chin et al. (1998). Estos datos fueron proporcionado por “Jet Propulsion Laboratory” bajo el soporte del programa NASA Making Earth Science Data Records for Use in Research Environments (<https://mur.jpl.nasa.gov/>).

b) Datos hidrográficos

Para evaluar la estratificación en las simulaciones se utilizaron observaciones de temperatura, salinidad y densidad (σ_t), obtenidas con un sensor de conductividad-temperatura-profundidad (CTD, modelo SBE-25) durante un crucero oceanográfico a bordo del buque científico Abate Molina, realizada entre el 6 y 17 de Diciembre, 2005 (Proyecto FIP2005-01). Mediciones de CTD fueron realizadas en cinco transectas entre 35,5°S y 37,5°S a cada 0,5°. En cada transecta se realizaron 10 estaciones, pero solo se usaron datos en 35,5°S y 36,5°S y estaciones ubicadas desde la costa hasta 75°W. La ubicación de las estaciones que fueron usadas en este trabajo se muestran en la Figura 4.

3.3 Post-procesamiento

3.3.1 Vorticidad potencial

La vorticidad potencial permite establecer si el flujo se encuentra dinámicamente estable (Anexo 1). Con el propósito de describir las variaciones espaciales y temporales de la vorticidad potencial durante la formación del Puddy, se calcularon las siguientes variables: componente vertical de la vorticidad relativa ($\zeta = \nabla \times \mathbf{u}$), gradiente de boyantes (∇b) y vorticidad potencial de Ertel ($PV = (\zeta + f\mathbf{z}) \cdot \nabla b$)

3.3.2 Términos de transferencia de energía

Dado que se desea identificar las inestabilidades involucradas en la formación de Puddies, se calcularon los términos de la ecuación de energía cinética turbulenta (*EKE*) que representan la fuente de energía cinética turbulenta (más detalles en Anexo 2). Estos términos son los esfuerzos horizontales de Reynolds (*HRS*), esfuerzo vertical de Reynolds (*VRS*), y el flujo vertical de boyantes (*VPF*), los cuales se definen como (e.g., Harrison & Robinson, 1978; Kang & Curchitser, 2015; Gula et al., 2016):

$$HRS = -\overline{u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{v'^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}, \quad (2.a)$$

$$VRS = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad (2.b)$$

$$VPF = -\overline{w'b'}, \quad (2.c)$$

donde las velocidades se descomponen como $(u, v, w) = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) + (u', v', w')$. Estos términos fueron calculados considerando que:

(a) $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ es el promedio temporal de las velocidades horizontales para el periodo total de la simulación L3 (entre el 14 de enero y el 14 de mayo de 2006) y (u', v', w') son las fluctuaciones de las velocidades respecto de los promedios indicados.

(b) $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ es la media móvil de 10 días centrado en un tiempo t y (u', v', w') son las fluctuaciones de las velocidades respecto de estos promedios. El periodo de 10 días fue seleccionado basado en el espectro de energía temporal promedio estimado a partir de las velocidad horizontales de L2 a 150 m de profundidad entre 32°S y 35° y desde la isobata de 150 m hasta 40 km fuera de esta isobata hacia mar adentro. En el espectro se observa que se produce un cambio en la pendiente cercano a los 10 días (Figura 5) que puede ser asociado a procesos de submesoescala.

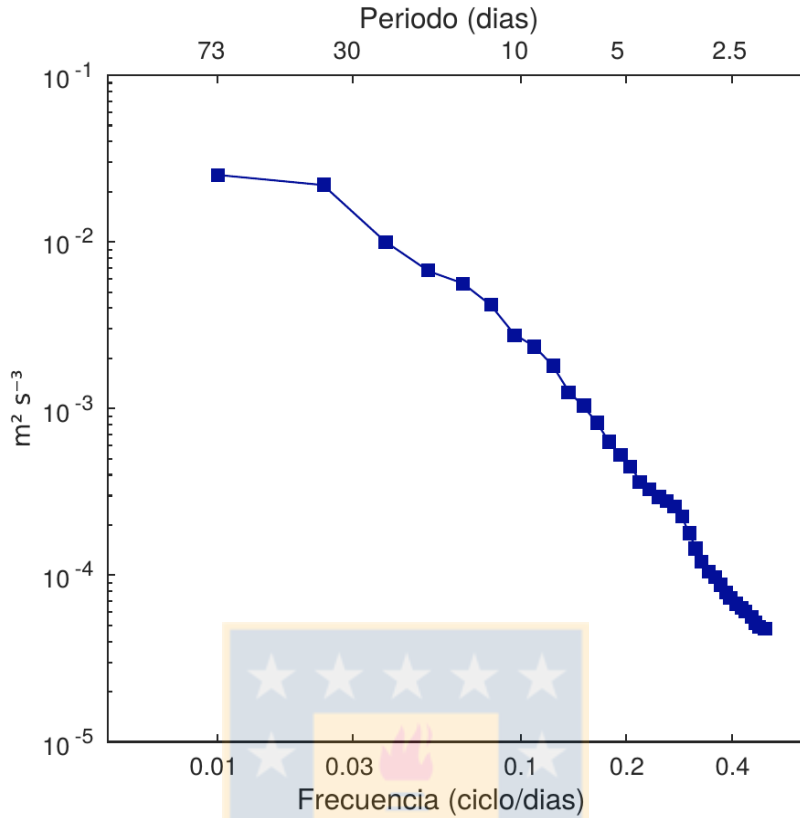


Figura 5: Espectro de energía promedio estimado a partir de las velocidades horizontales a 150 m de profundidad, desde la isobata 150 m hasta 40 km fuera de esta isobata hacia mar adentro, y entre 32°S y 35°S. Las velocidades fueron obtenidas desde la simulación L2.

3.3.3 Estimación del espectro de energía en función del número de onda

Con el propósito de describir los regímenes turbulentos involucrados durante la formación de Puddies, se calculó el espectro de energía de la velocidad zonal y meridional a 150 m de profundidad para transectas desde la costa hasta 90 km fuera de la costa. En total fueron 97 transectas entre 33°18'S y 33°30'S (región en que se observó la formación del Puddy). Los espectro de u y v fueron estimado como

$$S^u(k) = \langle |\hat{u}^2| \rangle, \quad (3.a)$$

$$S^v(k) = \langle |\hat{v}^2| \rangle, \quad (3.b)$$

donde k es el número de onda a lo largo de cada transecta, $\hat{\cdot}$ denota la transformada de Fourier y $\langle \cdot \rangle$ es el promedio de los espectros de cada transecta. Entonces, el espectro de energía cinética en función del número de onda fue calculado como:

$$K(k) = 0.5(S^u(k) + S^v(k)). \quad (4)$$

Para más detalle con respecto al análisis espectral en función del número de onda y su interpretación física, revisar el Anexo 4.

3.3.4 Conversión de coordenadas verticales y horizontales

Un aspecto a considerar al momento de analizar las salidas de CROCO, es el sistema de coordenadas tanto horizontal y vertical. Se debe tener en cuenta que las salidas de la simulación se encuentran en coordenadas sigma (ver Anexo 3.1). Dado que las derivadas horizontales involucradas en la estimación de los términos mencionados anteriormente son con respecto a una superficie geopotencial, y no a una superficie sigma, entonces las derivadas deben ser calculadas a través de la regla de la cadena:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_z = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_\sigma - \left(\frac{1}{H_z}\right) \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\sigma \frac{\partial}{\partial \sigma}, \quad (5.a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial y}\right)_z = \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)_\sigma - \left(\frac{1}{H_z}\right) \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_\sigma \frac{\partial}{\partial \sigma}, \quad (5.b)$$

donde $H_z = \partial z / \partial \sigma$, $(\cdot)_\sigma$ y $(\cdot)_z$ representan la derivada de la variable en coordenadas sigma y z (coordenadas con respecto a la profundidad), respectivamente.

Debido a la discretización horizontal de las ecuaciones primitivas (ver Anexo 3.2), las velocidades horizontales de la simulación se localizan en el borde de la celda de la grilla y no en el centro como es el caso de trazadores, anomalías del nivel del mar, entre otros (Figura

A3.3). Para que las velocidades horizontales se encuentre en el centro de la celda (ρ) se realiza la siguiente conversión:

$$u_{\rho}(i, j)=0.5[u(i, j)+u(i+1, j)], \quad (6.a)$$

$$v_{\rho}(i, j)=0.5[v(i, j)+v(i, j+1)]. \quad (6.b)$$

Para más información sobre los detalles técnicos de ROMS (o CROCO) visitar www.myroms.org/wiki/Documentation_Portal (o www.croco-ocean.org/documentation/croco-ocean.org/documentation/)



4. RESULTADOS

4.1 CAPÍTULO I: Generación de remolinos subsuperficiales de mesoescala frente a la costa central de Chile (manuscrito enviado a *Journal of Geophysical Research: Ocean*)

Frente a la costa de Chile central, remolinos subsuperficiales anticiclónicos son una característica sobresaliente de la circulación oceánica, transportando hacia afuera de la costa una significativa fracción de aguas costeras que son ricas en nutrientes y pobres en oxígeno disuelto. El mecanismo de formación de estos remolinos fue analizado a través de un modelo oceánico de alta resolución ($\sim 0,3$ km) que simula de manera realista la circulación promedio, incluyendo la Corriente Subsuperficial de Perú-Chile (CSPC). El análisis de la vorticidad y de la energía cinética turbulenta indican que los remolinos subsuperficiales pueden ser causados a través de una combinación de diversos procesos que están asociados con inestabilidades de la CSPC. La interacción entre la CSPC y el talud genera vorticidad anticiclónica y débil vorticidad potencial en la capa límite de fondo. Cuando la corriente subsuperficial se separa del talud, esta corriente advecta hacia afuera de la costa la vorticidad que es generada en la capa límite de fondo. La separación de la corriente subsuperficial favorece la intensificación de la vorticidad anticiclónica, alcanzando magnitudes mayores que la vorticidad planetaria, mientras que la energía cinética es convertida desde la CSPC hacia flujos turbulentos. Estos procesos reúnen las condiciones necesarias para el desarrollo de inestabilidades centrifugas, las cuales pueden formar estructuras de submesoescala. La coalescencia de las estructuras de submesoescala generan un remolino subsuperficial de mesoescala. En simulaciones de baja resolución (> 3 km), inestabilidades centrifugas no son observadas durante la formación de estos remolinos y la conversión barotrópica de la energía cinética promedio hacia energía cinética turbulenta aparece como el principal proceso de formación del remolino.

Subsurface mesoscale eddy generation in the ocean off central Chile*

Marcela Contreras^{1,2}, Oscar Pizarro^{2,3}, Boris Dewitte^{4,5},
Hector H. Sepulveda³ and Lionel Renault⁶

¹ Graduate Program in Oceanography, Department of Oceanography, University of Concepción, Chile.

² Millennium Institute of Oceanography, Chile

³ Department of Geophysics, University of Concepcion, Chile

⁴ LEGOS/IRD, Toulouse, France.

⁵ Departamento de Biología Marina, Facultad de Ciencias del Mar, Universidad Católica del Norte, Coquimbo, Chile.

⁶ LEGOS, Université de Toulouse, IRD, CNRS, CNES, UPS, Toulouse, France.

Corresponding author

Marcela Contreras marcecontreras@udec.cl

Graduate Program in Oceanography, Department of Oceanography, University of Concepción,
P. O. Box 160 C, Concepcion, Chile



Key Point

- Off central Chile subsurface anticyclonic eddies are generated when the Peru-Chile Undercurrent separates from the slope.
- After the Undercurrent separates, centrifugal instabilities are generated. These instabilities then coalesce to form anticyclonic eddies.
- Centrifugal instabilities are not formed in low-resolution simulations, but EKE is still produced by horizontal Reynolds stresses.

* Enviado a “*Journal of Geophysical Research: Oceans*” el 29 de octubre del 2018 (manuscrito # 2018JC014723).

Abstract

Off the coast of central Chile, subsurface anticyclonic eddies are a salient feature of the oceanic circulation, transporting a significant fraction of coastal water that is rich in nutrients and poor in dissolved oxygen offshore. The formation mechanism of these eddies is analyzed through a very high-resolution (~ 0.3 km) oceanic model that realistically simulates the mean circulation, including the Peru-Chile Undercurrent (PCUC). An analysis of the vorticity and eddy kinetic energy in the model indicates that the subsurface eddies can be triggered through a combination of several processes that are associated with instabilities of the PCUC. The interaction between the PCUC and topographic slope generates anticyclonic vorticity and weak potential vorticity in the bottom boundary layer. When the undercurrent separates from the slope, this current advects the vorticity that is generated in the bottom boundary layer offshore. The separation of the undercurrent favors the intensification of anticyclonic vorticity, reaching magnitudes that are larger than the planetary vorticity, while kinetic energy is converted from the PCUC to the eddy flow. These processes set the necessary conditions for the development of centrifugal instabilities, which can form submesoscale structures. The coalescence of submesoscale structures generates a subsurface anticyclonic mesoscale eddy. In low-resolution simulations (> 3 km), centrifugal instabilities are not observed during the formation of these eddies, and the barotropic conversion of the mean kinetic energy into eddy kinetic energy appears as the main process of eddy formation.

Plain Language Summary

Subsurface mesoscale eddies are swirling masses of water observed below the surface layer of the ocean (around 100 to 400 meters depth). Off central Chile, these eddies have typical diameters of few tens of kilometers. They are formed near the coast, where an intense subsurface poleward flow, namely the Peru-Chile Undercurrent (PCUC), interacts with the continental slope and the seaward border of the continental shelf. These eddies can travel long distances transporting coastal waters, with low dissolved oxygen and high nutrient concentrations, toward regions in the open ocean which are poor in nutrients and well oxygenated. Consequently, subsurface mesoscale eddies can influence the regional distribution of nutrients and dissolved oxygen in the ocean impacting, in turn, the marine ecosystems. We use a numerical computer model to analyze the formation of an eddy near 33.5°S off Chile. We showed that the eddy formation process requires the undercurrent to destabilize and detach from the coast, promoting the generation of submesoscale eddies (diameters of around 10 km). This means that in regions of subsurface mesoscale eddy formation, initially the PCUC drifts offshore transferring momentum to submesoscale eddies. Later on these small eddies begin to coalesce to form an eddy with larger dimensions.

1. Introduction

Mesoscale eddies play a central role in the transport of heat, momentum and dissolved substances in the ocean. These eddies affect the primary productivity and biogeochemistry of the ocean and, consequently, are potentially important for the climate of the planet (McGillicuddy et al., 2007; Chelton et al., 2011; Dong et al., 2014). The contribution from mesoscale eddies to the total transport can be comparable to that from large-scale horizontal wind- and thermohaline-driven circulation (Zhang et al., 2014), particularly in regions that are characterized by weak mean circulation, such as the Eastern Boundary Upwelling Systems (EBUS). In addition to surface mesoscale eddies, which has been rather well documented from satellite data, EBUS show a distinctive class of subsurface or intratermoclinal eddies that are much less well known. These eddies are commonly anticyclonic and have a diameter close to the Rossby radius and a core with a thickness of approximately 500 m (Kurian et al., 2011; Hormazabal et al., 2013; Combes et al., 2015). The anomalies that are generated by this type of eddy have a convex lens shape, with a core that is frequently located in the permanent pycnocline (Johnson & McTaggart, 2010; Collins et al., 2013). These eddies contain relatively homogeneous waters presenting a thermocline—or "pycnocline"—in its core.

Subsurface anticyclonic eddies have been also observed in other locations in the global ocean. For instance, Richardson et al. (2000) –based on subsurface float measurements– document subsurface eddies in the North Atlantic, which contain water that originated from the Mediterranean Sea (called Meddies). Subsurface mesoscale anticyclonic eddies have been also observed in the Indian Ocean. There, they are sometime called Reddies because transport waters from the Red Sea (Shapiro & Meschanov, 1991). Subsurface eddies in the Northwest Pacific off the coast of California are associated with instabilities in the California undercurrent and are called “California Undercurrent Eddies”, or “Cuddies” (Jerónimo & Gómez-Valdés, 2007; Molemaker et al., 2015). Subsurface eddies in the Southeast Pacific have been described through a combination of data from oceanographic cruises, Argo floats and gliders (Johnson & McTaggart, 2010; Hormazabal et al., 2013; Thomsen et al., 2016).

Generally, these types of eddies in the EBUS could be referred to as “Puddies” because they originate from the poleward undercurrent (Frenger et al., 2018). Here, we use this name to refer to the subsurface anticyclonic eddies observed off Chile.

Modeling studies in the Pacific EBUS (Kurian et al., 2011; Colas et al., 2012; Combes et al., 2015) showed that surface eddies are characterized by a maximum vorticity magnitude in the upper 100-m depth and that subsurface eddies have a maximum vorticity magnitude from several tens to a few hundred meters below the surface (~200-m depth). Additionally, surface and subsurface eddies have an asymmetric distribution. Surface eddies of cyclonic vorticity are slightly more frequent than anticyclonic eddies, whereas subsurface eddies are mainly associated with anticyclonic vorticity and would be as frequent as surface anticyclonic eddies (Colas et al., 2012; Combes et al., 2015).

The eastern South Pacific is characterized by high primary production and by one of the most extensive oxygen-minimum zones of the world ocean (e.g. Fuenzalida et al., 2009). In this region, Puddies are produced by the destabilization of the PCUC (Hormazabal et al., 2013; Combes et al., 2015; Thomsen et al., 2016), which flows poleward at the top of the slope and continental shelf and transports Equatorial Subsurface Water (ESSW; Johnson & McTaggart, 2010; Hormazabal et al., 2013). This same water mass is found in the Puddy cores. Off central Chile the ESSW is characterized by relatively warm temperatures, high subsurface salinities (34.2-34.6), high concentrations of nutrients and very low values of dissolved oxygen (Silva et al., 2009). Puddies can move long distances to the west, transporting ESSW to the subtropical gyre (Frenger et al., 2018). This phenomenon can contribute to the expansion of the oxygen-minimum zones (OMZ) towards well-oxygenated waters, which could have important ecological effects by modulating denitrification and nitrogen fixation (Landolfi et al., 2013). Nearshore, the transport of Puddies can remove subsurface nutrients before they are exposed to the surface by upwelling, reducing both coastal productivity (Gruber et al., 2011; Renault et al., 2016a) and the intensity of the OMZ in this region (Stramma et al., 2012).

Several processes can destabilize the undercurrent and generate subsurface eddies, such as baroclinic or barotropic instabilities, topography effects or convection (McWilliams, 1985; D'Asaro, 1988; Bosse et al., 2016). For the Puddies that are generated in the EBUS, the formation mechanism must explain the preference towards anticyclonic vorticity. Molemaker et al. (2015) performed numerical simulations off the coast of California and suggested that the mechanism of the Puddy formation is associated with the development of strong anticyclonic vorticity in the bottom boundary layer that exists between the California undercurrent and the slope. When the undercurrent is destabilized, it can separate from the slope, instigating submesoscale instabilities and, thus, submesoscale anticyclonic eddies. These eddies can interact with each other to form a subsurface eddy of a larger scale. Thomsen et al. (2016) described the formation of a Puddy off the coast of central Peru (approximately 12.5°S) based on a comprehensive set of observations, claiming that their results were consistent with the idea from the modeling study by Molemaker et al. (2015).

In this study, we analyze the formation of Puddies off central Chile and their relationship with the PCUC. Our goal is to describe the mechanisms that participate in the Puddy formation focusing on submesoscale processes and turbulent regimes. To that end, a high-resolution regional simulation is conducted over a domain off central Chile where subsurface eddies have been shown to occur from observations. The simulation setup is presented in section 2. In section 3, we analyze the origin of the anticyclonic vorticity and potential vorticity that feed the Puddies. A case study of Puddy formation is presented in section 4. In this section, we describe the main processes that are associated with Puddy formation. Furthermore, we analyze the eddy–mean interactions (section 4.2) and identify the turbulent regimes that are associated with the generation of the Puddy (section 4.3). The effect of varying the model resolution and topography on the Puddy formation is analyzed in section 5. Section 6 includes a summary and perspectives for future work.

2. Methodology and data description

2.1 Data

a) MUR sea surface temperature

Satellite-derived sea surface temperatures (SST) from the Multi-scale Ultra-high Resolution (MUR) dataset were compared with SSTs from the model. MUR is a daily global dataset that is available from 1 June, 2002, to the present. This product is a combination of data from the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR), Moderate Imaging Spectroradiometer (MODIS) Terra and Aqua, and Advanced Microwave Spectroradiometer-EOS (AMSR-E) instruments. Ultra-high resolution (~ 1 km) is achieved by using the technique called multi-resolution variational analysis, which is a statistical interpolation method that is based on wavelet decomposition called “multi-resolution analysis”. Technical details can be found in Chin et al. (1998). These data were provided by the Jet Propulsion Laboratory under support by NASA Making Earth Science Data Records for Use in Research Environments program (<https://mur.jpl.nasa.gov/>).

b) Hydrographic Data

To assess the model’s ability to reproduce the observed vertical stratification, we used observations of temperature and salinity obtained with a Conductivity-Temperature-Depth profiler (CTD model SBE-25) during an oceanographic cruise supported by the “Fondo de Investigación Pesquera, Chile” (FIP2005-01) on board the research vessel R/V *Abate Molina* between 6 and 17 December, 2005. CTD measurements were conducted across five transects between 35.5° and 37.5° S in intervals of 0.5° . Each transect had 10 stations. We used only data from 35.5° S and 36.5° S and from stations between the coast and 75° W. The locations of the stations that were used in this work are shown in Figure 1.

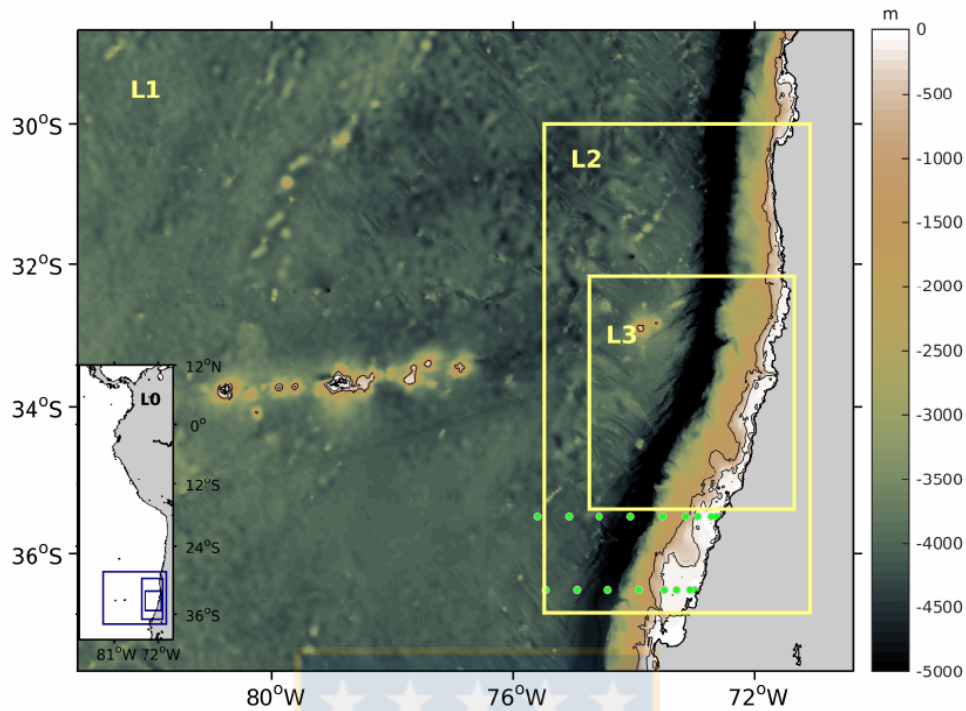


Figure 1: Topography (m) of the domain of the simulation L1 (3-km resolution) from the SRTM15_PLUS dataset. The areas that are delineated by thick yellow lines show the domain of simulations L2 (1 km resolution) and L3 (0.3 km resolution). The 200- and 1000-m isobaths are delineated by black lines. The green dots show the stations of the oceanography cruise FIP in December 2005. The bottom-left corner of the figure shows the domain of L0 (parent simulation, $1/12^\circ$ resolution), with the areas of the child simulations delineated by blue lines.

2.2 Model configuration and forcings

In this study, we used the Regional Ocean Modelling Systems (ROMS; Shchepetkin & McWilliams, 2003, 2005), in its Coastal and Regional Ocean Community (CROCO) version (Debreu et al., 2012). ROMS solves primitive equations by using a terrain-following vertical coordinate with Boussinesq and hydrostatic approximations. Three simulations with successively horizontal grid nesting refinements from a parent grid resolution were performed. The parent simulation used a domain that extended from 10°N to 40°S and from the coast to 90°W with a $1/12^\circ$ horizontal resolution. This simulation was run for the period 1958-2008

and was analyzed and validated in Dewitte et al. (2012) and Vergara et al. (2016, 2017). This simulation allows for a realistic representation of the PCUC because of its relatively high resolution and usage of a domain that extends up to the equatorial region.

To ease the interpretation of the results, the nesting procedure was performed offline from larger to finer scales without feedback from the child grid solution onto the parent grid (Penven et al., 2006). We used the output of the parent simulation (L0) between June 2005 and May 2006 for the initial and boundary conditions of a child simulation with a resolution of ~ 3 km (L1). This year was selected from L0 because it corresponds to a period close to the climatological mean (without an intense El Niño or La Niña event). L1 was run for 15 years. The last year of simulation L1 was used for the initial and boundary conditions for a simulation with 1 km resolution (L2). The period between 15 November 2005 and 15 May 2006, of simulation L2 was used to generate the initial and boundary conditions for a simulation at 0.3 km resolution (L3). The spin-up times of L1, L2 and L3 were assumed to be less than (or equal to) 2 years, 1 year, and 2 months, respectively. The initial and boundary conditions were processed through the ROMS-to-ROMS package by using the methodology in Mason et al. (2010). The Puddy formation was analyzed from the L3 simulation for the period between 14 January and 14 May, 2006, which corresponds to a period in the calendar year when the PCUC is more intense (e.g., Combes et al., 2015).

The domains of these three simulations are shown in Figure 1. The topography that was used in L1 and L2 was obtained from SRTM15-plus (Shuttle Radar Topography Mission), which is a global bathymetry dataset with 15 arc-sec nominal resolution (~ 0.5 km) (http://topex.ucsd.edu/WWW_html/srtm30_plus.html). To reduce errors that are associated with the pressure gradient, the bottom topography was interpolated onto the model grid and smoothed following Penven et al. (2005). Local smoothing was applied where the steepness of the topography exceeded a factor $r = \Delta h / \bar{h} = 0.2$, where h is the depth and \bar{h} is the mean depth. The topography of L3 was obtained directly from grid L2.

We used the vertical coordinate “sigma” (Shchepetkin & McWilliams, 2009), which can select a transition depth between the z level and sigma level (h_c) that does not depend on the minimal depth of the model topography (Lemarie et al., 2012). We chose the transition depth $h_c=300$, and the parameters that controlled the bottom and surface refinement of the grid were $\sigma_b=2$ and $\sigma_s=7$, respectively. Simulations L1 and L2 had 50 vertical levels, while L3 had 80, which enabled us to resolve details in the topography and have enough vertical levels in the intermediate ocean layers.

The atmospheric forcing for all the simulations was the same as that for the parent domain. The momentum flux was taken from a downscaled product based on NCEP/NCAR data by using QuikSCAT data for the training period of the statistical model. Over the period that was considered here for the simulation (i.e., June 2005 and May 2006), the momentum flux was almost equivalent to using wind fields from QuikSCAT data (the reader is invited to refer to Goubanova et al., 2011, for details in the statistical model). Atmospheric fluxes were derived from the bulk formula (Fairall et al., 2003) by using the air temperature from COADS monthly climatology (da Silva et al., 1994). Short- and long-wave radiation and the relative humidity were taken from COADS. This choice was made initially for the parent simulation because of the large biases in the NCEP atmospheric fluxes near the coast of Peru and Chile. For simplicity and consistency, we used the same approach for the nested domains.

The mechanical interaction between the ocean and the atmosphere (i.e., the current feedback) transfers kinetic energy from the ocean to the atmosphere, inducing surface stress, wind anomalies, and a roughly 30% dampening of mesoscale activity (sometimes called “eddy killing”; e.g., Renault et al., 2016b). Renault et al. (2016b) suggest a simple parameterization of the wind response to the current feedback that is based on the coupling coefficient between the surface current and the wind (s_w). In a bulk formula, the surface stress is computed using the relative wind (Ur) to a portion of the oceanic motions following

$$Ur = Ua - (1 - s_w)Uo \quad (1)$$

where Ua is the 10-m wind and Uo is the surface current. Although such a parameterization presents some limitations (e.g., in this study, s_w does not present any spatial or temporal variations and is taken as 0.3; Renault et al., 2016b), it has the advantage of producing more realistic levels of EKE (compared to altimetry).

ROMS allows the use of different vertical mixing parameterizations to indirectly include small- and micro-scale processes that significantly affect the movement of larger scales. As in the parent simulation, the vertical mixing of the child simulations was parameterized by using the KPP scheme (K-profile parameterization; Large et al., 1994).

The child simulations generally reproduced the main characteristics of the sea surface temperature off central Chile. The SST from L3 was compared to MUR data averaged between 14 January and 14 May, 2006 (Figure 2). Along the coast, L3 presented a cold bias by $\sim 2^\circ$ with respect to satellite observations (Figure 2c). L1 and L2 showed similar spatial patterns to L3 (not shown). While the magnitude of this cool bias was uncertain because of limitations of the satellite data (see Dufois et al., 2012), such a bias is a common feature of regional simulations in EBUS when using satellite scatterometer winds (e.g., Penven et al., 2005; Mason et al., 2011). Scatterometers have a blind zone in coastal regions (within 25 km of the coastline), so winds that are used to force models are extrapolated towards the coast. Therefore, scatterometer winds do not adequately represent the shoreward decreases of alongshore wind speeds near the coast (Capet et al., 2004; Astudillo et al., 2017) because of orography, surface roughness, and air-sea interactions (Renault et al., 2016c). The poor representation of the wind drop-off yields an overestimation of Ekman transport and an underestimation of Ekman pumping but also tends to enhance vertical mixing and vertical advection (Renault et al., 2012), which also contributes to the cold bias. The wind drop-off can also modify the structure of coastal currents. Consistent with the Sverdrup dynamics, a weak wind drop-off results in a weak wind stress curl that deepens the undercurrent and intensifies the surface current (Capet et al., 2004; Song et al., 2011). Consequently, the current shear is intensified and the isopycnal tilt is increased in the presence of a marked drop-off. These conditions favor the development of baroclinic instabilities that generate eddies. The shape of

coastal wind profiles that are used to force models could thus have a relevant role in the mechanism of Puddy formation through modifying the speed and depth of the PCUC core, which should be considered when interpreting the results.

Despite the limitation in the wind forcing mentioned above, our model simulated a relatively realistic mean vertical stratification. Figures 3 and 4 show vertical sections of the temperature and salinity, respectively, from simulation L2 and in-situ data at 35.5°S and 36.5°S between 7 and 12 December 2005. In-situ data were obtained for December 2005 at the previously mentioned latitudes (Figure 1). The simulation realistically simulated the vertical structure of the temperature at the different latitudes of interest (Figure 3). The largest bias was observed above 150 m, where the simulation overestimated the mean temperature by $\sim 2^{\circ}\text{C}$ (Figure 3c and f) compared to the observations. The model also tended to underestimate the salinity in the upper 200 m (Figure 4). However, the maximum salinity at 250 m was reasonably reproduced by the simulation (Figure 4). Importantly, this maximum salinity was associated with the core of the ESSW waters. The difference in the salinity between the observations and L2 showed a similar spatial pattern to the difference in the temperature. Additionally, the vertical structure of the density (σ_t) from the simulation coincided with that from the observations. As expected, the largest difference in the density between the in-situ data and L2 was located in the upper 150 m. The bias in the stratification could be explained by either spurious diapycnal mixing from advection error (Marchesiello et al., 2009) or mesoscale processes that were not reproduced by the model. Overall, the agreement between the model and observations was reasonable considering that the model did not assimilate data.

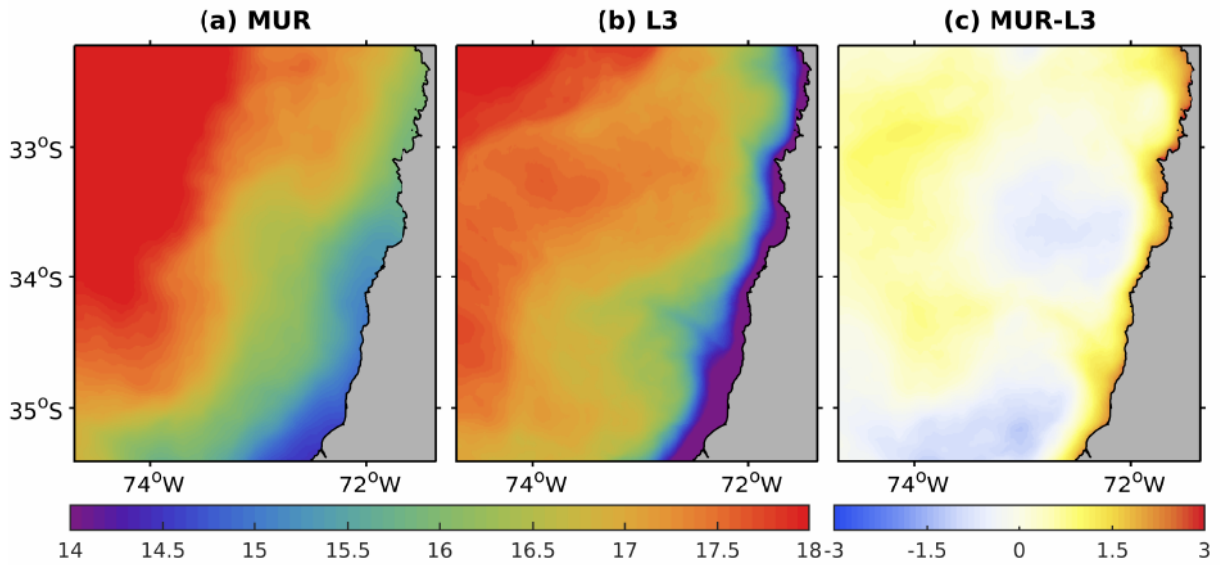


Figure 2: Mean SST ($^{\circ}\text{C}$) between 14 January and 14 May, 2006, from MUR data (a) and L3 (0.3 km, b). (c) Difference between MUR and L3.

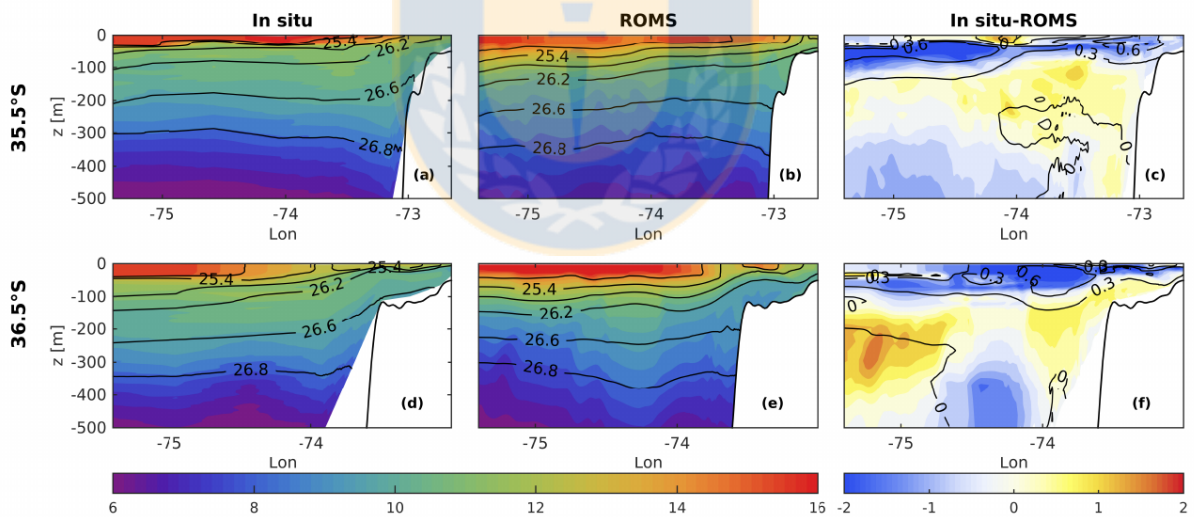


Figure 3: Vertical sections of the temperature (shaded, $^{\circ}\text{C}$) and density ($\sigma\text{-t}$, black contours) during December 2005 at $35^{\circ}30'\text{S}$ (upper) and $36^{\circ}30'\text{S}$ (bottom): from (left) in-situ data, (center) a model (L2 simulation) and (right) the difference between the observations and model.

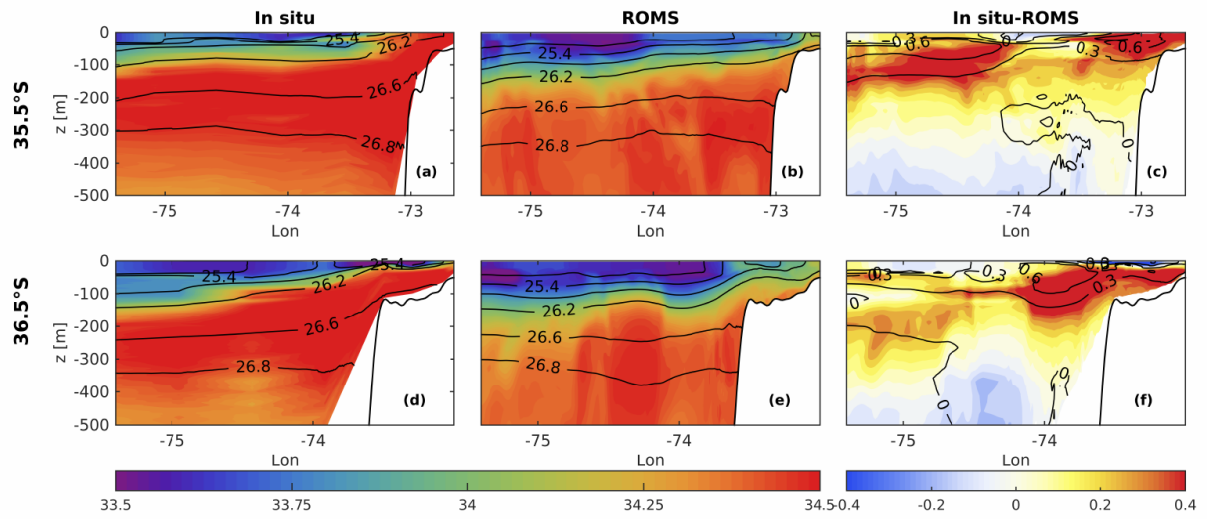
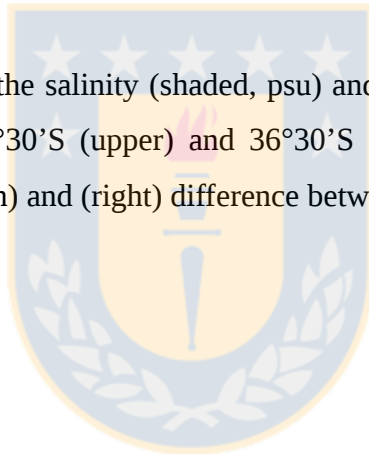


Figure 4: Vertical sections of the salinity (shaded, psu) and density (sigma-t, black contours) during December 2005 at 35°30'S (upper) and 36°30'S (bottom): from (left) in-situ data, (center) a model (L2 simulation) and (right) difference between the observations and model.



3. Anticyclonic vorticity along the slope

Modeling studies in the eastern South Pacific showed that most subsurface mesoscale eddies are anticyclonic (Colas et al., 2013; Combes et al., 2015; Frengé et al., 2018). According to Molemaker et al. (2015), the origin of the anticyclonic vorticity that is associated with these types of eddies originates from the bottom boundary layer of the poleward undercurrent that flows over the slope. Along the Chilean coast, this mechanism can be related to the PCUC, which is rapidly reduced in the sloppy boundary layer, creating both horizontal ($\partial V/\partial x$) and vertical ($\partial V/\partial z$) velocity shear components. In the above expressions, V is the southward (alongshore) flow and x and z are the cross-shore and vertical coordinates, which are positive east and upward, respectively. Thus, the vertical component of the vorticity in the boundary layer ($\partial V/\partial x$) is anticyclonic.

To analyze the generation of anticyclonic vertical vorticity when the PCUC interacts with the slope, we calculated the mean vertical vorticity distribution for a four-month period (14 January to 14 May, 2006) in the higher-resolution simulation (L3). Figure 5 shows the mean meridional current and mean vertical vorticity in different cross-shore sections and the mean flow at 150-m depth. In the upper slope and continental shelf, where the PCUC core is close to the slope (Figure 5a, c, and d), a narrow band of anticyclonic vorticity is observed near the bottom (Figure 5e, g, and h). In the 33°30'S section, where the PCUC is detached from the coast (Figure 5b), a vorticity intensification in the slope boundary layer was not observed (Figure 5f). The values of the vorticity in Figure 5 were normalized by f (the Coriolis parameter, which is negative in the southern hemisphere). The sections centered at 33°S and 34°S presented more intense poleward flow and consistently larger anticyclonic vorticity values in the boundary layer. Important alongshore variability existed in the poleward flow (Figure 5m) and the associated boundary layer vorticity, which may have been related to changes in the topography and corresponding changes in the form drag (Gula et al., 2015; Molemaker et al., 2015).

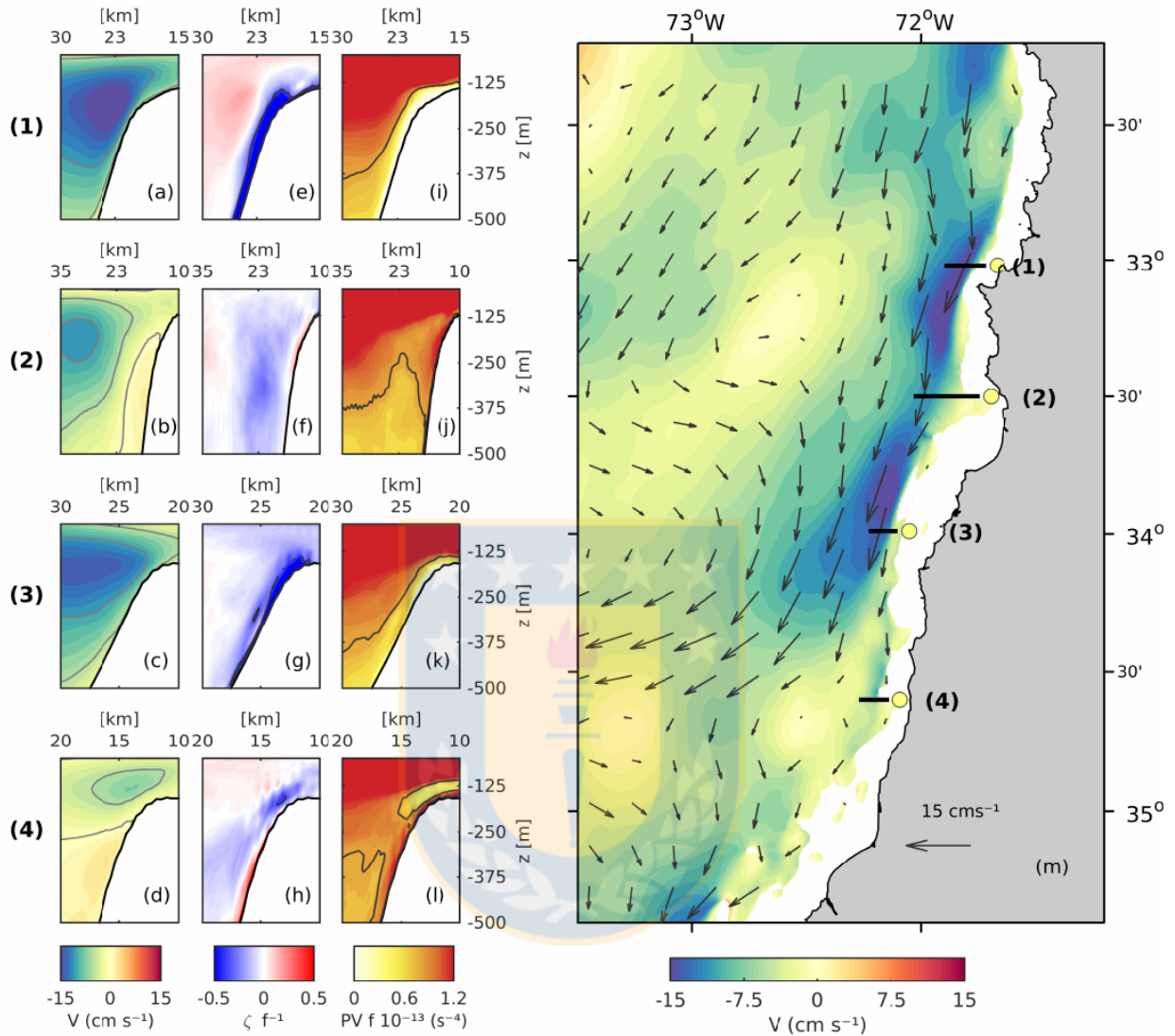


Figure 5: Vertical sections of the meridional velocity (a-d), vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) (e-h) and the product of the potential vorticity and Coriolis parameter (i-l) at (1) 33°S, (2) 33°30'S, (3) 34°S and (4) 34°36'S. The scale of the x axis in each section is different. The gray contours show the meridional velocity at 0, -5 and -10 cm s^{-1} (a-d), the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) at -0.33 (e-h) and the product of the potential vorticity and Coriolis parameter at 0.8 s^{-4} (i-l). (m)

Meridional velocity at 150-m depth. The black lines show the location of the vertical sections. The arrows show the velocity at 150-m depth. These variables were averaged between 14 January and 14 May, 2006.

Observations in the core of Puddies that formed in the eastern South Pacific indicated that the Ertel potential vorticity (PV) was close to zero (or weaker than the PV of the waters surrounding the eddies; Thomsen et al., 2016). Here, $PV = (\zeta + f \mathbf{z}) \cdot \nabla b$, where $\zeta = \nabla \times \mathbf{u}$ is the relative vorticity; \mathbf{z} is a unit vertical vector; $\mathbf{u} = (u, v, w)$ is the velocity vector with components in the zonal, meridional and vertical axes; and $b = -g\rho / \rho_o$, g , ρ and ρ_o are the buoyancy, gravity, density and a reference density, respectively. A possible source of weak PV for the Puddies is the bottom boundary layer. Previous studies showed that the bottom boundary layer may act as a source or sink for the PV over the slope depending on the direction of the current that interacts with the slope (Williams & Roussenov, 2003). Off the coast of central Chile, the undercurrent is oriented in the direction of the Kelvin wave propagation, so downslope Ekman flow advects lighter water under denser water, driving diabatic mixing and reducing the PV (Benthuisen & Thomas, 2012). This relationship was verified in the simulation (Figure 5i-l): when the undercurrent interacted with the slope, a strip of PV with values close to zero was observed. Importantly, this source of weak PV was not the only source because other diabatic processes could have been involved in the Puddy formation, for example, mixing that was associated with submesoscale instabilities, as shown in section 4.2.

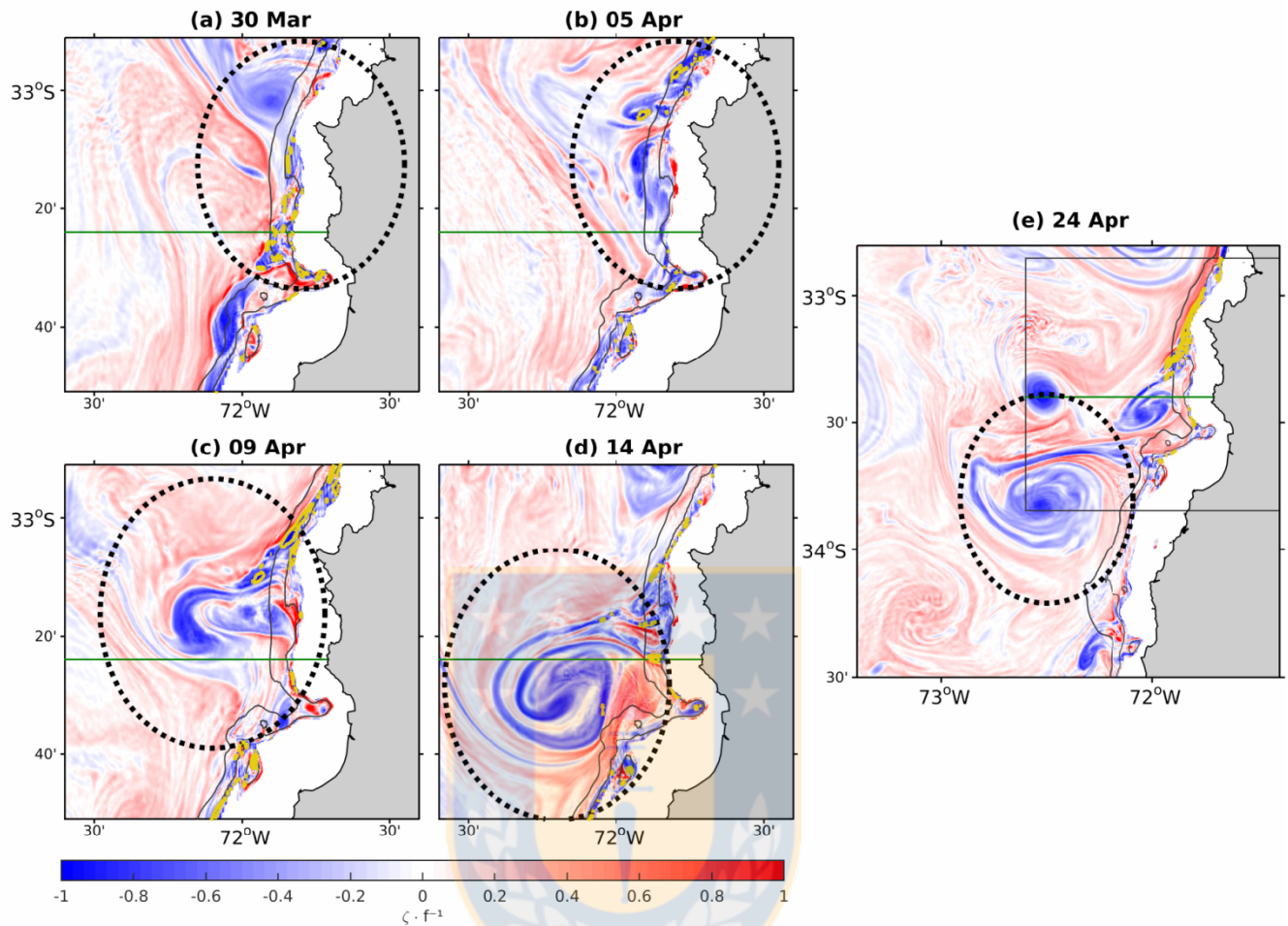


Figure 6: Temporal evolution of the vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) at 150-m depth, during Puddy formation. The black contours indicate the 200-m and 500-m isobaths. Figure 6e shows a different region than that in a-d. The region in a-d is delineated by the rectangle with thin black lines in Figure 6e. The horizontal green lines indicate the latitude of the vertical sections in Figure 9. The circles in the dotted black lines in a-d indicate the zone of Puddy formation, while the circles in the dotted black line in e indicate the location of a well-developed Puddy. The contours with yellow lines correspond to the vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) and equals -1.

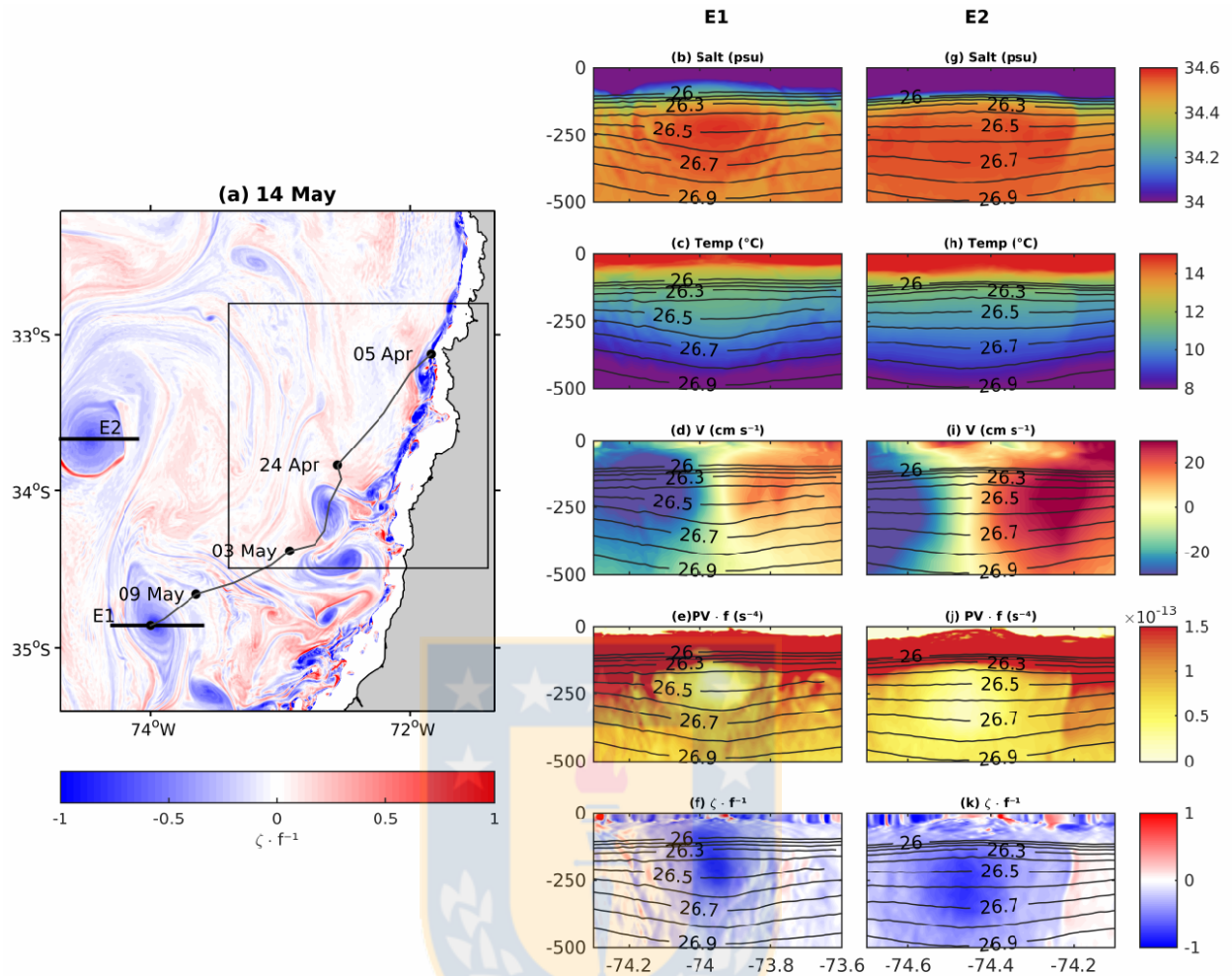


Figure 7: (a) Vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) at 150-m depth. The area that is delineated by black lines corresponds to the region in Figure 6e. The black thicker lines denote the locations of the vertical sections of Puddies E1 (b-f) and E2 (g-k). The vertical sections show the salinity (b, g), temperature (c, h), meridional velocity (d, i), vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) (e, j), and the product of the potential vorticity and the Coriolis parameter (f, k). The black contours denote the potential density, with intervals of 0.1 kg/m³. Puddy E1 corresponds to the formation that was analyzed. The black line with dots shows the track since the start of E1 formation to 14 May, 2006.

4. Formation of subsurface eddies: a case study

To identify the main processes that were involved in the generation of subsurface mesoscale eddies off central Chile, we analyzed the generation of a well-developed eddy that was observed in the highest-resolution (L3) simulation during April 2006. Figure 6 shows the evolution of the vertical vorticity normalized by f (i.e., ζ^z/f), emphasizing the region where the Puddy formed (see the circles in the thick dotted line). Prior to the formation of the Puddy (30 March), the vorticity was weaker to the north of $33^{\circ}10'S$. Between $33^{\circ}10'S$ and $33^{\circ}35'S$, a strip of anticyclonic vorticity was observed along the shelf break and upper slope, reaching magnitudes larger than f (Figure 6a, yellow contours in this figure indicate anticyclonic relative vorticity equal to $|f|$). This strip of anticyclonic vorticity weakened on 5 April (Figure 6b). To the north of $33^{\circ}20'S$, the magnitude of the anticyclonic vorticity increased. This intensification was also observed on 9 April and was associated with the formation of submesoscale coherent structures (Figure 6c). These structures interacted to produce a larger eddy (Figure 6d), which finally separated from the coast and moved slightly southward (24 April, Figure 6e). To the north of the studied eddy ($33^{\circ}24'S$; $72^{\circ}30'W$), an intense submesoscale vortex also formed at the coast but did not merge with our main eddy. Later, the main eddy continued moving to the southwest, transporting the vorticity that was generated at the coast. On 14 May, the Puddy was observed at $34^{\circ}50'S$ and $74^{\circ}W$ (Figure 7). The perturbation of the isopycnals in the eddy core had a typical convex shape, with positive temperature and salinity anomalies (corresponding to ESSW) and weak potential vorticity (Figure 7b-f). These properties characterize Puddies off central Chile (Hormazabal et al., 2013; Combes et al., 2015). Another Puddy was present near $33^{\circ}42'S$ and $74^{\circ}24'W$ (Figure 7), crossing the northern boundary of the high-resolution domain. This eddy showed similar characteristics to our case-study eddy, but its diameter was somewhat larger and its core was deeper (Figure 7g-k).

According to our hypothesis, the vorticity flux from the boundary layer that fed the eddy was associated with the separation of the PCUC from the slope. We identify and describe this separation process in the next sub-section.

4.1 Undercurrent separation

The main source of vorticity for Puddies is the bottom boundary layer, but feeding these eddies requires that the boundary layer separates from the slope, transporting the vorticity away from the coast. Both numerical and observational studies showed that the poleward undercurrent in the EBUS can separate from the coast, commonly near abrupt changes in topography (Molemaker et al., 2015; Thomsen et al., 2016). Different factors can contribute to coastal current separation: the so-called β effect, the stretching of the vortex tubes and changes in the bottom topography (Marshall & Tansley, 2001). For Puddies off California, the California Undercurrent separates from the slope because of form drag and bottom-pressure torque from changes in the bottom topography (Molemaker et al., 2015). This phenomenon causes the undercurrent to slow down near the slope and drift off the coast. The separation of the PCUC and its role in the formation of Puddies off the coast of central Chile is analyzed below. However, the causes of this separation are not directly studied, assuming that they are produced by similar processes to those for the coast of California.

We focus on the region where a Puddy formed in April 2006 (near $33^{\circ}25'S$). Before this Puddy formation (30 March), the undercurrent had a magnitude of $\sim 25 \text{ cm s}^{-1}$ following the continental shelf break and the upper slope, which are represented by the 200-m and 500-m isobaths, respectively (Figure 8a). When the Puddy began to form (5 April) in a region with changes in the topography ($33^{\circ}25'S$, indicated by the green line in Figure 8b), the core of the undercurrent moved offshore and substantially weakened, and a positive (northward) current was observed at the coast. This slight coastal current became later a component of the Puddy structure (Figure 8c). On 14 April, this eddy began to move to the southwest (Figure 8d). After the Puddy formed, the poleward undercurrent returned to the coast in the northern half of the domain, increasing its magnitude near the slope and generating another intense strip of anticyclonic vorticity (24 April; Figure 8e). This current separation and Puddy formation process could also be observed in the vertical sections centered at $33^{\circ}25'S$ (Figure 9; the section is marked with a horizontal green line in Figures 6 and 8). As observed in Figure 8,

prior to the formation of the Puddy, the poleward undercurrent was more intense and was located close to the slope, with a core near 200-m depth. Below the core of the undercurrent, the isopycnals abruptly bent downward (Figure 9a). When the Puddy began to form, the intensity of the undercurrent decreased and the current displaced offshore. Simultaneously, a positive current developed along the upper slope and continental shelf and the isopycnals flattened (Figure 9b). Subsequently, the currents showed a clear Puddy structure with a core centered at 150-m depth (Figure 9d).

During the Puddy formation, the *PV* presented a similar spatial pattern to the vertical component of the relative vorticity between 100-m and 500-m depth. Regions with anticyclonic vorticity (Figure 9f-j) were closely related to regions with weak *PV* (Figure 9k-o). Before the Puddy formation, the PCUC interacted with the slope and the slope had anticyclonic vorticity greater than f (Figure 9f) and a negative *PV* (Figure 9k). The region that was dominated by negative *PV* extended beyond the boundary layer. When the *PV* was negative and far from the boundary, the flow was unstable and submesoscale instabilities could be generated (e.g., Hoskins, 1974; Thomas et al., 2013). This type of instability (or negative *PV*) was observed in the latitudinal section (33°25'S) in Figure 9 and along the coast of the study region, where the anticyclonic vorticity was close to or greater than $|f|$ and where the undercurrent tended to detach from the slope (Figure 6 and 8).

When the undercurrent separated from the slope, an anticyclonic vorticity core was observed off the slope at approximately 150-m depth (Figures 9h and i). The Puddy could also be clearly recognized from the distribution of weak *PV*. If the potential vorticity was close to zero, then the flow was "marginally stable", which would be the result of the submesoscale instabilities (Molemaker et al., 2015) because stratification would have decreased in the eddy core after an increase in mixing from the instabilities. This characteristic is typical of Puddy formation, which allows the eddy core to contain relatively homogeneous water. The origin of mixing could be directly associated with friction in the bottom boundary layer (section 3.1) or the effects of submesoscale instabilities.

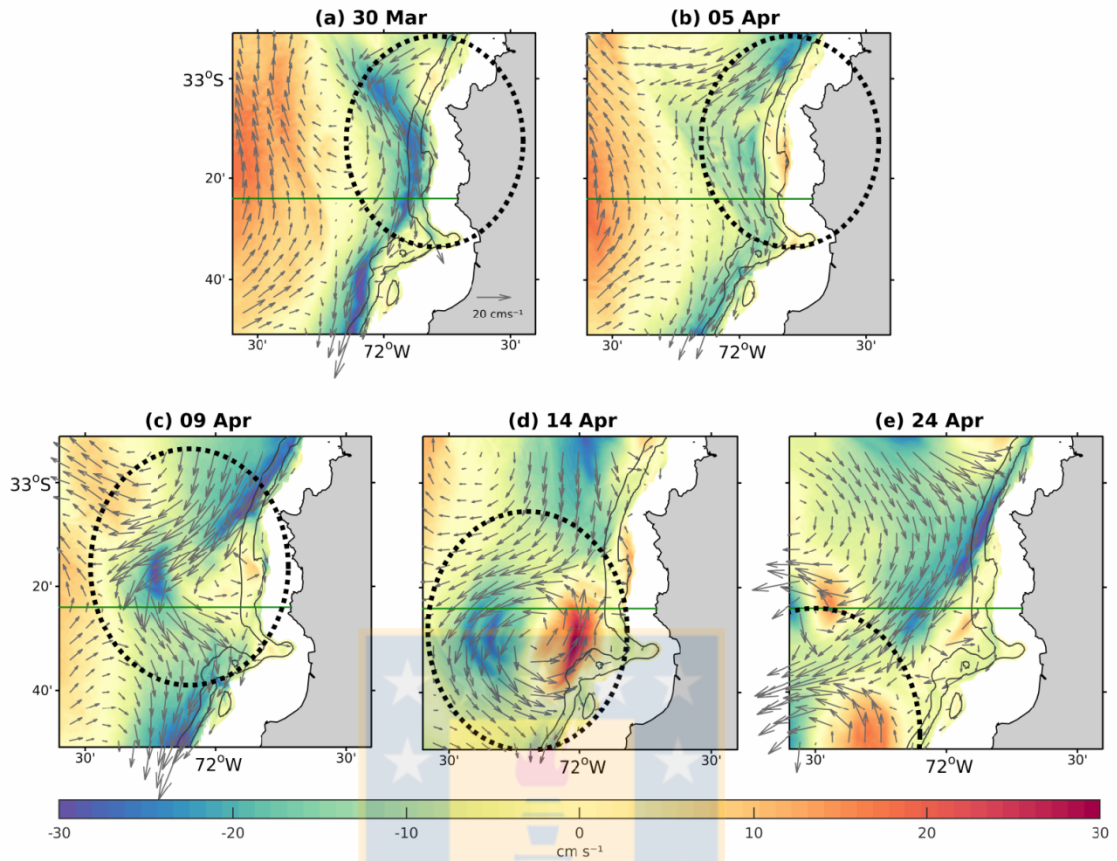


Figure 8: Temporal evolution of the meridional velocity at 150-m depth, during the analyzed Puddy formation. The arrows show the velocity at 150-m depth. Black contours show the 200- and 500-m isobaths. The green lines denote the locations of the vertical sections in Figure 9. The black circles indicate the zone of Puddy formation.

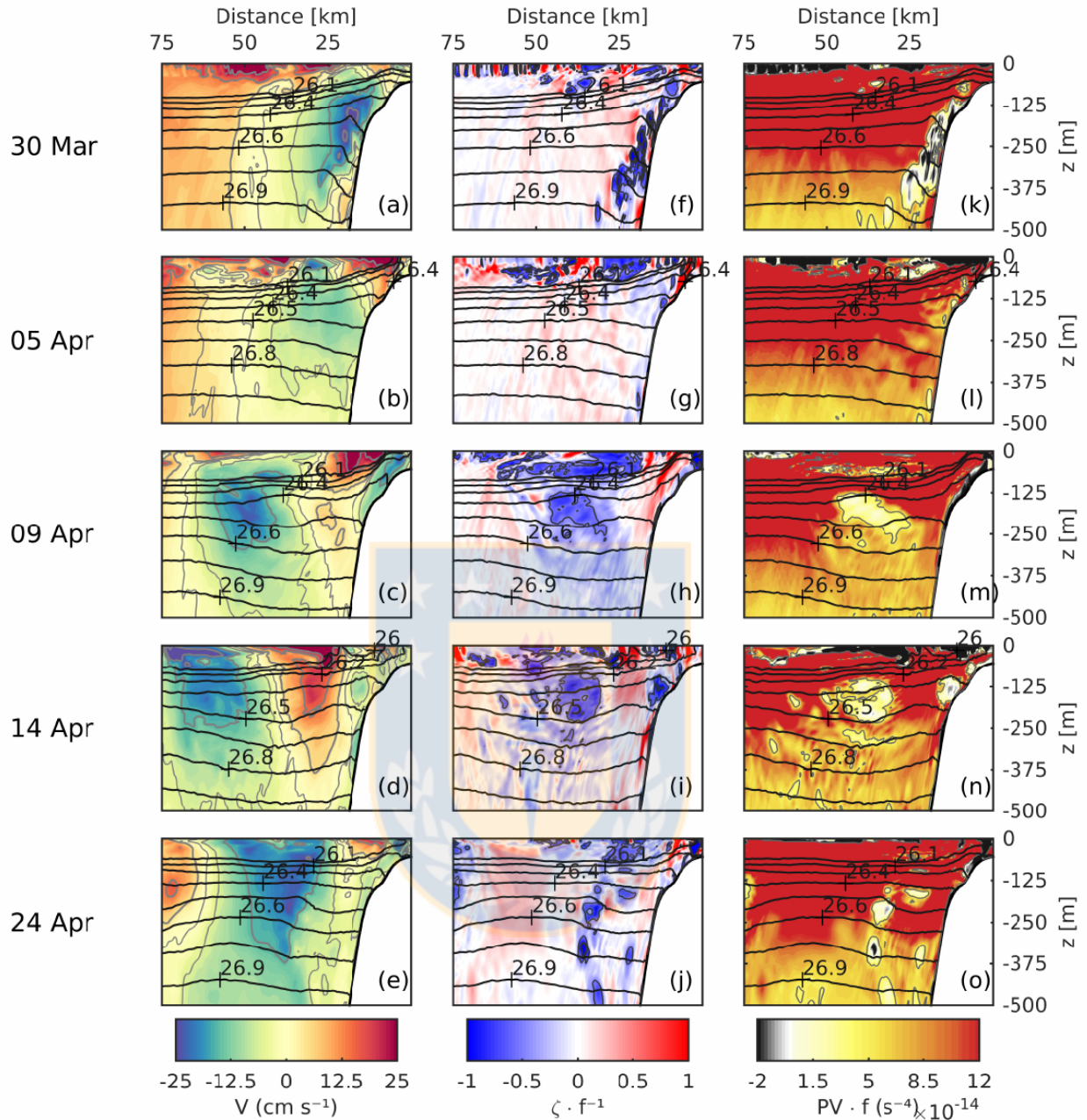


Figure 9: Vertical sections at 33.4°S (green lines in Figures. 6 and 8) that show the temporal evolution of the meridional velocity (a-e), vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) (f-j), and product of the potential vorticity and the Coriolis parameter (k-o) during the Puddy formation. The black contours denote the potential density, with intervals of 0.1 kg/m³.

4.2 Eddy kinetic energy budget

To identify the sources of eddy kinetic energy that is involved in the generation of Puddies, we analyze the terms that are associated with the transfer of kinetic and potential energy between the mean and eddy flows. These terms include the horizontal (*HRS*) and vertical (*VRS*) Reynolds stresses and the vertical buoyancy fluxes (*VBF*). By using Reynolds decomposition, the velocity and buoyancy can be expressed as $(u, v, w) = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) + (u', v', w')$ and $b = \bar{b} + b'$, where $(\bar{\quad})$ is the temporal mean of the variable over the period between 14 January and 14 May, 2006 and (\quad') is the fluctuation with respect to the mean. Then, the Reynolds stresses and vertical buoyancy fluxes can be defined as follows (e.g., Harrison & Robinson, 1978; Kang & Curchitser, 2015; Gula et al., 2016):

$$HRS = -\overline{u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{v'^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}, \quad (2.a)$$

$$VRS = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad (2.b)$$

$$VBF = \overline{w'b'}. \quad (2.c)$$

The overbars in (2) also indicate the average over the period between 14 January and 14 May, 2006. If the *HRS*, *VRS* and *VBF* are positive, kinetic energy is transferred from the mean current (*MKE*) –or from eddy available potential energy (*EPE*) in the case of *VBF*– to eddy kinetic energy (*EKE*). Conversely, if the magnitudes of the *HRS* and *VRS* (*VBF*) are negative, then the transfer is from *EKE* to *MKE* (*EPE*).

The integrated terms between 100- and 500-m depth are shown in Figure 10 (this depth range corresponds to the region of interaction between the PCUC and the slope and is not directly influenced by mixing-layer processes). The most relevant terms were the *HRS* and *VBF* (Figure 10a and c). The *VRS* was an order of magnitude smaller compared to the other two terms (see Figure 10b, where the values were multiplied by 10). The same order of magnitude for the *HRS* and *VRS* was observed off the coast of California (Dewar et al., 2015).

In the surface layer, the main transfer of energy was from *EPE* to *EKE* ($VBF > 0$), although this term had smaller values than the *HRS* in the subsurface. In particular, below the surface layer and over the slope, the *VBF* tended to be negative. Thus, the transfer of energy was mostly from *EKE* to *EPE*, i.e., opposite to the transfer of energy that is commonly related to baroclinic instabilities. Several studies showed that the topographic slope has a stabilizing effect on baroclinic instability, where the stabilization of the baroclinic modes leads to the dominance of barotropic horizontal shear instability (e.g., Orlandi, 1969; Poulin et al., 2014; Cimoli et al., 2017).

The *HRS* was characterized by alongshore variations (Figure 10a) that could be explained by the effect of the topography on the energy conversion terms. The shear increased when the flow pressed against the slope because of a combination of bathymetric curvature and inertia effects (Gula et al., 2015). To the north of the topography change ($33^{\circ}30'S$), where the eddy that was analyzed in the previous sections was generated, the *HRS* presented positive values, i.e., the PCUC transferred kinetic energy to turbulent flows. In this region, the *VBF* had smaller magnitudes than the *HRS* during the Puddy formation, suggesting that the *HRS* was the main source of energy for the *EKE*. Regions where $HRS > 0$ could be associated with submesoscale instabilities (Gula et al., 2016).

We redefined the Reynolds decomposition of the velocity and buoyancy to analyze the temporal evolution of the energy conversion terms towards the *EKE* during the Puddy formation. Now, the operator $(\bar{\quad})$ consisted of a 10-day running average centered at time t and (\prime) denotes deviations from this average. We chose this period based on the temporal power spectra that were computed from the horizontal velocity at 150-m depth between $32^{\circ}S$ and $35^{\circ}S$ and from the 150-m isobath to 40 km offshore. In the power spectra, a change in slope occurred at around 10 days (not shown). Thus, the averages were associated with the mean and low-frequency changes (temporal scale longer than 10 days), while the perturbations contained a shorter temporal scale were related to the submesoscale (on the order of f^{-1} ; e.g., Thomas et al., 2008). By using these new definitions for $(\bar{\quad})$ and (\prime) , we estimated the terms of the energy

transfer (2), with the horizontal and vertical Reynolds stresses and the vertical buoyancy flux called HRS^* , VRS^* and VBF^* , respectively. We only show the results for HRS^* because VRS^* and VBF^* presented much smaller magnitudes than those of HRS^* .

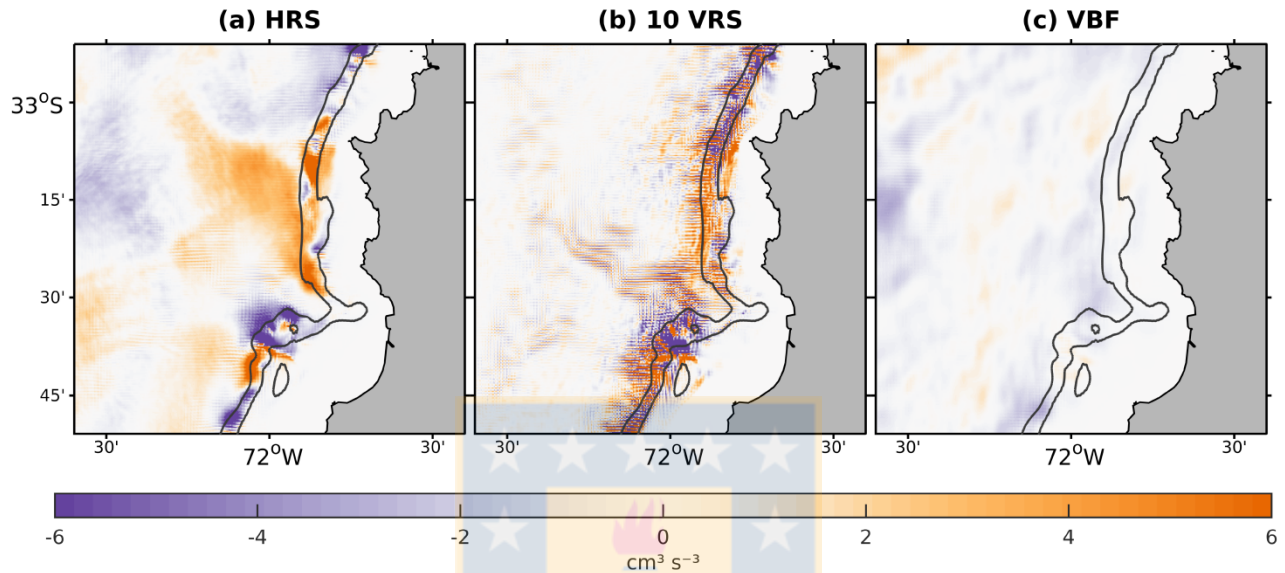


Figure 10: (a) HRS , (b) VRS multiplied by 10 and (c) VBF integrated between 100- and 500-m depth. The black contours show the 200- and 500-m isobaths. VBF was filtered through averaging over boxes of 6 km on a side.

During the Puddy formation, regions where HRS^* was positive over the 200- and 500-m isobaths existed (Figure 11). However, the magnitudes of HRS^* in these regions presented temporal and spatial variations. These variations were mainly associated with the interaction of the PCUC with the slope. In regions where the undercurrent interacted with the slope but was close to separate, HRS^* was positive (e.g., at 33°25'S on 30 March; Figure 8a and 11a). We also observed $HRS^* > 0$ at 33°35'S on 14 April (Figure 11d), but this result was produced by the interaction between the topography and the northward current of the Puddy. During the Puddy formation in the region where the eddy was located, a dipole of $HRS^* > 0$ and $HRS^* < 0$ was observed, which was associated with the shear of the Puddy currents.

In the regions upstream of the PCUC separation, HRS^* was positive and matched with regions of large anticyclonic vorticity, whose magnitudes could exceed the planetary vorticity (Figure 6), and negative PV (Figure 11). These regions are indicated in Figure 11 by rectangles in red lines. If $PV \leq 0$ in a region far from the bottom boundary layer, inertial instabilities can occur (Hoskins, 1974). Inertial instabilities that extract the energy of the mean current through horizontal shear (i.e., $HRS^* > 0$) are called centrifugal instabilities (e.g., Thomas et al., 2013). The generation of these instabilities by the interaction between currents and topography has been observed in the California Undercurrent (Dewar et al., 2015; Jiao & Dewar, 2015; Molemaker et al., 2015) and Gulf Stream (Gula et al., 2016). This type of instability is associated with energy dissipation, producing small-scale turbulence and diapycnal and isopycnal mixing (Dewar et al., 2015) and modifying the PV in turn. Diapycnal mixing and subsequent geostrophic adjustment are the main mechanisms for submesoscale coherent structure generation (McWilliams, 1985). D'Asaro (1988) showed evidence of the formation of these structures in association with the interaction between the current and topography. As these submesoscale structures merge together, the centrifugal instabilities are stabilized, creating a larger eddy. The eddy has close to zero PV at its core because of the weakening of the stratification that is generated by the instabilities and the concentration of anticyclonic vorticity.

The values of VBF^* were smaller than those of HRS^* in the Puddy formation region, and their spatial and temporal patterns were not directly related to its generation. Negative VBF^* values can be expected where centrifugal instabilities are present; nevertheless, we did not observe a significant relationship between the centrifugal instabilities and $VBF^* < 0$. In summary, the transfer of kinetic energy from the PCUC to the turbulent flux (HRS^*) was the main source of energy for the Puddies.

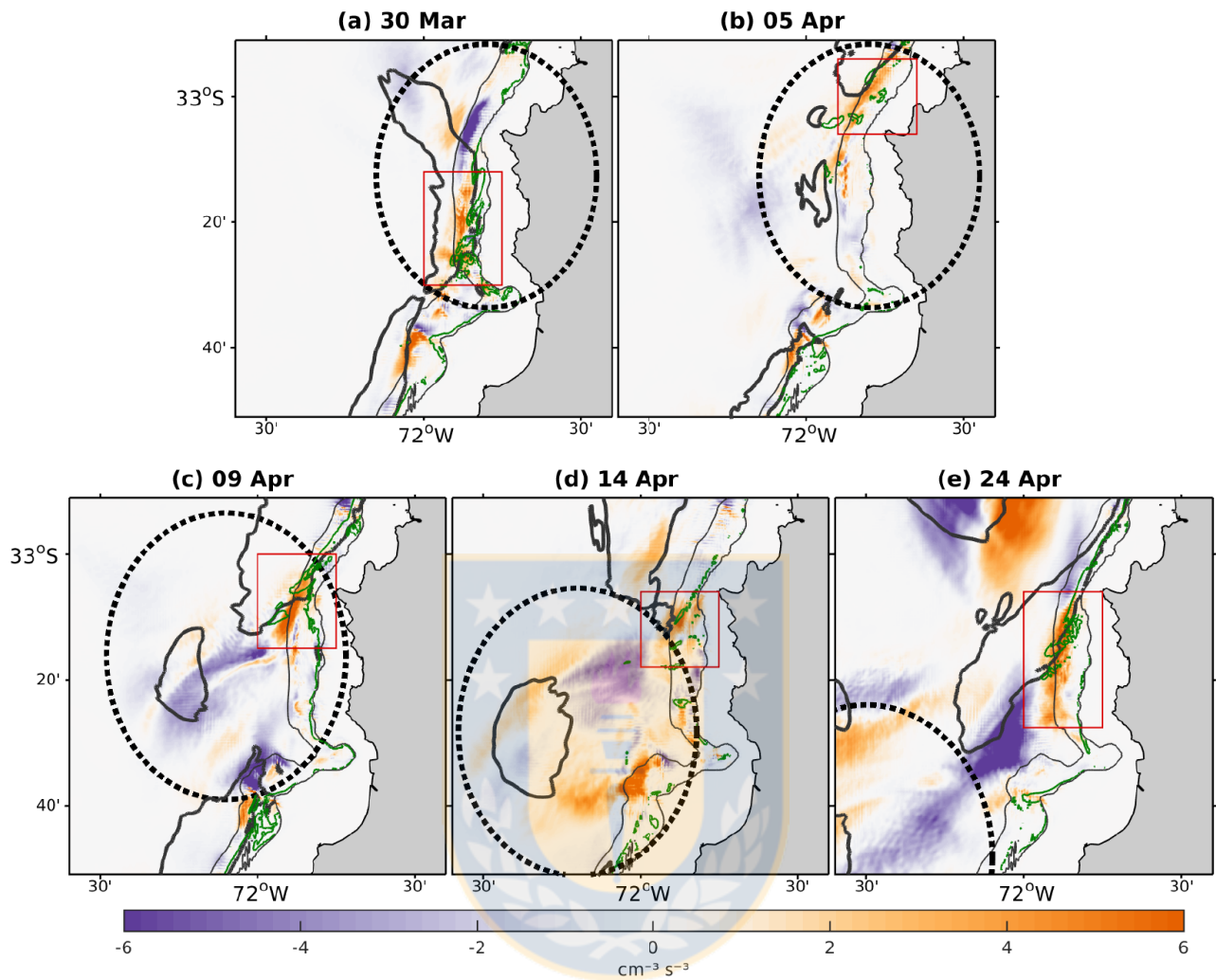


Figure 11: Temporal evolution of HRS* integrated between 100- and 500-m depth during the Puddy formation. The black contours show the 200- and 500-m isobaths. The black circles show the zone of Puddy formation. The meridional velocity and potential vorticity (multiplied by the Coriolis parameter) at 150-m depth are shown in gray (15 cm s^{-1}) and green (0) contours, respectively. The rectangles with red lines indicate the regions where centrifugal instabilities developed.

4.3 Kinetic energy spectrum

Energy transfer is achieved through nonlinear turbulent interactions among oceanic motions at different length scales (Ferrari & Wunch, 2009). Several studies that have analyzed these turbulent processes through wavenumber spectrum analysis (e.g., Capet et al., 2008; Klein et al., 2007; Callies & Ferrari, 2013) have established that a flat spectral slope is associated with more effective energy transference from large to small spatial scales. To analyze the regimes that were involved in the Puddy formation, we calculated power spectra of u and v at 150-m depth for transects from the coast to 90 km offshore at two different times corresponding to the Puddy formation. The spectra of u and v ($S^u(k)$ and $S^v(k)$, respectively, where k is the wavenumber) were estimated between $33^{\circ}18'S$ and $33^{\circ}30'S$ (i.e., a region where the topography changed). The spectra of the kinetic energy $K(k)=0.5(S^u(k)+S^v(k))$ are shown in Figure 12. The temporal evolution of the spectra of the kinetic energy showed that the kinetic energy intensified after 9 April for scales larger than 30 km (Figure 12a). This result corresponds to the period when the Puddy began to emerge from the coalescence of submesoscale structures, increasing its spatial extension.

Before 30 March (before intensification at scales greater than 30 km), the spectra for scales larger than 3 km had a slope close to -2 (Figure 12b). A slope of -2 in the spectra indicates ageostrophic processes at work in the energy cascade (Boyd, 1992; Capet et al., 2008). For this date and region, the process consisted of centrifugal instabilities (Figure 9, section 4.2). These instabilities could more easily escape the influence of rotation and stratification, enabling energy transfer from large to small scales until its dissipation (direct energy cascade; Dewar et al., 2015). During Puddy formation, such instabilities can occur in other regions (regions where the anticyclonic vorticity is larger than the planetary vorticity and $HRS^* > 0$; Figures 6 and 11). In these regions, the spectra also exhibited a slope of -2 (not shown).

On 16 April, the submesoscale structures merged and the Puddy reached a dimension larger than the submesoscale (> 10 km). After this date, the spectral slope was -3 (Figure 12b),

consistent with interior quasi-geostrophic turbulence (Charney, 1971). Because of this inverse energy cascade, the spectra displayed an increase in kinetic energy for scales larger than 2.5 km compared to the days before the Puddy formation.

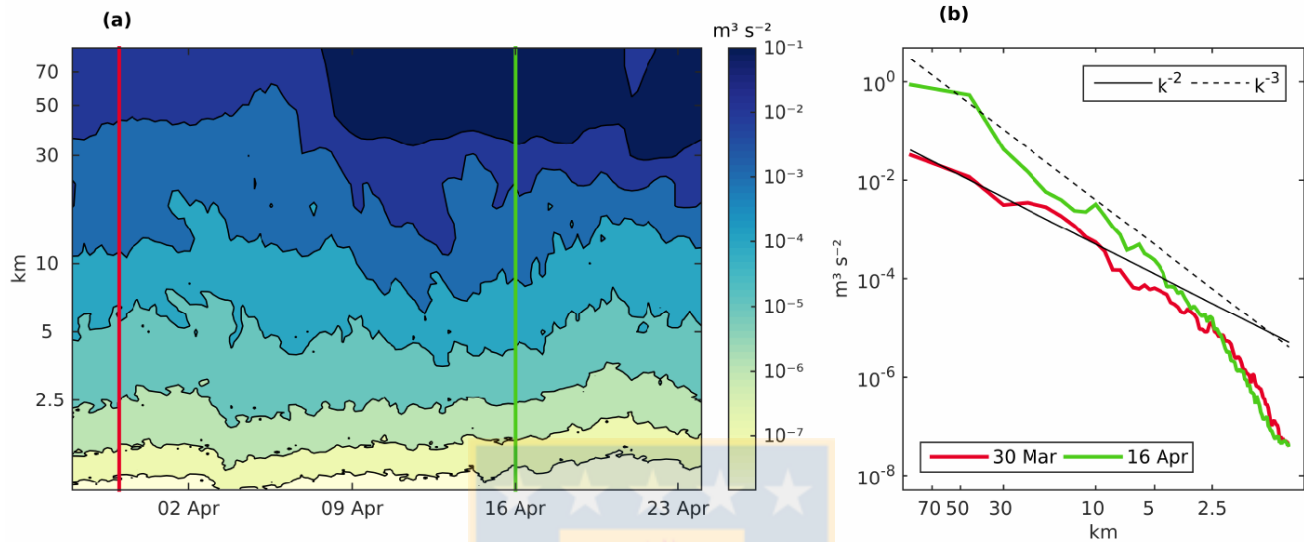


Figure 12: (a) Temporal evolution of the wavenumber spectra for the horizontal velocity (u, v) at 150-m depth along a transect from the coast to 90 km offshore, averaged between $33^{\circ}18'S$ and $33^{\circ}30'S$. The red and green lines indicate the dates of 30 March and 16 April, 2006, respectively. The wavenumber spectra of these days are shown in (b), where the black lines indicate -2 (continuous) and -3 (dashed) spectrum slopes.

5. Effects of varying the model resolution and topography on Puddy formation

To investigate the sensitivity of the above results to the bottom topography, we ran the L1, L2 and L3 simulations by using the same configuration in section 2 but constructed the model grids by using the bottom topography of the parent L0 simulation (i.e., $1/12^{\circ}$ resolution) instead of the SRTM15-plus bathymetry. We call these new simulations L1s, L2s and L3s. To compare the intensity of the PCUC in all the simulations inside the region of Puddy formation (between $32^{\circ}33'S$ and $33^{\circ}51'S$), we estimated the distribution of the meridional speed at 150-m depth over the outer continental shelf and upper slope (i.e., in the region where the bottom

depth was deeper than 150 m and shallower than 500 m). All the simulations showed a unimodal distribution with mean values between -6.6 and -9.8 m s^{-1} , consistent with a predominant poleward current (Figure 13a). The calculations were performed for the period between 14 January and 14 May, 2006, corresponding to the analyzed period in simulation L3. L1s and L3s distributions showed a larger amount of poleward (negative) speeds than L3 distribution, but the average speed in L3 (-7.7 ± 0.15 cm s^{-1}) was between L1s (-9.8 ± 0.13 cm s^{-1}) and L3s (-6.6 ± 0.12 cm s^{-1}) mean speeds (the errors were calculated by a bootstrap procedure; Efron & Tibshirani, 1994). According to Figure 13a, the changes in the model resolution had a greater effect on the PDF of the poleward current than changes in the details of the bottom topography. Nevertheless, the changes in the model resolution (i.e., comparing L1s and L3) seemed to have a slightly larger effect on the mean intensity of the undercurrent, with reduced amplitude in the model with finer resolution and more realistic bottom topography.

In contrast to the above results on the poleward undercurrent, the vertical component of the relative vorticity was more sensitive to changes in model (and topography) resolution (Figure 13b), as also was the *PV*. In the different simulations, the distribution of the vorticity (normalized by f) was skewed to anticyclonic values, with a skewness of -0.93 , -1.05 and -0.13 for L1s, L3s and L3, respectively. Both L3 and L3s had relative vorticity values greater than $|f|$ (i.e., values of $\zeta^z/f < -1$), while L1s only had values smaller than $|f|$. Notably, the ζ^z/f distribution had larger tails for the L3 simulation, consistent with an increasing relative vorticity when both the topography and model resolution increased. A better representation of the slope may, therefore, contribute to the generation of vorticity, as discussed in section 3. The *PV* was predominantly positive in all the simulations. In fact, L1 and L1s showed only positive *PV* values. In contrast, L3s and L3 showed some negative *PV* values, particularly L3 (Figure 13c). Regions with negative *PV* may have been associated with submesoscale centrifugal instabilities. Because L1s (and L1) did not show relative anticyclonic vorticity larger than $|f|$, this simulation could not replicate centrifugal instabilities, which would be related, in turn, to negative *PV*. In summary, higher model resolution and a more realistic slope

contribute to the generation of large anticyclonic relative vorticity and reduced PV , which contribute to the formation of centrifugal instabilities.

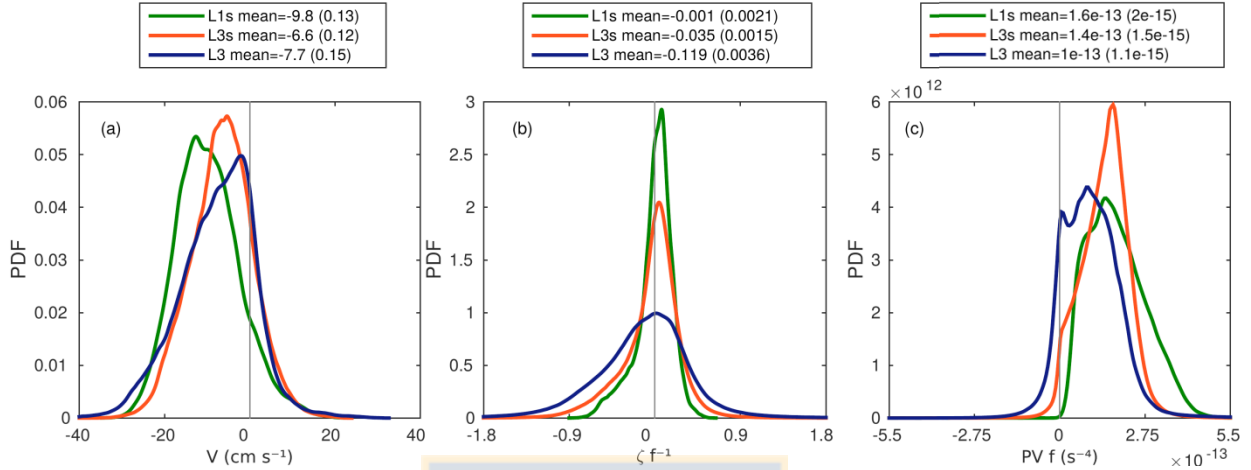


Figure 13: PDFs of the (a) meridional velocity, (b) vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) and (c) potential vorticity multiplied by the Coriolis parameter at 150-m depth. These PDFs were computed between 32°33'S and 33°51'S and from the 150-m to 500-m isobaths for the period between 14 January and 14 May, 2006. The green, orange and blue lines show the PDFs from L1s (~3-km resolution and low-resolution bottom topography), L3s (~0.3-km resolution and low-resolution bottom topography) and L3 (~0.3-km resolution and high-resolution bottom topography), respectively. The standard errors of the mean are indicated in parentheses on top of each panel and are estimated by using a bootstrap procedure (Efron & Tibshirani, 1994).

The mechanism of Puddy formation in the low-resolution simulations was similar to that from the high-resolution simulations, but the undercurrent was more stable when it detached from the slope in the low-resolution simulations. In L1s, the interaction between the PCUC (-0.15 m s^{-1}) and the slope generated anticyclonic vorticity (as observed on the vertical section at 33°S, not shown), but the latter had a lower intensity ($\sim 0.25f$) compared to what was observed in L3 (Figure 5a, e, and i); In addition, the PV reduced less in L1s than in L3 (not shown). During the Puddy formation in L1s (between 18 March and 13 April, 2006), the PCUC separated from the coast, transporting the anticyclonic vorticity offshore and forming a vorticity filament

(Figure 14a). No background strain could have stabilized this filament, so this structure became unstable and rolled up (Figure 14b and c) into a mesoscale vortex (Figure 14d; Hide & Titman, 1967). Because the amplitude vorticity in the low-resolution simulation did not reach values that allowed centrifugal instabilities to develop, the undercurrent separation process was stable.

As a further analysis of the effect of resolution on the mechanism of Puddy formation, we estimated the terms of energy transference (2) in L1s, where the temporal mean for the Reynolds decomposition corresponded to the period of the Puddy formation (i.e., 15 March to 15 April, 2006) in L1s. In the region where the Puddy formation began ($33^{\circ}10'S$ and from the coast to $72^{\circ}W$), the transfer to *EKE* was mainly driven by barotropic instabilities (horizontal Reynolds stress; Figure 15a). The *VBF* did not contribute to the transfer of *EKE* at the beginning of the Puddy formation because *VBF* was positive at $72^{\circ}W$ offshore (Figure 15c). The calculated *VBF* from L1 was larger than that from L3 (Figure 10).

In summary, Puddies had weaker anticyclonic vorticity and higher *PV* in the low-resolution simulations (Figure 14h and i) than the high-resolution simulations (Figure 6e, f, j and k). Thomsen et al. (2016) studied a set of observations off the coast of Peru and showed that the core of a Puddy had an anticyclonic vorticity of approximately $0.75f$ and potential vorticity that was close to zero. These values are consistent with those from L3 during Puddy formation and values from the study by Molemaker et al. (2015). Additionally, the temperature and salinity in the Puddy core were not affected by the resolution (Figures 6b, c, g and h and 14e and f).

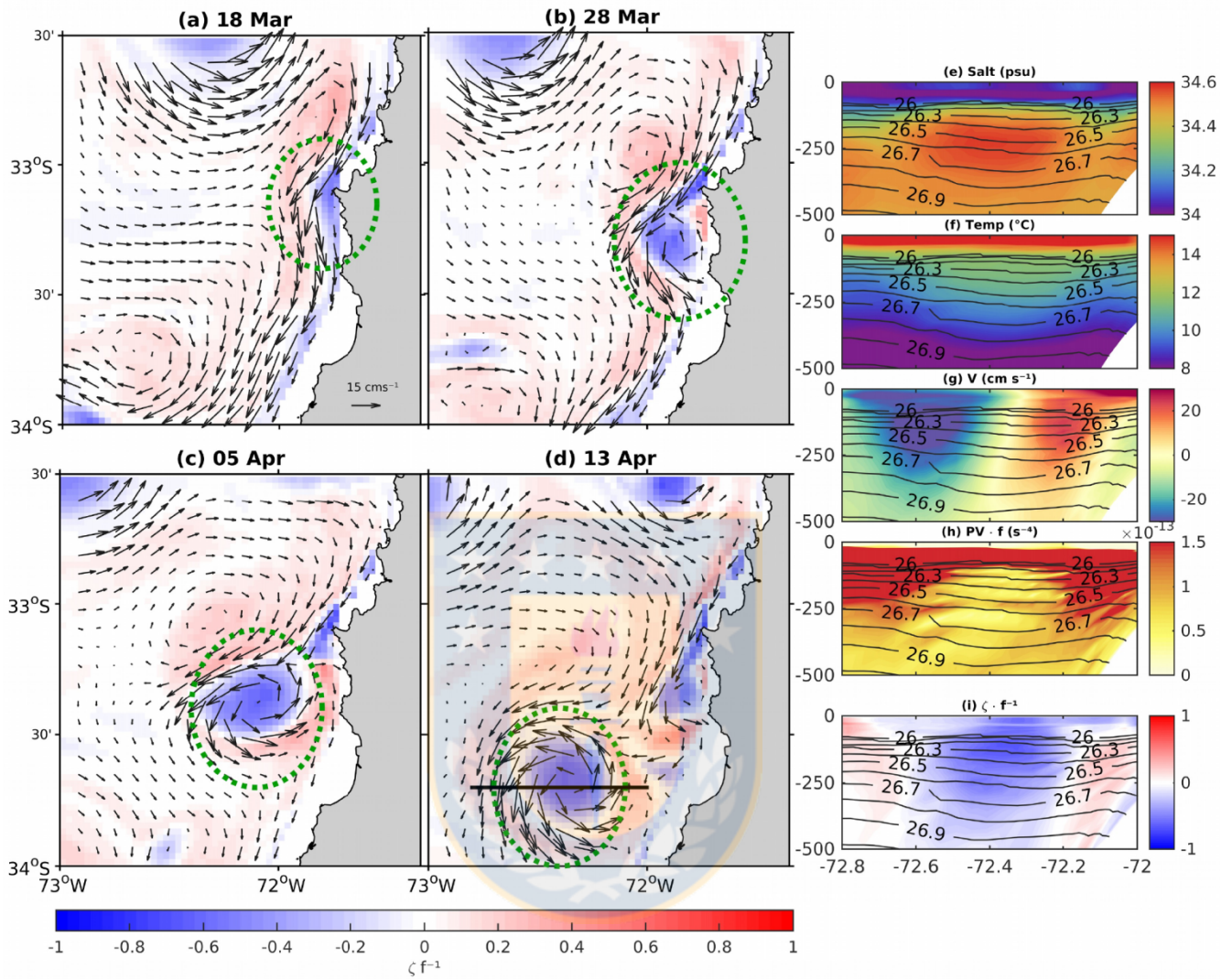


Figure 14: (a-d) Temporal evolution of the vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter) at 150-m depth during the Puddy formation from simulation L1s (~ 3 -km resolution and low-resolution bottom topography). The arrows indicate the velocity at 150-m depth. The green circles indicate the zone of Puddy formation. The black line in (d) denotes the location of the vertical sections of the (e) salinity, (f) temperature, (g) meridional velocity, (h) product of the potential vorticity and the Coriolis parameter and (i) vertical component of the relative vorticity (normalized by the Coriolis parameter). The contours in (e) to (i) indicate the potential density. The contour interval is every 0.1 kg m^{-3} .

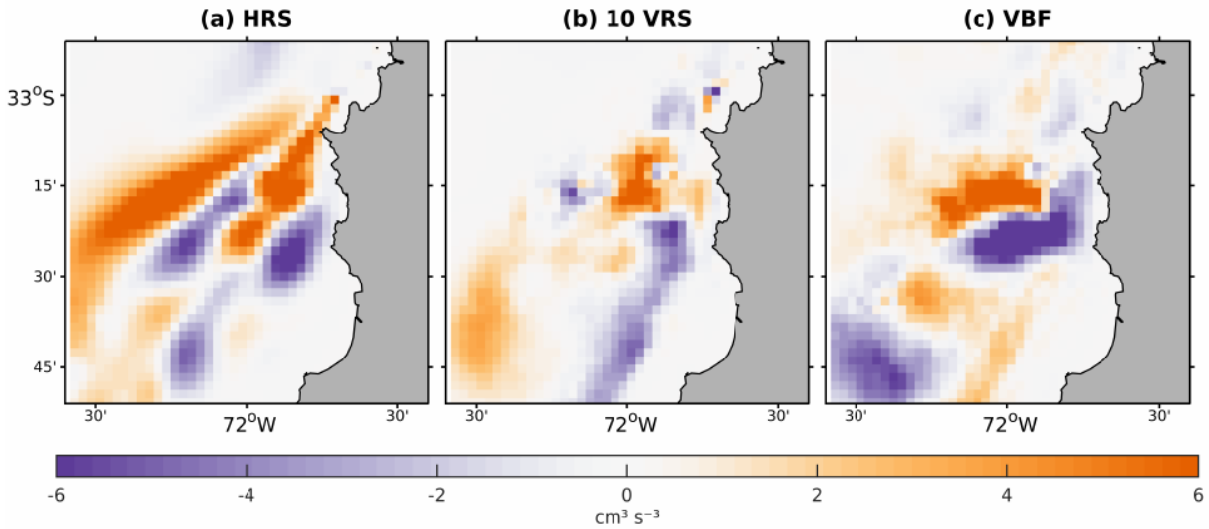


Figure 15: (a) *HRS*, (b) *VRS* multiplied by 10 and (c) *VBF* integrated between 100- and 500-m depth. The terms were calculated from L1s (~ 3 -km resolution and low-resolution bottom topography) between 15 March and 15 April, 2006.

6. Summary and discussion

Previous modeling studies indicated that subsurface eddies off the coast of central Chile are mostly anticyclonic (Colas et al., 2012; Combes et al., 2015) and argued that these eddies formed through the destabilization of the PCUC (Hormazabal et al., 2013). In this study, we analyzed a particular case of Puddy formation in April 2006 at 33.5°S to investigate the mechanism of formation and its relationship with the PCUC. A high-resolution simulation (~ 0.3 km) was performed to resolve submesoscale processes, details in the topography, relevant vertical scales of variability, and dynamical properties.

We showed that the processes that were associated with Puddy formation were similar to those for other regions (Molemaker et al., 2015; Thomsen et al., 2016). We observed that the interaction between the PCUC and the slope produced anticyclonic vorticity in the bottom boundary layer and weak potential vorticity (close to zero) because of reduced stratification. Consistently with previous studies, the Puddy formation began when the poleward

undercurrent was separated from the slope, transporting the anticyclonic vorticity and weak potential vorticity that was generated in the bottom boundary layer to the open ocean. When the undercurrent was separated, the Puddy core began to form. The eddy increased its size through the coalescence of submesoscale structures that formed when the PCUC became unstable. During this process, the relative vorticity and PV in the bottom boundary layer were advected off-shore.

The undercurrent separation was associated with submesoscale processes and the development of instabilities. To analyze these processes, an energy budget was performed to estimate the sources and sinks of the rate of change of EKE . In contrast to what is usually observed in the surface layer in EBUS systems (Leth & Shaffer, 2001; Marchesiello et al., 2003), the EKE in the subsurface was produced by barotropic instabilities that extracted kinetic energy from the PCUC and not by baroclinic instability; such a balance is sensitive to the horizontal resolution. In the low-resolution simulation, the baroclinic conversion of eddy potential energy into EKE was an important process in the formation of the Puddy.

Over the analyzed period of Puddy formation in the regions where the PCUC separated from the slope, the anticyclonic vorticity was greater than the Coriolis parameter and the submesoscale kinetic energy was extracted from the PCUC. These conditions are necessary for the development of centrifugal instabilities, which are associated with a loss of balance, mixing, and dissipation. Centrifugal instabilities can form submesoscale –and mesoscale– structures but can also cause a direct energy cascade. However, when the submesoscale structures begin to merge, the dynamics become governed by geostrophic turbulence.

In the low-resolution simulations (>3 km), the relative vorticity in the slope was less intense and the product of the PV and f was larger than in the high-resolution simulations. This result implies that the necessary conditions for the development of centrifugal instabilities were not met in the low-resolution simulations, such as L1s (described in section 5), resulting in a more stable current system than in the high-resolution simulations. Conversely to the high-

resolution simulations, where centrifugal instabilities developed, Puddy formation was triggered by barotropic instabilities in the low-resolution simulations.

We now discuss the implications of our results for understanding some aspects of the circulation off central Chile. First, the PCUC variability is tightly linked to remote equatorial forcing through intra-seasonal (between 20 and 80 days) coastal-trapped waves (CTW) (Shaffer et al., 1997; Pizarro et al., 2002; Combes et al., 2015). Our results question the extent to which CTWs could have a role in the temporal variability of Puddy formation; during downwelling, CTWs would intensify the undercurrent for periods that are similar to the duration of Puddy formation. Nearshore negative wind stress curls can also force the PCUC (Chaigneau et al., 2013), which can intensify the the PCUC during the austral summer-autumn (Combes et al., 2015). We expect that Puddy formation is more probable during this period. This issue could be addressed from long-term simulations with our model setup.

The PCUC has been observed to intensify during El Niño events, possibly because of the downwelling of CTWs that are generated by equatorial Kelvin waves (Colas et al., 2008; Dewitte et al., 2012). Combes et al. (2015) showed that the number of Puddies 250 days after the El Niño peak (when the sea level was higher) decreased along the coasts of Peru and Chile. This decrease could be associated with a weakening of the PCUC that was observed seven months after the El Niño peak (Pizarro et al., 2001). This weakening would be produced by a geostrophic current towards the equator that was generated by the offshore propagation of the sea level because of the radiation of extra-tropical Rossby waves during El Niño (Ramos et al., 2008). This issue regarding the equatorial control of Puddy formation is also relevant for understanding the OMZ because Puddies can transport coastal biogeochemical properties to the open ocean, particularly dissolved oxygen. For instance, the advection of nitrogen-deficient waters (which represents the accumulated nitrogen loss of the past; Gruber & Sarmiento, 1997) can occur from the bottom boundary layer of the slope into the open ocean during Puddy formation (Thomsen et al., 2016). Thomsen et al. (2016) suggested that Puddies might be crucial in resupplying NO_3^- to the productive continental margin at depth, where nitrogen loss and organic matter exportation are thought to be highest (Kalvelage et al., 2013).

Puddies are thus a conduit by which the OMZ can fluctuate at a variety of timescales, motivating the investigation of the mechanisms by which Puddies can be influenced by climate modes such as the ENSO. This topic is a direction for future work.

Acknowledgments

Marcela Contreras was supported by a master scholarship in Chile from National Chilean Research and Technology Council (CONICYT). We are thankful for the supported by FONDECYT grant 1181872, the Millennium Science Initiative (IC 120019). Powered@NLHPC: This research was partially supported by the supercomputing infrastructure of the NLHPC (ECM-02).



References

- Astudillo, O., Dewitte, B., Mallet, M., Frappart, F., Rutllant, J. A., Ramos, M., & Illig, S. (2017). Surface winds off Peru-Chile: Observing closer to the coast from radar altimetry. *Remote sensing of environment*, 191, 179-196. doi:10.1016/j.rse.2017.01.010
- Benthuisen, J., & Thomas, L. N. (2012). Friction and diapycnal mixing at a slope: Boundary control of potential vorticity. *Journal of Physical Oceanography*, 42(9), 1509-1523. doi:10.1175/JPO-D-11-0130.1
- Bosse, A., Testor, P., Houpert, L., Damien, P., Prieur, L., Hayes, D., & Karstensen, J. (2016). Scales and dynamics of Submesoscale Coherent Vortices formed by deep convection in the northwestern Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(10), 7716-7742. doi:10.1002/2016JC012144
- Boyd, J. P. (1992). The Energy Spectrum of Fronts: Time Evolution of Shocks in Burgers, Equation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49(2), 128-139. doi:10.1175/1520-0469(1992)049<0128:TESOFT>2.0.CO;2
- Callies, J., & Ferrari, R. (2013). Interpreting energy and tracer spectra of upper-ocean turbulence in the submesoscale range (1–200 km). *Journal of Physical Oceanography*, 43(11), 2456-2474. doi:10.1175/JPO-D-13-063.1
- Capet, X. J., Marchesiello, P., & McWilliams, J. C. (2004). Upwelling response to coastal wind profiles. *Geophysical Research Letters*, 31(13). doi:10.1029/2004GL020123
- Capet, X., McWilliams, J. C., Molemaker, M. J., & Shchepetkin, A. F. (2008). Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. Part I: Flow structure, eddy flux, and observational tests. *Journal of physical oceanography*, 38(1), 29-43. doi:10.1175/2007JPO3671.1

Chaigneau, A., Dominguez, N., Eldin, G., Vasquez, L., Flores, R., Grados, C., & Echevin, V. (2013). Near-coastal circulation in the Northern Humboldt Current System from shipboard ADCP data. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(10), 5251-5266. doi:10.1002/jgrc.20328

Chaigneau, A., Eldin, G., & Dewitte, B. (2009). Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007). *Progress in Oceanography*, 83(1-4), 117-123. doi:10.1016/j.pocean.2009.07.012

Chaigneau, A., & Pizarro, O. (2005). Eddy characteristics in the eastern South Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C6). doi:10.1029/2004JC002815

Charney, J. G. (1971). Geostrophic turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(6), 1087-1095. doi:10.1175/1520-0469(1971)028<1087:GT>2.0.CO;2

Chelton, D. B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2), 167-216. doi:10.1016/j.pocean.2011.01.002

Chin, T. M., Milliff, R. F., & Large, W. G. (1998). Basin-scale, high-wavenumber sea surface wind fields from a multiresolution analysis of scatterometer data. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 15(3), 741-763. doi:10.1175/1520-0426(1998)015<0741:BSHWSS>2.0.CO;2

Cimoli, L., Stegner, A., & Rouillet, G. (2017). Meanders and eddy formation by a buoyant coastal current flowing over a sloping topography. *Ocean Science*, 13(6), 905-923. doi:10.5194/os-13-905-2017

Colas, F., Capet, X., McWilliams, J. C., & Shchepetkin, A. (2008). 1997–1998 El Niño off Peru: A numerical study. *Progress in Oceanography*, 79(2-4), 138-155. doi:10.1016/j.pocean.2008.10.015

Colas, F., McWilliams, J. C., Capet, X., & Kurian, J. (2012). Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. *Climate dynamics*, 39(1-2), 509-529. doi:10.1007/s00382-011-1170-6

Collins, C. A., Margolina, T., Rago, T. A., & Ivanov, L. (2013). Looping RAFOS floats in the California Current System. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 85, 42-61. doi:10.1016/j.dsr2.2012.07.027

Combes, V., Hormazabal, S., & Di Lorenzo, E. (2015). Interannual variability of the subsurface eddy field in the Southeast Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(7), 4907-4924. doi:10.1002/2014JC010265

D'Asaro, E. A. (1988). Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 93(C6), 6685-6693. doi:10.1029/JC093iC06p06685

da Silva, A. M., Young, C. C., & Levitus, S. (1994). Atlas of surface marine data 1994, Vol. 4: Anomalies of fresh water fluxes. *NOAA Atlas, NESDIS*, 9.

Debreu, L., Marchesiello, P., Penven, P., & Cambon, G. (2012). Two-way nesting in split-explicit ocean models: algorithms, implementation and validation. *Ocean Modelling*, 49, 1-21. doi:10.1016/j.ocemod.2012.03.003

Dewar, W. K., McWilliams, J. C., & Molemaker, M. J. (2015). Centrifugal instability and mixing in the California Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, 45(5), 1224-1241. doi:10.1175/JPO-D-13-0269.1

Dewitte, B., Vazquez-Cuervo, J., Goubanova, K., Illig, S., Takahashi, K., Cambon, G., & Ortlieb, L. (2012). Change in El Niño flavours over 1958–2008: Implications for the long-term trend of the upwelling off Peru. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 77, 143-156. doi:10.1016/j.dsr2.2012.04.011

Dong, C., McWilliams, J. C., Liu, Y., & Chen, D. (2014). Global heat and salt transports by eddy movement. *Nature communications*, 5, 3294. doi:10.1038/ncomms4294

Dufois, F., Penven, P., Whittle, C. P., & Veitch, J. (2012). On the warm nearshore bias in Pathfinder monthly SST products over Eastern Boundary Upwelling Systems. *Ocean Modelling*, 47, 113-118. doi:10.1016/j.ocemod.2012.01.007

Efron, B., & Tibshirani, R. J. (1994). *An introduction to the bootstrap*. CRC press.

Fairall, C. W., Bradley, E. F., Hare, J. E., Grachev, A. A., & Edson, J. B. (2003). Bulk parameterization of air–sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. *Journal of climate*, 16(4), 571-591. doi:10.1175/1520-0442(2003)016<0571:BPOASF>2.0.CO;2

Ferrari, R., & Wunsch, C. (2009). Ocean circulation kinetic energy: Reservoirs, sources, and sinks. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41. doi:10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139

Frenger, I., Bianchi, D., Stührenberg, C., Oschlies, A., Dunne, J., Deutsch, C., & Schütte, F. (2018). Biogeochemical role of subsurface coherent eddies in the ocean: Tracer cannonballs, hypoxic storms, and microbial stewpots?. *Global Biogeochemical Cycles*, 32(2), 226-249. doi:10.1002/2017GB005743

Fuenzalida, R., Schneider, W., Garcés-Vargas, J., Bravo, L., & Lange, C. (2009). Vertical and horizontal extension of the oxygen minimum zone in the eastern South Pacific Ocean. *Deep*

Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography, 56(16), 992-1003.
[doi:10.1016/j.dsr2.2008.11.001](https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2008.11.001)

Goubanova, K., Echevin, V., Dewitte, B., Codron, F., Takahashi, K., Terray, P., & Vrac, M. (2011). Statistical downscaling of sea-surface wind over the Peru–Chile upwelling region: diagnosing the impact of climate change from the IPSL-CM4 model. *Climate Dynamics*, 36(7-8), 1365-1378. [doi:10.1007/s00382-010-0824-0](https://doi.org/10.1007/s00382-010-0824-0)

Gruber, N., Lachkar, Z., Frenzel, H., Marchesiello, P., Münnich, M., McWilliams, J. C., & Plattner, G. K. (2011). Eddy-induced reduction of biological production in eastern boundary upwelling systems. *Nature geoscience*, 4(11), 787. [doi:10.1038/ngeo1273](https://doi.org/10.1038/ngeo1273)

Gruber, N., & Sarmiento, J. L. (1997). Global patterns of marine nitrogen fixation and denitrification. *Global Biogeochemical Cycles*, 11(2), 235-266. [doi:10.1029/97GB00077](https://doi.org/10.1029/97GB00077)

Gula, J., Molemaker, M. J., & McWilliams, J. C. (2015). Gulf Stream dynamics along the southeastern US seaboard. *Journal of Physical Oceanography*, 45(3), 690-715. [doi:10.1175/JPO-D-14-0154.1](https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0154.1)

Gula, J., Molemaker, M. J., & McWilliams, J. C. (2016). Topographic generation of submesoscale centrifugal instability and energy dissipation. *Nature communications*, 7, 12811. [doi:10.1038/ncomms12811](https://doi.org/10.1038/ncomms12811)

Harrison, D. E., & Robinson, A. R. (1978). Energy analysis of open regions of turbulent flows —Mean eddy energetics of a numerical ocean circulation experiment. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 2(2), 185-211. [doi:10.1016/0377-0265\(78\)90009-X](https://doi.org/10.1016/0377-0265(78)90009-X)

Hide, R., & Titman, C. W. (1967). Detached shear layers in a rotating fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 29(1), 39-60. [doi:10.1017/S002211206700062X](https://doi.org/10.1017/S002211206700062X)

Hormazabal, S., Combes, V., Morales, C. E., Correa-Ramirez, M. A., Di Lorenzo, E., & Nuñez, S. (2013). Intrathermocline eddies in the coastal transition zone off central Chile (31–41 S). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(10), 4811-4821. doi:10.1002/jgrc.20337

Hoskins, B. J. (1974). The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 100(425), 480-482. doi:10.1002/qj.49710042520

Jerónimo, G., & Gómez-Valdés, J. (2007). A subsurface warm-eddy off northern Baja California in July 2004. *Geophysical research letters*, 34(6). doi:10.1029/2006GL028851

Jiao, Y., & Dewar, W. K. (2015). The energetics of centrifugal instability. *Journal of Physical Oceanography*, 45(6), 1554-1573. doi:10.1175/JPO-D-14-0064.1

Johnson, G. C., & McTaggart, K. E. (2010). Equatorial Pacific 13 C water eddies in the eastern subtropical South Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 40(1), 226-236. doi:10.1175/2009JPO4287.1

Kalvelage, T., Lavik, G., Lam, P., Contreras, S., Arteaga, L., Löscher, C. R., & Kuypers, M. M. (2013). Nitrogen cycling driven by organic matter export in the South Pacific oxygen minimum zone. *Nature geoscience*, 6(3), 228. doi:10.1038/ngeo1739

Kang, D., & Curchitser, E. N. (2015). Energetics of eddy–mean flow interactions in the Gulf Stream region. *Journal of Physical Oceanography*, 45(4), 1103-1120. doi:10.1175/JPO-D-14-0200.1

Klein, P., Hua, B. L., Lapeyre, G., Capet, X., Le Gentil, S., & Sasaki, H. (2008). Upper ocean turbulence from high-resolution 3D simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 38(8), 1748-1763. doi:10.1175/2007JPO3773.1

Kurian, J., Colas, F., Capet, X., McWilliams, J. C., & Chelton, D. B. (2011). Eddy properties in the California current system. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C8). doi:10.1029/2010JC006895

Landolfi, A., Dietze, H., Koeve, W., & Oschlies, A. (2013). Overlooked runaway feedback in the marine nitrogen cycle: the vicious cycle. *Biogeosciences*, 10(3), 1351-1363. doi:10.5194/bg-10-1351-2013

Large, W. G., McWilliams, J. C., & Doney, S. C. (1994). Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, 32(4), 363-403. doi:10.1029/94RG01872

Lemarié, F., Kurian, J., Shchepetkin, A. F., Molemaker, M. J., Colas, F., & McWilliams, J. C. (2012). Are there inescapable issues prohibiting the use of terrain-following coordinates in climate models?. *Ocean Modelling*, 42, 57-79. doi:10.1016/j.ocemod.2011.11.007

Leth, O., & Shaffer, G. (2001). A numerical study of the seasonal variability in the circulation off central Chile. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 106(C10), 22229-22248. doi:10.1029/2000JC000627

Marchesiello, P., Debreu, L., & Couvelard, X. (2009). Spurious diapycnal mixing in terrain-following coordinate models: The problem and a solution. *Ocean Modelling*, 26(3-4), 156-169. doi:10.1016/j.ocemod.2008.09.004

Marchesiello, P., McWilliams, J. C., & Shchepetkin, A. (2003). Equilibrium structure and dynamics of the California Current System. *Journal of physical Oceanography*, 33(4), 753-783. doi:10.1175/1520-0485(2003)33<753:ESADOT>2.0.CO;2

Marshall, D. P., & Tansley, C. E. (2001). An implicit formula for boundary current separation. *Journal of physical oceanography*, 31(6), 1633-1638. doi:10.1175/1520-0485(2001)031<1633:AIFBFC>2.0.CO;2

Mason, E., Colas, F., Molemaker, J., Shchepetkin, A. F., Troupin, C., McWilliams, J. C., & Sangrà, P. (2011). Seasonal variability of the Canary Current: A numerical study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C6). doi:10.1029/2010JC006665

Mason, E., Molemaker, J., Shchepetkin, A. F., Colas, F., McWilliams, J. C., & Sangrà, P. (2010). Procedures for offline grid nesting in regional ocean models. *Ocean modelling*, 35(1-2), 1-15. doi:10.1016/j.ocemod.2010.05.007

McGillicuddy, D. J., Anderson, L. A., Bates, N. R., Bibby, T., Buesseler, K. O., Carlson, C. A., & Hansell, D. A. (2007). Eddy/wind interactions stimulate extraordinary mid-ocean plankton blooms. *Science*, 316(5827), 1021-1026. doi:10.1126/science.1136256

McWilliams, J. C. (1985). Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, 23(2), 165-182. doi:10.1029/RG023i002p00165

Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., & Dewar, W. K. (2015). Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the California Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, 45(3), 613-629. doi:10.1175/JPO-D-13-0225.1

Orlanski, I. (1969). The influence of bottom topography on the stability of jets in a baroclinic fluid. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 26(6), 1216-1232. doi:10.1175/1520-0469(1969)026<1216:TIOBTO>2.0.CO;2

Penven, P., Echevin, V., Pasapera, J., Colas, F., & Tam, J. (2005). Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modeling approach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C10). doi:10.1029/2005JC002945

Penven, P., Debreu, L., Marchesiello, P., & McWilliams, J. C. (2006). Evaluation and application of the ROMS 1-way embedding procedure to the central California upwelling system. *Ocean Modelling*, 12(1-2), 157-187. doi:10.1016/j.ocemod.2005.05.002

Pizarro, O., Clarke, A. J., & Van Gorder, S. (2001). El Niño sea level and currents along the South American coast: Comparison of observations with theory. *Journal of Physical Oceanography*, 31(7), 1891-1903. doi:10.1175/1520-0485(2001)031<1891:ENOSLA>2.0.CO;2

Pizarro, O., Shaffer, G., Dewitte, B., & Ramos, M. (2002). Dynamics of seasonal and interannual variability of the Peru-Chile Undercurrent. *Geophysical Research Letters*, 29(12). doi:10.1029/2002GL014790

Poulin, F. J., Stegner, A., Hernández-Arencibia, M., Marrero-Díaz, A., & Sangrà, P. (2014). Steep shelf stabilization of the coastal Bransfield Current: Linear stability analysis. *Journal of Physical Oceanography*, 44(2), 714-732. doi:10.1175/JPO-D-13-0158.1

Ramos, M., Dewitte, B., Pizarro, O., & Garric, G. (2008). Vertical propagation of extratropical Rossby waves during the 1997–1998 El Niño off the west coast of South America in a medium-resolution OGCM simulation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C8). doi:10.1029/2007JC004681

Renault, L., Deutsch, C., McWilliams, J. C., Frenzel, H., Liang, J. H., & Colas, F. (2016a). Partial decoupling of primary productivity from upwelling in the California Current system. *Nature Geoscience*, 9(7), 505. doi:10.1038/ngeo2722

Renault, L., Dewitte, B., Marchesiello, P., Illig, S., Echevin, V., Cambon, G., & Ayers, J. K. (2012). Upwelling response to atmospheric coastal jets off central Chile: A modeling study of

the October 2000 event. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 117(C2). doi:10.1029/2011JC007446

Renault, L., Hall, A., and McWilliams, J. C. (2016c). Orographic shaping of US West Coast wind profiles during the upwelling season. *Climate dynamics*, 46(1-2), 273-289. doi:10.1007/s00382-015-2583-4

Renault, L., Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., Shchepetkin, A. F., Lemarié, F., Chelton, D., & Hall, A. (2016b). Modulation of wind work by oceanic current interaction with the atmosphere. *Journal of Physical Oceanography*, 46(6), 1685-1704. doi:10.1175/JPO-D-15-0232.1

Richardson, P. L., Bower, A. S., & Zenk, W. (2000). A census of Meddies tracked by floats. *Progress in Oceanography*, 45(2), 209-250. doi:10.1016/S0079-6611(99)00053-1

Shaffer, G., Pizarro, O., Djurfeldt, L., Salinas, S., & Rutllant, J. (1997). Circulation and low-frequency variability near the Chilean coast: Remotely forced fluctuations during the 1991–92 El Niño. *Journal of Physical Oceanography*, 27(2), 217-235. doi:10.1175/1520-0485(1997)027<0217:CALFVN>2.0.CO;2

Shapiro, G. I., & Meschanov, S. L. (1991). Distribution and spreading of Red Sea Water and salt lens formation in the northwest Indian Ocean. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 38(1), 21-34. doi:10.1016/0198-0149(91)90052-H

Shchepetkin, A. F., & McWilliams, J. C. (2003). A method for computing horizontal pressure-gradient force in an oceanic model with a nonaligned vertical coordinate. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 108(C3). doi:10.1029/2001JC001047

Shchepetkin, A. F., & McWilliams, J. C. (2005). The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean modelling*, 9(4), 347-404. doi:10.1016/j.ocemod.2004.08.002

Shchepetkin, A. F., & McWilliams, J. C. (2009). Correction and commentary for “Ocean forecasting in terrain-following coordinates: Formulation and skill assessment of the regional ocean modeling system” by Haidvogel et al., *J. Comp. Phys.* 227, pp. 3595–3624. *Journal of Computational Physics*, 228(24), 8985-9000. doi:10.1016/j.jcp.2009.09.002

Silva, N., & Neshyba, S. (1979). Masas de agua y circulación geostrófica frente a la costa de Chile Austral. *Instituto Antártico Chileno, Serie Científica*, 25, 5-32.

Silva, N., Rojas, N., & Fedele, A. (2009). Water masses in the Humboldt Current System: Properties, distribution, and the nitrate deficit as a chemical water mass tracer for Equatorial Subsurface Water off Chile. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 56(16), 1004-1020. doi:10.1016/j.dsr2.2008.12.013

Song, H., Miller, A. J., Cornuelle, B. D., & Di Lorenzo, E. (2011). Changes in upwelling and its water sources in the California Current System driven by different wind forcing. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 52(1-2), 170-191. doi:10.1016/j.dynatmoce.2011.03.001

Stramma, L., Prince, E. D., Schmidtko, S., Luo, J., Hoolihan, J. P., Visbeck, M., & Körtzinger, A. (2012). Expansion of oxygen minimum zones may reduce available habitat for tropical pelagic fishes. *Nature Climate Change*, 2(1), 33. doi:10.1038/nclimate1304

Thomas, L. N., Tandon, A., & Mahadevan, A. (2008). Submesoscale processes and dynamics. *Ocean modeling in an Eddying Regime*, 177, 17-38.

Thomas, L. N., Taylor, J. R., Ferrari, R., & Joyce, T. M. (2013). Symmetric instability in the Gulf Stream. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 91, 96-110. doi:10.1016/j.dsr2.2013.02.025

Thomsen, S., Kanzow, T., Krahnmann, G., Greatbatch, R. J., Dengler, M., & Lavik, G. (2016). The formation of a subsurface anticyclonic eddy in the Peru-Chile Undercurrent and its impact on the near-coastal salinity, oxygen, and nutrient distributions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(1), 476-501. doi:10.1002/2015JC010878

Vergara, O., Dewitte, B., Montes, I., Garçon, V., Ramos, M., Paulmier, A., & Pizarro, O. (2016). Seasonal variability of the oxygen minimum zone off Peru in a high-resolution regional coupled model. *Biogeosciences*, 13(15). doi:10.5194/bg-13-4389-2016

Vergara, O., Dewitte, B., Ramos, M., & Pizarro, O. (2017). Vertical energy flux at ENSO time scales in the subthermocline of the Southeastern Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(7), 6011-6038. doi:10.1002/2016JC012614

Williams, R. G., & Roussenov, V. (2003). The role of sloping sidewalls in forming potential vorticity contrasts in the ocean interior. *Journal of physical oceanography*, 33(4), 633-648. doi:10.1175/1520-0485(2003)33<633:TROSSI>2.0.CO;2

Zhang, Z., Wang, W., & Qiu, B. (2014). Oceanic mass transport by mesoscale eddies. *Science*, 1252418. doi:10.1126/science.1252418

5. DISCUSIÓN

Frente a Chile central, Puddies han sido descritos a través de observaciones obtenidas por cruceros oceanográficos (Hormazabal et al., 2013), boyas Argo (Johnson & McTaggart, 2010), y modelos numéricos (Colas et al., 2012; Combes et al., 2015). A partir de estos estudios se ha sugerido que la formación de Puddies estaría asociada a la CSPC. Molemaker et al. (2015) describió el mecanismo de formación de Puddies frente a la costa de California, señalando que la formación es producto de una combinación de procesos asociados a la desestabilización de la corriente subsuperficial, que dan origen a inestabilidades de submesoescala. Actualmente, modelos numéricos usados para estudiar la circulación y los remolinos de mesoescala frente a Chile central no presentan una resolución adecuada para describir estos procesos. En el presente trabajo, a través de una simulación de alta resolución ($\sim 0,3$ km) se analizó la formación de un Puddy en abril del 2006 cerca de $33,5^{\circ}\text{S}$.

5.1 Mecanismo de formación de Puddies

Los resultados mostraron que la interacción entre la CSPC y el talud genera en la capa límite de fondo vorticidad anticiclónica y débil vorticidad potencial (cercana a cero). Según el mecanismo de generación de vorticidad planteado en la Sección 1, la componente vertical de la vorticidad relativa se puede aproximar como $\zeta^z \approx V/l$, donde la velocidad meridional es $V \approx 0,15 \text{ m s}^{-1}$ y el ancho de la capa límite l es $O(1000 \text{ m})$, por lo tanto ζ^z es aproximadamente $O(10^{-4} \text{ s}^{-2})$. Este orden de magnitud es concordante con lo observado en el presente trabajo (por ejemplo Figura 5, Sección 4). Como se indicó en la introducción, la fricción de fondo produciría la vorticidad relativa (ver también Gula et al., 2015 y Molemaker et al., 2015), y generaría mezcla diapícnica. Frente a Chile central, ambos procesos debilitan la vorticidad potencial. Sin embargo, un factor que todavía se desconoce es el efecto de la estratificación sobre la fricción en la capa límite de fondo sobre un talud. El transporte de Ekman pendiente arriba o pendiente abajo sobre el talud genera inicialmente un flujo de boyantes que eventualmente podría dar lugar a una fuerza que se opone al flujo de Ekman (MacCready & Rhines, 1993). Este efecto puede reducir el esfuerzo que actúa sobre la corriente a lo largo del

talud fuera de la capa límite de fondo y dar lugar a una condición de borde no friccional o de deslizamiento libre. En este caso, la fricción de fondo que actúa sobre la CSPC podría no contribuir de manera importante al desarrollo de vorticidad cerca del talud continental.

La formación de un Puddy se inicia con la separación de la CSPC del talud en la región donde se produce un cambio abrupto en la topografía. Este proceso permite la advección hacia afuera de la costa de la vorticidad relativa anticiclónica y baja vorticidad potencial generada en la capa límite de fondo. La separación de la corriente subsuperficial permite así el desarrollo de procesos de submesoescala e inestabilidades. Esto fue analizado a través de la estimación de las fuentes o sumideros que controlan la tasa de cambio de *EKE*. Usualmente se ha observado en superficie que la transferencia hacia *EKE* proviene del flujo vertical de boyantes ($VBF > 0$) que es producido, principalmente, por el desarrollo de inestabilidades baroclínicas (Leth & Shaffer, 2001; Marchesiello et al., 2003). En contraste, bajo la capa superficial, se observó (en la simulación de mayor resolución) que la *EKE* proviene de inestabilidades barotrópicas (Figura 10, Sección 4), las cuales extraen energía cinética de la corriente subsuperficial a través de los esfuerzos horizontales de Reynolds ($HRS > 0$).

Durante el periodo de formación del Puddy analizado, en la región de separación de la CSPC (y donde $HRS > 0$), la vorticidad anticiclónica presenta magnitudes mayores al parámetro de Coriolis. Esta es una condición necesaria para el desarrollo de inestabilidades centrífugas. Estudios previos han señalado que las inestabilidades centrífugas constituyen un mecanismo efectivo, mediante el cual el flujo medio pierde energía hacia movimientos no balanceados (Dewar et al., 2015), favoreciendo la transferencia de energía a distintas escalas espaciales. Además de la transferencia de *EKE* hacia el Puddy, una fracción de esta energía es transferida hacia escalas menores y genera mezcla y disipación (Dewar et al., 2015; Jiao & Dewar, 2015). Dado que la disipación es posible cuando la mezcla vertical y la difusión horizontal es significativa, es decir en escalas pequeñas, entonces inestabilidades centrífugas están asociadas a una transferencia de energía desde el flujo medio, o de mesoescala, hacia la pequeña escala (cascada directa de energía). Esto fue respaldado en nuestro estudio a través de la estimación de las pendientes de los espectros de energía en función del número de onda

(Figura 12, Sección 4). Típicamente, las pendientes fueron cercanas a -2 en las regiones donde se observaban inestabilidades centrifugas. Esta pendiente ha sido comúnmente asociada al desarrollo de procesos ageostróficos que transfieren eficientemente energía desde gran a pequeña escala (Boyd, 1992; Capet et al., 2008).

La mezcla de diapícnas generada por inestabilidades centrifugas, reduciría también la vorticidad potencial de los vórtices de submesoescala, que posterior al ajuste geostrófico, formaría estructuras de submesoescala (McWilliams, 1985). Estas estructuras se fusionan hasta formar un remolino de mesoescala, es decir un Puddy en nuestro caso. Durante el proceso de fusión, nuestros resultados mostraron que la pendiente de los espectros de energía fue cercana a -3, es decir, ellos tenían una pendiente más inclinada en comparación con la pendiente que ha sido descrita para procesos ageostrófico (pendiente = -2). Esta pendiente se asocia a una transferencia de energía cinética desde la submesoescala a mesoescala (cascada inversa de energía). Esta es una característica de la turbulencia asociada a procesos cuasi-geostróficos (Charney, 1971; Capet et al., 2008).

Estudios previos (Molemaker et al., 2015, Thomsen et al., 2016), como también el presente trabajo, han analizado un caso en particular de la formación de Puddies. Estos casos analizados no garantizan la representatividad del mecanismo de formación de Puddies. Sin embargo, los términos de transferencia hacia *EKE* estimados entre enero y mayo del 2006, permitirían respaldar que, en general, la formación de Puddies frente a Chile está asociada principalmente a la transferencia de energía de la CSPC hacia procesos turbulentos a través del cizalle horizontal, por sobre a otros mecanismos de formación, como por ejemplo, inestabilidades baroclínicas.

5.2 Efectos de la resolución en la formación de Puddies

El mecanismo de formación de Puddies también fue analizado a través de una simulación de baja resolución espacial (~ 3 km) y menor resolución en la topografía ($1/12^\circ$; L1s). En esta simulación se observó que en el talud la vorticidad relativa es más débil y el producto fPV es

mayor en comparación a la simulación de alta resolución espacial (y topográfica; L3). También se analizó una simulación con la misma configuración de L3 pero con una topografía de menor resolución ($1/12^\circ$, L3s). En esta simulación se observó que la topografía tiene un impacto significativo en la generación de vorticidad anticiclónica en la capa límite de fondo sobre el talud. Una topografía más suave implica un talud de menor pendiente, y por lo tanto, según el mecanismo de generación de vorticidad relativa planteado, se produce una vorticidad más débil, lo cual fue confirmado con L3s.

Simulaciones de baja resolución no reproducen magnitudes de vorticidad anticiclónica que cumplan con la condición necesaria para el desarrollo de inestabilidades centrifugas. Como consecuencia, la separación de la corriente subsuperficial no desarrolla estructuras de submesoescala, sino que se generará un filamento de vorticidad que se enrolla y forma el Puddy de mesoescala. Durante la formación del Puddy, la transferencia de energía es desarrollada principalmente por inestabilidades barotrópicas.

Observaciones de las propiedades del núcleo de los Puddies (Thomsen et al., 2016) muestran que las magnitudes de la vorticidad anticiclónica y vorticidad potencial es más cercana a Puddies reproducidos en la simulación de alta resolución. En la simulación de baja resolución, los Puddies presentaron una vorticidad anticiclónica menos intensa y una mayor vorticidad potencial en comparación a la simulación de alta resolución. Esto nos permite sugerir que el mecanismo descrito a través de la simulación de alta resolución es más realista que en simulaciones de baja resolución.

Se esperaría que el impacto de la formación de Puddies en el balance de *EKE* sea diferente entre simulaciones de alta y baja resolución. En simulaciones de alta resolución la CSPC no solo pierde energía debido al traspaso de *EKE* hacia al Puddy, sino que también una fracción de la energía es disipada debido a la naturaleza de las inestabilidades centrifugas. Dado que simulaciones de baja resolución no reproducen inestabilidades centrifugas, la CSPC traspasaría *EKE* principalmente hacia el remolino (y con una baja tasa de disipación de energía).

A pesar de que *VBF* no es relevante en la región en que se inicia la formación del Puddy, en las regiones aledañas a su origen, sí se observan magnitudes significativas (es decir del mismo orden de magnitud que *HRS*). Esto es observado tanto en L1s como L3, pero con patrones espaciales diferentes, ya que en L3 los patrones son de menor escala en comparación a L1s. La explicación de las variaciones de *VBF* y su relación con la formación de Puddies no es obvia. Estas magnitudes podrían estar asociadas a algún proceso resultante de la formación de Puddies, como por ejemplo, a las variaciones de las isopícnas generadas por las perturbaciones que se producen al momento de la formación de los Puddies. Esta hipótesis requiere un análisis en mayor profundidad.

5.3 Variabilidad de la formación de Puddies

La variabilidad de la CSPC podría ser relevante en la tasa de formación de Puddies. Un aumento en la intensidad de la corriente subsuperficial podría favorecer la formación de Puddies. Frente a Chile central, se ha observado que la variabilidad temporal dominante de la CSPC es la escala intraestacional, en la cual ondas atrapadas a la costa (OAC) forzarían la CSPC por periodos entre 20 y 80 días (Shaffer et al., 1997; Pizarro et al., 2002; Combes et al., 2015). Esto implicaría que durante la fase de hundimiento de una OAC la corriente subsuperficial se intensificaría por periodos similares a la duración de la formación de un Puddy.

A pesar de que la señal anual de la CSPC es más débil que la intraestacional, se esperaría que durante verano-otoño sea más probable la formación de Puddies. Para este periodo, se ha observado una intensificación de la CSPC, controlado por el rotor esfuerzo del viento meridional cerca de la costa (Combes et al., 2015) y posiblemente debido a OAC forzada por ondas de Kelvin de origen ecuatorial (Pizarro et al., 2002; Echevin et al., 2011).

Durante eventos El Niño se ha observado una intensificación de la CSPC (Shaffer et al., 1999; Colas et al., 2008; Dewitte et al., 2012; Chaigneau et al., 2013), lo que favorecería a un aumento de la formación de Puddies. Pero, Combes et al. (2015) muestra que en el peak de El Niño (es decir cuando el nivel del mar es alto), el número de Puddies disminuye en la región entre la costa de Sudamérica (5° y 47°S) y 500 km fuera de la costa, con un desfase de 250 días. Esta disminución del número de Puddies estaría asociado a un debilitamiento de la CSPC que se observa 7 meses después del máximo de la señal de El Niño (Pizarro et al., 2001). El debilitamiento de la CSPC se produciría por una corriente geostrófica hacia el ecuador, que es generada por la propagación del nivel del mar hacia afuera de la costa a través de ondas tipo Rossby (Pizarro et al., 2001; Ramos et al., 2008). Por lo tanto, el mínimo de la CSPC coincidiría con el mínimo del número de Puddies durante eventos El Niño.

5.4 Impacto de los Puddies en la biogeoquímica marina

El transporte asociado a los Puddies permite el intercambio de masas de agua entre el talud y océano abierto. Durante la formación de un Puddy, las corrientes generan advección de aguas caracterizadas por un déficit de nitrógeno desde la capa límite de fondo en el talud hacia océano interior (Thomsen et al., 2016). Thomsen et al. (2016) sugiere que los Puddies podrían ser claves en la reposición de NO_3 para la productividad del margen continental en profundidades donde la pérdida de nitrógeno y materia orgánica exportada son altas (Kalvelage et al., 2013).

Comprender el rol de los forzantes ecuatoriales en la formación de Puddies también es relevante para la dinámica de la ZMO, debido al rol de los Puddies en el transporte de propiedades biogeoquímicas hacia océano interior. Puddies son un medio por el cual la ZMO puede fluctuar en diferente escalas de tiempo, motivando la investigación de los mecanismo por el cual Puddies pueden ser influenciados por los modos climáticos como ENSO. Este tema requiere un análisis más profundo, siendo a tratar en futuro trabajos.

6. CONCLUSIONES

A través de una simulación de alta resolución (~ 0.3 km) se observó frente a Chile central que el mecanismo de formación de Puddies está asociado a diversos procesos que involucra la desestabilización de la CSPC. La interacción entre el talud continental y la CSPC genera en la capa límite de fondo vorticidad anticiclónica y débil vorticidad potencial. La formación del Puddy se inicia con la separación de la CSPC del talud. Al separarse, la CSPC transporta hacia afuera de la costa la vorticidad anticiclónica (y bajos valores de PV) generada en la capa límite de fondo. De este modo, la separación promueve la formación de inestabilidades centrifugas de submesoescala. Estas inestabilidades extraen energía cinética desde la CSPC hacia flujos turbulento, a través de los esfuerzos horizontales de Reynolds. Las inestabilidades centrifugas forman estructuras coherentes de submesoescala, las cuales interactúan entre sí para formar un remolino subsuperficial anticiclónico de mesoescala.

En simulaciones de baja resolución (> 3 km) el proceso de formación de Puddies es similar a simulaciones de alta resolución pero más estable. Es decir, que la interacción entre la CSPC y el talud genera vorticidad anticiclónica más débil, la cual no cumple con la condición necesaria para generar inestabilidades centrifugas. En lugar del desarrollo de estas inestabilidades se producen inestabilidades barotrópicas. Cuando la CSPC se separa del talud produce un filamento de vorticidad anticiclónica, el cual se enrolla, formando un remolino de mesoescala.

ANEXOS

A1. ANEXO 1: Inestabilidades centrifugas

A1.1 Introducción

La rotación y estratificación tienden a restringir las velocidades verticales en los fluidos geofísicos, favoreciendo el balance entre la fuerza de Coriolis y la componente horizontal de la fuerza del gradiente de presión, es decir, los flujos tienden a estar dominados, aunque no perfectamente, por un balance geostrófico. Pero, estos flujos no necesariamente son estables. Perturbaciones pueden crecer espontáneamente según el estado inicial del sistema, dando origen a inestabilidades. Siguiendo la clasificación de Cushman-Roisin y Beckers (2011) podemos distinguir dos grupos amplios de inestabilidades que se desarrollan en estos flujos. Un tipo corresponde a inestabilidades “globales” u “organizadas”. Ellas se producen cuando una perturbación desestabiliza las parcelas de fluido, las cuales actúan sincronizadamente. Este tipo de inestabilidades se manifiesta a través del crecimiento temporal de una onda, con una longitud de onda preferencial que eventualmente se vuelca y forman vórtices. Ejemplos destacados de inestabilidades globales son las inestabilidades baroclínicas y barotrópicas. Ambas son conocidas como inestabilidades del tipo de punto de inflexión, ya que requieren un cambio de signo en el promedio del gradiente de la vorticidad potencial, que es producido por la curvatura horizontal y/o vertical de la corriente. Una de las características de este tipo de inestabilidad es que pueden permanecer en balance dentro de un rango determinado (Müller et al., 2005). Estas inestabilidades son relevantes en la dinámica de mesoescala ya que son los principales mecanismos de transferencia de energía potencial disponible (inestabilidades baroclínicas) o energía cinética promedio (inestabilidades barotrópicas) hacia energía cinética turbulenta (*EKE*). Existe una amplia bibliografía que analiza en detalle estas inestabilidades, entre las cuales se recomienda revisar los libros de texto de Cushman-Roisin y Beckers (2011), Vallis (2006) y Pedlosky (1986).

Un segundo tipo de inestabilidades está relacionado con aquellas que ocurren cuando la perturbación desestabiliza a las diferentes partículas del fluido independientemente entre ellas. Estas se denominan inestabilidades “locales” o “puntuales”. A diferencia de las inestabilidades de “punto de inflexión”, estas inestabilidades producen la pérdida del equilibrio del sistema, siendo consideradas como catastróficas, ya que una vez que la partícula del fluido se desplaza de su posición de equilibrio, sigue en movimiento alejándose de su posición original, generando mezcla y caos. A estas inestabilidades se le denominan usualmente como inerciales porque la aceleración cumple un rol relevante en el crecimiento de las perturbaciones. También se le ha referido como inestabilidades simétricas debido a la simetría en las ecuaciones matemáticas que las modelan (Holton, 2012).

Hoskins (1974) estudió las inestabilidades inerciales (llamadas simétricas por él) en un chorro atmosférico unidireccional con cizalle vertical y horizontal constante, mostrando que éstas se desarrollan cuando el flujo presenta una vorticidad potencial de Ertel (PV) de signo contrario al parámetro de Coriolis, donde la PV se puede expresar como $PV = (\zeta + f \mathbf{z}) \cdot \nabla b$, donde ζ es la vorticidad relativa, f es el parámetro de Coriolis, \mathbf{z} es el vector unitario vertical, $b = -gp / \rho_0$ es la boyantes, ρ es la densidad potencial, ρ_0 es una densidad de referencia y g la aceleración de gravedad. Hoskins señala que regiones con valores de $f PV$ negativa no pueden ocurrir de manera natural en el interior del fluido, por lo tanto, valores negativos de $f PV$ sólo ocurren en los bordes por fricción o por procesos diabáticos. Se han descrito tres tipos de mecanismos que permiten el cambio de signo de la vorticidad potencial y que dan lugar a diferentes inestabilidades:

- Inestabilidades gravitacionales (o convectivas), son generadas en flujos que presentan una estratificación inversa, donde la densidad disminuye con profundidad, es decir, $N^2 < 0$ (donde $N^2 = \partial b / \partial z$ es la frecuencia de boyantes). En este caso, las partículas de mayor densidad se hundirán espontáneamente re-estratificando las parcelas de fluido. Como consecuencia, disminuye la energía potencial disponible de las eventuales perturbaciones que generaron estas inversiones de densidad, así la energía potencial

disponible turbulenta (*EPE*) es transferida hacia *EKE* a través de un flujo vertical positivo de boyantes ($VBF > 0$, donde *VBF* es la abreviación de “Vertical Buoyancy Flux”).

- Inestabilidades centrífugas se producen cuando la vorticidad relativa es de mayor magnitud y de signo contrario a la vorticidad planetaria ($\zeta / f < -1$) en un flujo sin estratificación ($N^2 = 0$). Estas inestabilidades transfieren la energía cinética del flujo medio (o corriente de mayor escala) hacia *EKE* a través de esfuerzos horizontales de Reynolds ($HRS > 0$).
- Inestabilidades simétricas, se desarrollan cuando una partícula se encuentra en la combinación de las condiciones de inestabilidades gravitacionales y centrífugas. La transferencia hacia *EKE* es a través de esfuerzos de Reynolds vertical ($VRS > 0$).

Ver Anexo 2 para más detalles sobre *HRS*, *VRS* y *VBF*. Dado que inestabilidades centrífugas son relevantes en el presente estudio, a continuación se analizará en detalles. Para más información sobre inestabilidades inerciales se recomiendan revisar Cushman-Roisin y Beckers (2011).

A1.2 Inestabilidades centrífugas

A1.2.1 Inestabilidades centrífugas bajo condiciones idealizadas

En 1888, Rayleigh demostró las condiciones necesarias para el desarrollo de inestabilidades de este tipo. Para esto, consideró dos anillos de fluido no viscoso y de igual masas (Figura A1.1), donde las parcelas de los anillos son intercambiable. Estos anillos son concéntricos de radio r_1 y r_2 , donde $r_2 > r_1$. El flujo presenta una velocidad $U_\theta(r)$ a cualquier distancia radial. Por el teorema de Kelvin, la circulación $\Gamma = 2\pi r U_\theta$ de un flujo no viscoso y homogéneo es constante en el tiempo. Si inicialmente el anillo r_1 (r_2) tiene una circulación Γ_1 (Γ_2), entonces, cuando se

produce un intercambio entre las parcelas de fluido de los anillos, la circulación del anillo r_1 será Γ_2 y de r_2 será Γ_1 . Este intercambio en la circulación también implica un cambio de energía cinética ($E = U_\theta^2 / 2 = \Gamma^2 / 8\pi^2 r^2$), por lo tanto tenemos:

$$E_{final} = \frac{1}{8\pi^2} \left(\frac{\Gamma_2}{r_1^2} + \frac{\Gamma_1}{r_2^2} \right), \quad (A1.1)$$

$$E_{inicial} = \frac{1}{8\pi^2} \left(\frac{\Gamma_1}{r_1^2} + \frac{\Gamma_2}{r_2^2} \right), \quad (A1.2)$$

entonces el intercambio de energía es:

$$\Delta E = E_{final} - E_{inicial} = \frac{1}{8\pi^2} (\Gamma_2 - \Gamma_1) \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right). \quad (A1.3)$$

Dependiendo de la distribución de U_θ , y dado que $r_2 > r_1$, entonces se puede dar el caso en que $\Gamma_2 > \Gamma_1$, y por lo tanto $\Delta E > 0$. Esto significa que una fuerza externa debe entregar energía para producir el intercambio de las parcelas, por lo tanto, el intercambio no se puede producir espontáneamente, lo cual es representativo de un sistema estable. En el caso de que Γ disminuya con r (esto implica que $U_\theta(r_1) > U_\theta(r_2)$), la energía inicial es mayor a la energía final, esto significa que se produjo una pérdida de energía en el sistema y por lo tanto, el sistema inicial era inestable. Se puede demostrar que las fuerzas centrífugas y del gradiente de presión son las que actúan en este caso, donde después del intercambio de parcelas entre los anillos, la fuerza centrífuga es mayor que la fuerza del gradiente de presión que actúa sobre las partículas del anillo externo.

A partir de este experimento, se estableció el *criterio de Rayleigh*, el cual señala que el flujo es inestable cuando:

$$\frac{d\Gamma^2}{dr} < 0. \quad (A1.4)$$

Esta condición es semejante a la condición de inestabilidades gravitacionales (o convectivas):

$$\frac{d\rho}{dz} > 0. \quad (\text{A1.5})$$

Si inestabilidades gravitacionales se producen por un gradiente adverso de densidad, entonces análogamente, inestabilidades centrífugas se producen por un gradiente adverso de momentum angular.

Estudios posteriores a Rayleigh, han extendido el análisis de este problema. En 1923, Taylor modificó el criterio de Rayleigh cuando analizó las condiciones de estabilidad para flujos de Couette (flujos viscosos entre planos paralelos). Goertlér analizó el problema considerando en la capa límite una superficie cóncava, donde descubrió otro tipo de inestabilidades centrífugas llamadas “inestabilidades de Goertlér”. Molemaker et al. (2001) analizó el problema de Taylor-Couette para flujos estratificados y mostró que la condición A1.4 no necesariamente se cumple. Para profundizar sobre la teoría de inestabilidades centrífugas se recomienda revisar Drazin & Reid (2004).

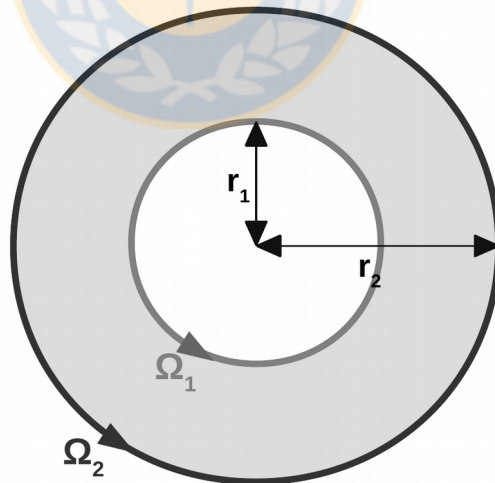


Figura A1.1: Esquema de dos anillos concéntricos de radio r_1 y r_2 donde $r_2 > r_1$. Ω_1 y Ω_2 son la velocidad angular de cada anillo.

El problema analizado por Rayleigh fue descrito con el propósito de entregar una explicación más intuitiva del desarrollo de inestabilidades centrífugas en fluidos geofísicos. El caso descrito anteriormente también puede ser aplicado a problemas en el océano, donde se puede considerar que la circulación del anillo de mayor radio representa la circulación de la Tierra y el de menor radio corresponde a la circulación de una región del océano. A continuación estudiamos la dinámica para el caso de inestabilidades en el océano.

A1.2.2 Inestabilidades Centrífugas en el océano

Para derivar las condiciones necesarias para el desarrollo de las inestabilidades centrífugas, considere un flujo promedio meridional en balance geostrófico (v_g), las ecuaciones de movimiento con la aproximación de Boussinesq y el plano f . Asumiremos que el desplazamiento de las partículas asociado a las perturbaciones del flujo medio no perturba el campo de presión, entonces el sistema puede ser descrito como:

$$v_g = \frac{1}{f \rho_o} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (A1.6)$$

$$\frac{du}{dt} = f(v - v_g), \quad (A1.7)$$

$$\frac{dv}{dt} = -fu, \quad (A1.8)$$

donde d/dt representa la derivada material, f es el parámetro de Coriolis, ρ_o es la densidad promedio, p es la presión y u y v son las velocidades horizontales totales (la suma de las partes geostrófica y no geostrófica). Si la trayectoria individual de una partícula en la dirección zonal se expresa como:

$$u = \frac{dx}{dt}, \quad (A1.9)$$

entonces, reemplazando A1.9 en A1.8 tenemos que:

$$\frac{d}{dt}(v + f\chi) = 0 \Rightarrow \Delta v + f \Delta x = 0. \quad (\text{A1.10})$$

Dado que f es constante entonces el término $v + f\chi$ (llamado momentum geostrófico) es invariante. Esto implica que si la partícula se desplaza una distancia Δx , entonces la velocidad sufre un cambio proporcional a Δv . Suponiendo que una partícula se encuentra inicialmente en la posición x_o , y tiene una velocidad igual a la de las parcelas que la rodean ($v(x_o) = v_g(x_o)$), entonces si se desplaza una distancia Δx , la velocidad meridional de la partícula en la nueva posición será

$$v(x_o + \Delta x) = v(x_o) - f \Delta x = v_g(x_o) - f \Delta x. \quad (\text{A1.11})$$

Usando el polinomio de Taylor se puede obtener una aproximación de la velocidad geostrófica en la nueva posición:

$$v_g(x_o + \Delta x) = v_g(x_o) + \frac{\partial v_g}{\partial x} \Delta x. \quad (\text{A1.12})$$

Entonces, reemplazando A1.11 y A1.12 en A1.7, tenemos que la ecuación que describe la dinámica en la posición $x_o + \Delta x$ es:

$$\frac{du}{dt} = \frac{d^2 \Delta x}{dt^2} = -f \left(f + \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) \Delta x = -f \frac{\partial M}{\partial x} \Delta x, \quad (\text{A1.13})$$

donde $M = f\chi + v_g$, es el momentum absoluto. Dependiendo del signo de $f \partial M / \partial x$ se puede determinar si la partícula se alejará (caso inestable) o retornará (caso estable) a su posición original. Si el flujo es inestable (estable) entonces $f \partial M / \partial x < 0$ ($f \partial M / \partial x > 0$). Si $f \partial M / \partial x = 0$ se dice que es neutro. En caso de inestabilidad, la vorticidad relativa ($\approx \partial v_g / \partial x$) es de signo contrario y mayor magnitud que la vorticidad planetaria. Dado que en el hemisferio sur (norte)

la vorticidad planetaria es negativa (positiva) entonces la vorticidad relativa debe ser positiva (negativa) para que se puedan generar inestabilidades.

Desde un punto de vista de un sistema inercial, estas inestabilidades ocurren por un desbalance entre la inercia y la fuerza del gradiente de presión que actúa sobre una partícula que se desplaza radialmente en un vórtice axisimétrico. Con el propósito de interpretar la física de este desbalance, consideramos un flujo geostrófico meridional $v_g(x)$ en el hemisferio sur ($f < 0$) (Figura A1.2). Siguiendo la evolución de una partícula, tenemos que en un tiempo inicial t_0 se encuentra en la posición x_0 . En esta posición la partícula tiene una velocidad $v(x_0)$, la cual es igual a la velocidad de las parcelas que rodean a la partícula en cuestión ($v_g(x_0)$). En un tiempo t_1 , la partícula se desplazará hacia la derecha hasta la posición x_1 ($\Delta x > 0$). Por conservación del momentum geostrófico (A1.10), la velocidad de la partícula en la nueva posición ($v(x_1)$) es mayor que $v(x_0)$. La velocidad de las parcelas que rodean a la partícula en x_1 están en balance geostrófico y tienen menor velocidad que las parcelas ubicadas en x_0 (es decir $v_g(x_0) > v_g(x_1)$). Entonces, la partícula desplazada presenta una velocidad mayor a las parcelas que las rodean y por ende, sobre ella actuará una fuerza de Coriolis de magnitud mayor, es decir $f v(x_1) > f v_g(x_1)$, donde $v_g(x_1) = 1/(f \rho_o) (\partial p(x_1)/\partial x)$. Esto significa que en x_1 la partícula desplazada no se encuentra en equilibrio geostrófico, es decir, la fuerza de Coriolis ($f v(x_1) < 0$, hacia la izquierda) no puede ser balanceada por el gradiente de presión que existe en su nueva posición ($-\rho_o^{-1} \partial p(x_1)/\partial x > 0$, hacia la derecha). Como la fuerza de Coriolis es mayor que el gradiente de presión local entonces se produce una fuerza restauradora hacia la izquierda que hace que la partícula retorne a su posición inicial. Esto implica que el sistema es estable.

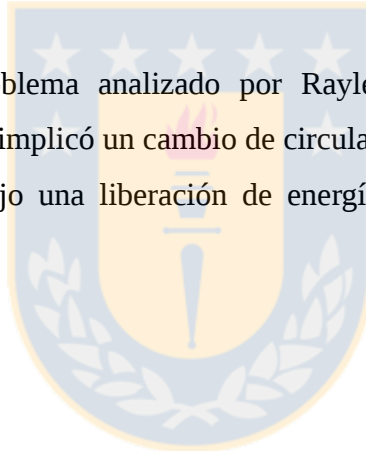
En el caso de inestabilidad, contrario al caso anterior, consideramos una variación espacial del flujo geostrófico positiva ($\partial v_g/\partial x > 0$). Si la partícula realiza un desplazamiento $\Delta x > 0$, entonces por conservación de momentum geostrofico $v(x_0) < v(x_1)$. En este caso, la condición de inestabilidad se cumplirá si la velocidad de las parcelas que rodean a la partícula desplazada es mayor que la velocidad de la partícula desplazada. Es decir, la fuerza de Coriolis que afectará a la partícula desplazada es menor que la fuerza producida por el gradiente de presión local, lo cual generaría un desbalance de las fuerzas que produciría una aceleración en la

dirección de la fuerza del gradiente de presión que alejará aún más a la partícula desde su posición original. A partir de las ecuaciones A1.11 y A1.12, se puede demostrar fácilmente que esto ocurre cuando:

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p(x_1)}{\partial x} > f v(x_1) &\Rightarrow -f v_g(x_1) > f v(x_1) \\
 v_g(x_o) + \frac{\partial v_g}{\partial x} \Delta x < v_g(x_o) - f \Delta x & \quad \cdot \quad \quad \quad (A.1.14) \\
 \frac{\partial v_g}{\partial x} < -f &
 \end{aligned}$$

En otras palabras, la condición necesaria es que la vorticidad relativa de la partícula sea mayor y de signo contrario al parámetro de Coriolis, tal como fue señalado anteriormente.

Este caso es análogo al problema analizado por Rayleigh. En el caso del océano el desplazamiento de la partícula implicó un cambio de circulación entre la partícula y las parcelas que la rodeaba, lo que produjo una liberación de energía, semejante a lo discutido en la Sección A1.2.1.



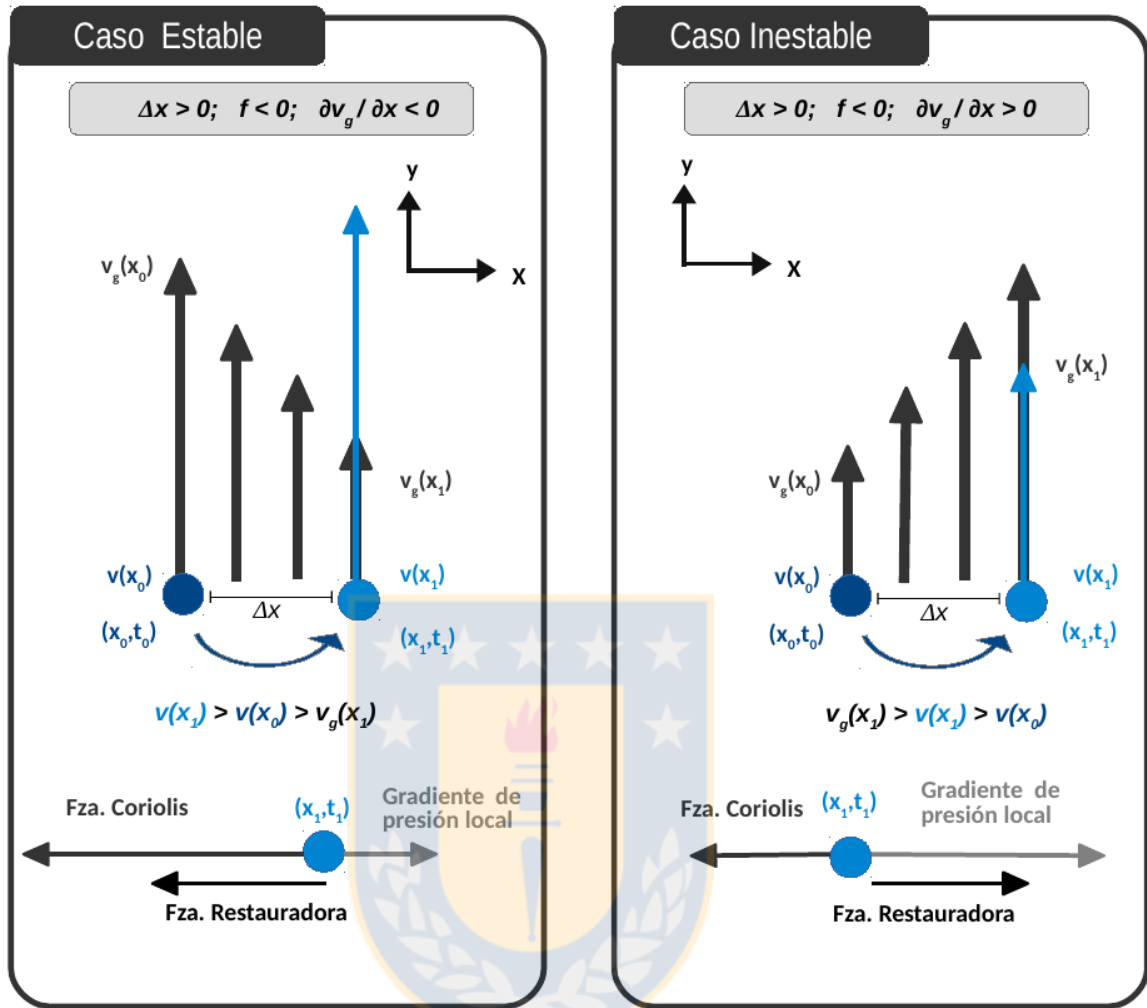


Figura A1.2: Esquema del desplazamiento de una partícula hacia la derecha ($\Delta x > 0$) desde x_0 hacia x_1 , en un flujo geostrófico ($v_g > 0$). Por conservación de momentum geostrófico, el desplazamiento produce un cambio en la velocidad de la partícula (v) proporcional a Δx . Posterior al desplazamiento, la partícula se encuentra en un desbalance entre la fuerza de Coriolis y el gradiente de presión. Si la fuerza restauradora produce el retorno (aleja) de la partícula a su posición original, se habla de un caso estable (inestable) con respecto a inestabilidades centrífugas. Figura realizada a partir de la Figura 17.1 de Cushman-Roisin & Beckey (2011).

A2. ANEXO 2: Ecuación de la energía cinética turbulenta

A través de la ecuación de la energía cinética turbulenta podemos analizar los factores que contribuyen a su variabilidad. Para obtener esta ecuación, debemos considerar una descomposición de Reynolds tal que:

$$(u, v, w) = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) + (u', v', w'), \quad (\text{A2.1})$$

donde $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ son las velocidades promedio y (u', v', w') son las fluctuaciones respecto a estos promedios.

La ecuación de la energía cinética turbulenta ($EKE = 1/2(\overline{u'^2 + v'^2})$) se obtiene substrayendo de la energía cinética total ($KE = 1/2(\overline{(u+u')^2 + (v+v')^2})$), la ecuación de la energía cinética promedio ($MKE = 1/2(\overline{u^2 + v^2})$). La ecuación de KE (MKE) es obtenida calculando el producto escalar entre las velocidades horizontales totales (promedios) y los términos totales (promedios) de la ecuación de movimiento. Como resultado de este procedimiento se obtiene una ecuación para EKE (e.g., Harrison & Robinson, 1978; Kundu & Cohen, 1990)

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_i^2}}{\partial t} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{u_j u_i'^2} + \frac{1}{2} \overline{u_j' u_i'^2} + \frac{1}{\rho_o} \overline{u_j' p'} \right)}_{\text{Transporte}}, \quad (\text{A2.2})$$

$$\underbrace{- \overline{u_j' u_i'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{\text{Producción cizalle}} + \underbrace{\overline{w' b'}}_{\text{Producción boyantes}} + \underbrace{\overline{v_i' u_i'}}_{\text{Mezcla vertical}} + \underbrace{\overline{D_i' u_i'}}_{\text{Difusión horizontal}}$$

donde se ha utilizado, por simplicidad, notación tensorial cartesiana con la convención $i=1, 2$ y $j=1, 2, 3$, entonces u_i son las componentes horizontales del vector velocidad y u_3 es velocidad vertical (también denotada usualmente por w); p es la presión, $b = -g \rho / \rho_o$ es la boyantes, g es la aceleración de gravedad, ρ es la densidad, ρ_o es la densidad de referencia, v_i y D_i representan los términos de mezcla vertical y difusión horizontal de la ecuación de

movimiento, respectivamente. Para la demostración paso a paso de esta ecuación revisar Kundu & Cohen (1990).

Cada término de la derecha de A2.2 representa diferentes procesos que pueden influir en la variabilidad de *EKE* (Harrison & Robinson, 1978). A continuación se describe el rol de estos términos:

1. Los tres primeros términos a la derecha de A2.2, representan el transporte de *EKE* debido a la advección del flujo promedio (primer término), advección promedio de las fluctuaciones (segundo término) y al trabajo de las fluctuaciones de la presión (tercer término).

2. El cuarto y quinto término a la derecha de A2.2 son claves en la conversión de energía hacia *EKE*, ya que si son positivos (negativos) implicará que está aumentando (disminuyendo) *EKE*.

2.1. El cuarto término representa la transferencia de energía entre *MKE* y *EKE*. Es decir, representa la tasa de generación de *EKE* por la interacción del estrés de Reynolds² con el cizalle promedio. Consideremos un gradiente positivo de $\overline{u}(y)$ (Figura A2.1a), donde una parcela se desplaza desde la posición y hacia $y+\Delta y$ con una velocidad $v' > 0$. Si la parcela retiene su velocidad en su posición original, entonces en $y+\Delta y$ tendrá una velocidad menor que las parcelas que la rodea. Esto genera fluctuaciones de $u' < 0$. En caso contrario, si la parcela se desplaza con $v' < 0$, entonces en $y-\Delta y$ la parcela tendrá una velocidad mayor a las parcelas que la rodea y generará $u' > 0$. En este caso podemos observar que $\overline{u'v'}$ es siempre negativa cuando $d\overline{u}/dy > 0$, por lo tanto $-\overline{u'v'} d\overline{u}/dy > 0$. Esto significa que *MKE* transfiere energía hacia *EKE*. Esto tiene sentido ya que las fluctuaciones tienden a difundir $d\overline{u}/dy$, reduciendo su magnitud, como también *MKE*. En caso contrario, para que se produzca una transferencia desde *EKE* hacia *MKE* cuando $d\overline{u}/dy > 0$, la parcela debe realizar un desplazamiento como el

2 Estrés de Reynolds corresponde a una de las componentes del tensor de estrés total, el cual es obtenido de las fluctuaciones de momentum de la ecuación de Navier-Stokes.

que muestra la Figura A2.1b, donde la correlación de las fluctuaciones $\overline{u'v'}$ es positiva, favoreciendo al aumento del gradiente de $d\bar{u}/dy$.

Cabe mencionar que en el presente trabajo el término analizado corresponde a la suma de los términos del estrés horizontal de Reynolds (*HRS*) y estrés vertical de Reynold (*VRS*) definidos como:

$$HRS = -\overline{u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{v'^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \quad y \quad (A2.3)$$

$$VRS = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad (A2.4)$$

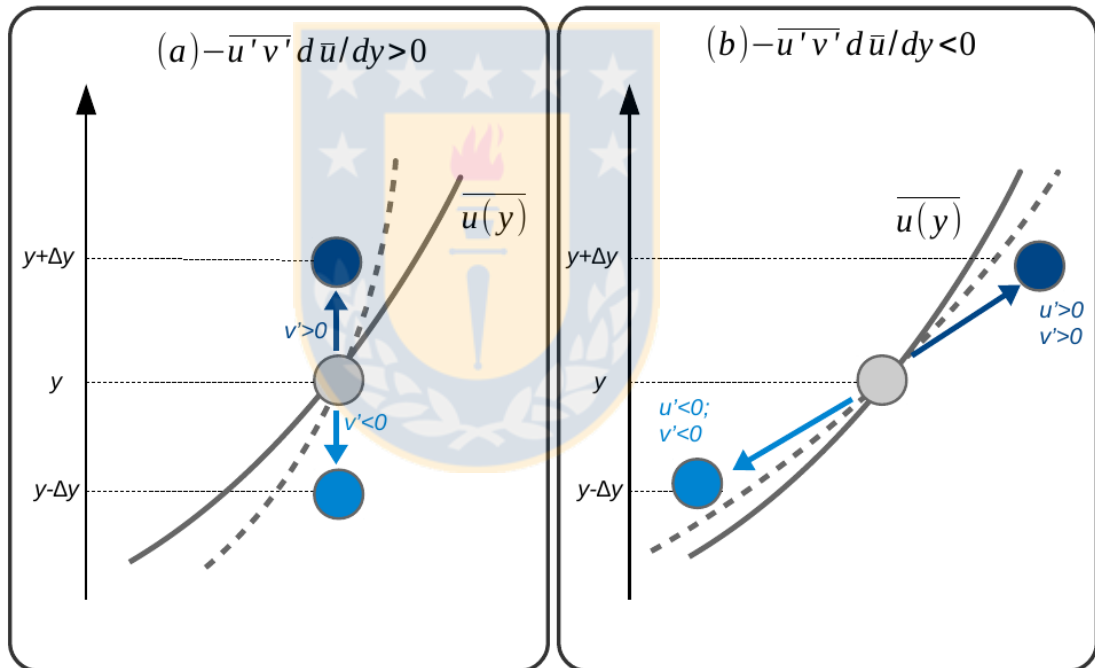


Figura A2.1: Movimiento de una partícula en un flujo promedio $\overline{u(y)}$ con un gradiente $d\bar{u}/dy > 0$. Línea continua (discontinua) representa la curva de $\overline{u(y)}$ en un estado inicial (posterior al movimiento de la partícula).

2.2. El quinto término $\overline{w'b'}$ (abreviado en el presente trabajo como “vertical buoyancy flux”, *VBF*) se denomina como la “producción” o “destrucción” de boyantes de energía turbulenta, dependiendo de las variaciones en la distribución de la boyantes. En un caso estable en el océano, la densidad aumenta con la profundidad, ($d\bar{\rho}/dz < 0$; Figura A2.2). Si se produce una inclinación de las isopícnas mayor al promedio (Figura A2.2a), entonces hacia la derecha (izquierda) se genera $w' > 0$ ($w' < 0$) y $b' < 0$ ($b' > 0$). Como resultado de la inclinación se produce un flujo de boyantes turbulento hacia abajo ($\overline{w'b'} < 0$), es decir, que en promedio las parcelas de menor densidad se hunden y de mayor densidad se elevan. Este intercambio eleva el centro de gravedad del sistema y por lo tanto aumenta la energía potencial disponible turbulenta (*EPE*). En caso contrario, si la isopícnas reducen la inclinación con respecto al promedio, el sistema se re-estratifica y se genera un flujo de boyantes turbulento hacia arriba ($\overline{w'b'} > 0$), hundiendo el centro de gravedad y disminuyendo *EPE* (Figura A2.2b). *EPE* es transferido hacia *EKE* mediante los movimientos convectivos generado por el intercambio de parcela.

3. El sexto y séptimo término son la mezcla vertical y difusión horizontal, respectivamente. La suma de ambos términos corresponden a la disipación viscosa (ϵ), la cual puede ser definida como

$$\epsilon = \nu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (\text{A2.5})$$

Según A2.5 ϵ siempre es positivo, por lo tanto este término reduce *EKE*. Esto es producido por el trabajo realizado por las fluctuaciones del estrés viscoso en resistencia a la deformación del fluido por las tasas de las fluctuaciones de la deformación. A pesar de que estos términos son efectivos en la disipación de energía solo a escalas muy pequeñas, son relevantes ya que determinan la escala en la cual la energía turbulenta es disipada hacia calor.

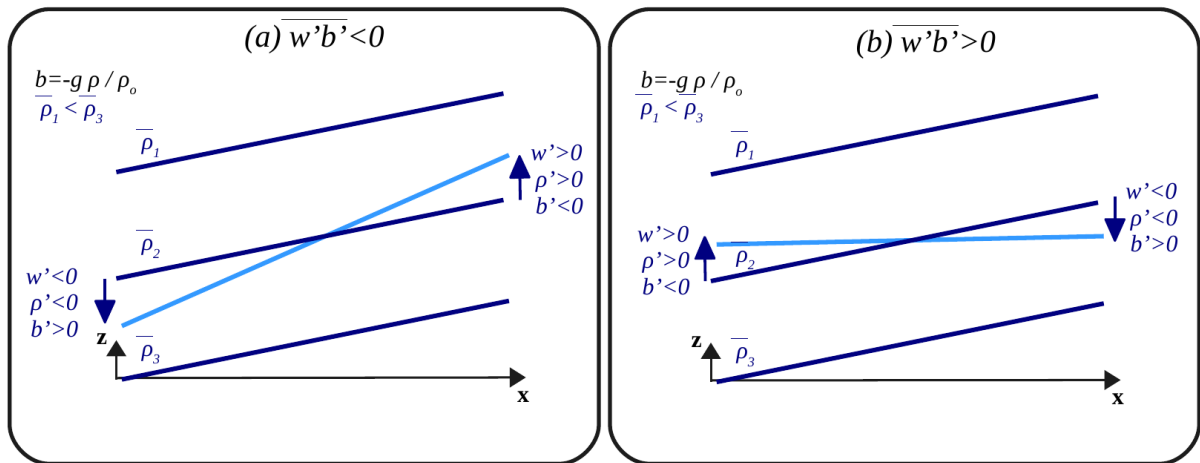


Figura A2.2: Líneas azules representan las isopícnas en un estado estable de la densidad promedio. Línea celeste representa el cambio de la isopícnica debido a una perturbación.



A3. ANEXO 3: Coordenadas horizontales y verticales en CROCO

A3.1 Coordenadas verticales sigma

Modelos numéricos oceánicos deben considerar variaciones significativas de la batimetría. Si se escoge un sistema de coordenadas verticales que varía con la presión (coordenadas z), la simulación de una cuenca que presenta columnas de aguas profundas y someras resultará costosa e ineficiente, ya que los niveles verticales no representarán adecuadamente la totalidad de la columna de agua de mayor profundidad. El uso de coordenadas verticales sigma permite una representación de la batimetría en que “aplana” el fondo ya que puede escalar adecuadamente para seguir la forma del terreno. Estas coordenadas permiten una simplificación significativa de las ecuaciones en comparación a coordenadas z o con coordenadas de altura geométrica no modificada.

A3.1.1 Formulación

La formulación de la discretización vertical de las ecuaciones primitivas del modelo están dada por:

$$z(x, y, \sigma, t) = S(x, y, \sigma) + \zeta(x, y, t) \left[1 + \frac{S(x, y, \sigma)}{h(x, y)} \right], \quad (\text{A3.1})$$

$$S(x, y, \sigma) = h_c \sigma + [h(x, y) - h_c] C(\sigma),$$

o

$$z(x, y, \sigma, t) = \zeta(x, y, t) + [\zeta(x, y, t) + h(x, y)] S(x, y, \sigma), \quad (\text{A3.2})$$

$$S(x, y, \sigma) = \frac{h_c \sigma + h(x, y) C(\sigma)}{h_c + h(x, y)},$$

La formulación de A3.1 está basada en Song & Haidvogel (1994) y A3.2 en Shchepetkin & McWilliams (2009), donde $S(x,y,\sigma)$ es la función de transformación no lineal vertical, $\zeta(x,y,t)$ es la variación de la superficie libre, $h(x,y)$ es el espesor de la columna de agua no perturbada, $z=-h(x,y)$ corresponde a la profundidad del fondo oceánico, σ es una coordenada de estiramiento vertical fraccional que varía desde $0 \leq \sigma \leq 1$, h_c es un espesor positivo que controla el estiramiento y se define como $h_c = \min(h_{min}, T_{cline})$, donde h_{min} es el valor mínimo de h y T_{cline} es el ancho de la capa límite de superficie o inferior en la que se requiere una resolución vertical más alta durante el estiramiento. Una de las principales diferencia entre A3.1 y A3.2 es que en la primera no es posible que $h_c > h_{min}$, contrario a A3.2 que modifica esta restricción. $C(\sigma)$ es una función de estiramiento vertical no dimensional, monatómica que varía entre $-1 \leq C(\sigma) \leq 0$. La versión actual de CROCO define a $C(\sigma)$ como una función de doble de refinamiento (Shchepetkin & McWilliams, 2009):

$$C(\sigma) = \frac{1 - \cosh(\theta_s \sigma)}{\cosh(\theta_s) - 1}, \text{ para } \theta_s > 0; \quad C(\sigma) = -\sigma^2, \text{ para } \theta_s \leq 0, \quad (\text{A3.3a})$$

$$C(\sigma) = \frac{\exp(\theta_b C(\sigma)) - 1}{1 - \exp(-\theta_b)}, \text{ para } \theta_b > 0, \quad (\text{A3.3b})$$

donde θ_s y θ_b son los parámetros de control de superficie y de fondo, respectivamente, y sus rangos se encuentran entre $0 \leq \theta_s \leq 10$ y $0 \leq \theta_b \leq 4$. A3.3a y A3.3b son las funciones para superficie y de fondo respectivamente. Note que A3.3b es calculado a partir de A3.3a. La distribución de los niveles verticales dependen de los parámetros de control, donde:

- Mientras mayor sea θ_s , mayor será la resolución vertical por sobre de h_c .
- Si $\theta_b = 0$, los niveles verticales se concentran en superficie.
- Si $\theta_b = 1$, los niveles verticales se concentran en el fondo.

En la Figura A3.1 se muestran algunos ejemplos de la variación de los niveles verticales según los parámetros de control basado en la formulación A3.2.

Como resultado de la discretización de las coordenadas sigma, cada celda de grilla puede tener un espesor ($H_z = \partial z / \partial \sigma$) y volumen diferente en cada nivel. En CROCO, las variables como momentum (velocidades horizontales y velocidad vertical con respecto a superficie geopotencial), trazadores pasivos y activos (temperatura) son localizados en el centro de la celda de la grilla, en cambio la velocidad vertical con respecto a coordenadas sigma (omega) y variables de mezcla vertical (Akt, Akv, etc) son localizada en la parte superior e inferior de la celda (Figura A3.2).

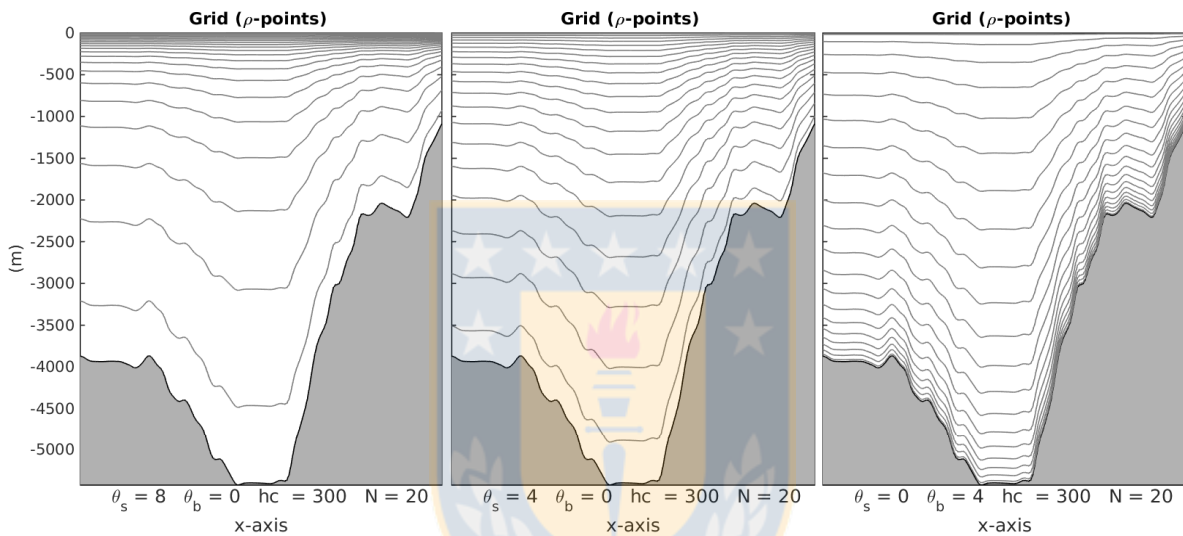


Figura A3.1: Discretización vertical de un modelo con coordenadas verticales sigma, utilizando la formulación propuesta por Shchepetkin & McWilliams (2009). Los parámetros escogidos fueron 20 niveles verticales, $h_c=300$ m, (izquierda) $\theta_s=8$ y $\theta_b=0$, (centro) $\theta_s=4$ y $\theta_b=0$, (derecha) $\theta_s=0$ y $\theta_b=4$. Figura realizada a través de scoord.m obtenida de <https://www.myroms.org/>.

A3.1.2 Selección de los parámetros de control en CROCO

En CROCO, se encuentra disponible las formulaciones descritas en la sección A3.1.1, donde A3.1 es referida como “old-coordinate”, y es seleccionada con la opción $vtransform=1$ y A3.2 como “new-coordinate” y $vtransform=2$. Para seleccionar el tipo de coordenadas sigma y definir los parámetros que lo controlan (θ_s , θ_b y h_c) se debe modificar los siguientes archivos:

- Si se desea la opción “new-coordinate”, se debe definir “NEW_S_COORD” en el archivo *cppdefs.h*. En caso contrario, esta opción debe estar sin definir.
- Se debe definir *vtransform*, más los parámetros θ_s , θ_b , h_c en las rutinas utilizadas en la creación de los archivos de las condiciones iniciales y de borde, ya sea en el *crocotools_param.m* (del paquete CROCO-tools, disponible <https://www.croco-ocean.org/download/>) o en el paquete ROMS-to-ROMS.
- Modificar en *croco.in* las variables θ_s , θ_b y h_c , acorde a como fueron definidas en las condiciones iniciales y de borde.

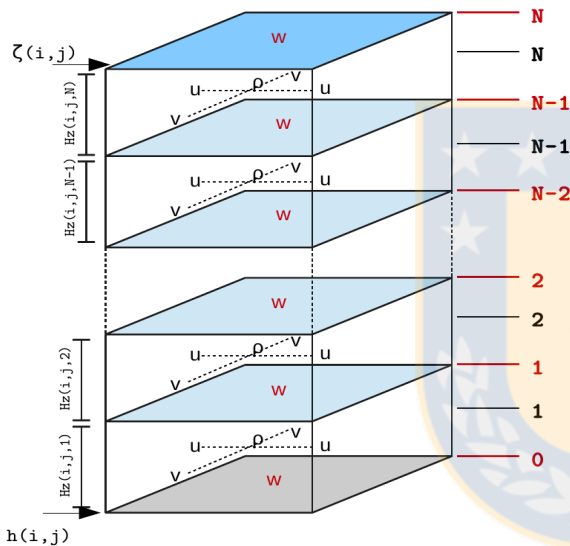


Figura A3.2: Grillas verticales discretizadas en CROCO. El centro de la grilla esta presentado por ρ y el borde por w . Note que ρ tiene N niveles verticales, en cambio w tiene $N+1$ niveles verticales.

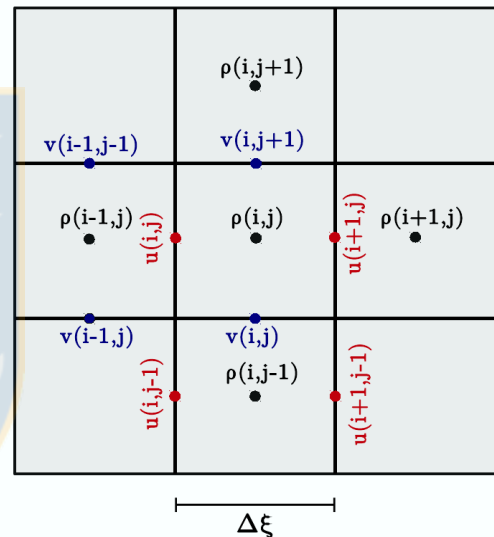


Figura A3.3: Grillas horizontales discretizadas en CROCO basado en la grilla Arakawa-C.

A3.2 Coordenadas horizontales

En diferentes aplicaciones, el fluido puede estar confinado horizontalmente dentro de una región irregular. En CROCO, las ecuaciones primitivas son evaluadas en coordenadas curvilíneas ortogonales. Estas coordenadas permiten un ajuste a los límites laterales irregulares y a una resolución de la cuadrícula variable lateralmente. Las nuevas coordenadas son definidas como ξ y η donde la relación entre la longitud del arco horizontal y la distancia diferencial viene dada por:

$$(ds)_{\xi} = \frac{1}{m} d\xi, \quad (A3.4)$$

$$(ds)_{\eta} = \frac{1}{n} d\eta, \quad (A3.5)$$

donde $m(\xi, \eta)$ y $n(\xi, \eta)$ son factores de escala que relacionan las distancias diferenciales ($\Delta\xi$, $\Delta\eta$) con las longitudes de arco reales (físicas). En el nuevo sistema de coordenadas, las componentes de la velocidad horizontal son:

$$\mathbf{v} \cdot \hat{\xi} = u, \quad (A3.6)$$

$$\mathbf{v} \cdot \hat{\eta} = v, \quad (A3.7)$$

donde \mathbf{v} es la velocidad horizontal y $\hat{\cdot}$ representa el vector unitario. La formulación del sistema de coordenadas curvilíneas permite aplicaciones de coordenadas esféricas, cartesianas y polar.

Para la representación y el cálculo de las variables, el modelo utiliza la grilla Arakawa-C. En este sistema de grillas rectangulares, las anomalías del nivel del mar, densidad, trazadores pasivos y activos son ubicados en el centro de la grilla y velocidades horizontales en este/oeste (u) y norte/sur (v) de los borde de la celda (Figura A3.3).

A4. ANEXO 4: Cascadas de energía y análisis espectral

La circulación oceánica y la estratificación son forzada por flujos de momentum, calor y agua dulce a escala planetaria (1000 km) principalmente. Para mantener el balance del sistema, la energía entregada por los forzantes debe ser disipada, lo cual solo se produce a escala muy pequeñas (cm – mm) donde la viscosidad es significativa. El balance del sistema es conseguido a través de la *cascada directa de energía*, es decir, que la energía es transferida desde grandes hacia pequeñas escalas. La cascada directa de energía es lograda a través de interacciones turbulentas no lineales entre movimientos oceánicos en diferentes escalas de longitud (Ferrari & Wunsch, 2009).

Los mecanismos que pueden proporcionar rutas de disipación son: (i) el estrés presente en la capa límite turbulenta, que está asociada a la pérdida de energía; (ii) ondas inerciales de gravedad emitidas espontáneamente por los remolinos; (iii) algún proceso que pueda romper el balance de momentum, permitiendo la cascada de energía hacia pequeña escala, como por ejemplo inestabilidades (McWilliams, 2016). La cascada directa de energía es posible cuando la velocidad vertical es significativa. Si tenemos una parcela que incrementa su velocidad vertical, entonces, por conservación de vorticidad, se producirá un estiramiento del tubo de vórtice, y se intensificará su vorticidad. Esto conlleva a una reducción del área del vórtice (conservación de la circulación). Este proceso se produce hasta que el área del vórtice sea del orden de la escala espacial donde los efectos de la viscosidad son relevantes, permitiendo finalmente la disipación hacia calor.

Flujos turbulentos en dos dimensiones son anisotrópico, es decir $u, v \gg w$. En este caso la turbulencia se comporta significativamente diferente que la turbulencia en tres dimensiones ($u \sim v \sim w$, caso descrito en el párrafo anterior). En esta situación, el estiramiento del tubo de vórtice está ausente, por lo tanto, no es posible la disipación de energía y la energía es conservada. Entonces, la energía es transferida hacia grandes escalas, es decir, se produce la *cascada inversa de energía*. El mecanismo que permite la transferencia hacia grandes escala es la fusión de los vórtices, que además incrementa su inmunidad hacia la viscosidad.

Se refiere a turbulencia geostrófica a flujos no lineales, en rotación, establemente estratificado y que se encuentran en balance cuasi-geostrófico. Estos flujos son anisotrópico, ya que la rotación y estratificación tienden a reducir las velocidades verticales. La turbulencia geostrófica es una extensión de la turbulencia en dos dimensiones. Por lo tanto, flujos turbulentos geostróficos tienden a transferir energía hacia grandes escalas. Sin embargo, los vórtices no crecen indefinidamente. A medida que aumenta su dimensión, su tasa de crecimiento se vuelve más lento, y la velocidad zonal (u) se mantiene constante. Esta dinámica más lenta, hace que los vórtices tengan un comportamiento tipo ondas, y se transforman en paquetes de ondas de Rossby a medida que su escala de longitud se vuelve del orden de magnitud del número de Rhines $l = \sqrt{u/\beta}$ donde u es el rms (“root mean square”) de las fluctuaciones de la velocidad y $\beta = df/dy$ donde f es el parámetro de Coriolis (Rhines, 1975).

A4.1 Espectro de energía en función del número de onda

A partir del contexto descrito anteriormente, podemos predecir cuál es el espectro de energía, particularmente para el caso de cascada directa de energía. Para un flujo turbulento isotrópico (es igual en las todas las direcciones), podemos expresar el espectro de las velocidad (S) a través de la descomposición de Fourier :

$$S(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \mathbf{u}^2(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (\text{A4.1})$$

donde $\mathbf{k}=(k_x, k_y, k_z)$ es el vector de numero de onda, $\mathbf{x}=(x, y, z)$ es el vector dirección. Para que A4.1 sea cierto se debe cumplir que:

$$\mathbf{u}^2(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \mathbf{u}^2(\mathbf{k}) d\mathbf{k}. \quad (\text{A4.2})$$

Suponiendo que k_g y k_p son los números de onda asociados a flujos de gran y pequeña escala, respectivamente, entonces $k_g \ll k_p$. Entre estos números de onda no hay una relación directa.

Los movimientos de pequeña escala son el resultados de una larga serie de pequeños pasos, donde en cada paso se pierde información de su origen. Esto implica que el espectro en escalas pequeñas no depende de cuanta energía hay en grandes escalas, como tampoco la escala en donde está concentrada la energía. Entonces, el espectro en k_p dependerá de la dinámica que controla el flujo, lo cual está asociado al número de onda, la viscosidad molecular (ν) y la tasa en la cual se desplaza la energía hacia pequeña escala (ε), es decir corresponde a la tasa de disipación de energía. Esto último puede ser escrito como

$$S = S(k, \varepsilon, \nu) . \quad (A4.3)$$

El rango de número de onda en que $k_p \gg k_g$ se llama rango de equilibrio. Cuando k_p es similar al número de onda en que se disipa la energía (η), se observa que está previo a la disminución rápida de la energía en el espectro. El rango entre $k_g \ll k_p \ll \eta$ es conocido como el rango inercial, y corresponde al rango en que la energía es transferida únicamente por procesos inerciales, y la producción y disipación de energía es pequeña (Figura A4.1). Esta suposición es conocida como la hipótesis de localidad. Para conocer como varía el espectro en el rango inercial, se asumen que el espectro no depende de la viscosidad, por lo tanto:

$$S = S(k, \varepsilon) . \quad (A4.4)$$

Si las unidades de S y ε son $m^3 s^{-2}$ y $m^2 s^{-3}$, respectivamente, entonces el espectro es

$$S = A \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} , \quad (A4.5)$$

donde $A=1.5$ es una constante universal observado en todos los flujos turbulentos. Entonces, A4.5 nos indica que en el rango inercial, la energía decae desde grandes hacia pequeñas escalas con una pendiente $k^{-5/3}$.

Este análisis fue llevado a cabo por Kolmogorov en 1941. La teoría de Kolmogorov está basada en condiciones muy idealizadas, sin embargo, es la base de la teoría moderna de la

turbulencia. Esta teoría contribuyó a la descripción de las cascadas turbulentas y a la identificación del rango inercial que es controlado por la tasa de transferencia de energía (Jimenez, 2004).

Diversos estudios han señalado que en el rango inercial la pendiente del espectro de energía en función del número de onda puede caracterizar el tipo de régimen turbulento que predomina en el océano. Estos análisis han sido realizados a través de modelos numéricos (e.g., Callies & Ferrari, 2013; Klein et al., 2008) y observaciones (e.g., Scott & Wang, 2005; Callies et al., 2015). Callies & Ferrari (2013) presentan una reseña sobre los principales resultados con respecto a la turbulencia geostrófica. A continuación estos resultados son descrito brevemente.

(a) Según la teoría cuasi-geostrófica interior (Charney, 1971), la pendiente del espectro en el rango inercial es k_h^{-3} (donde k_h es el número de onda horizontal) para flujos cuasi-geotróficos donde las anomalías de vorticidad potencial en el interior son relevantes. Esta pendiente también ha sido descrita a partir de la teoría de la turbulencia en dos dimensiones, en donde la cascada inversa de energía es relevante.

(b) La teoría cuasi-geostrófica superficial (Blumen, 1978), considera flujos con uniforme vorticidad potencial en el interior, pero con anomalías de boyantes en superficie y estratificación constante. En este caso movimientos de pequeña escala decaen más rápido que a grandes escalas. Se ha observado que la pendiente del espectro es cercana a $k_h^{-5/3}$. Esta pendiente también ha sido descrita en la teoría de la turbulencia en tres dimensiones.

(c) Considerando las mismas condiciones de (b) pero incluyendo los efectos de la advección ageostrófica, la pendiente en el espectro es k_h^{-2} (Boyd, 1992).

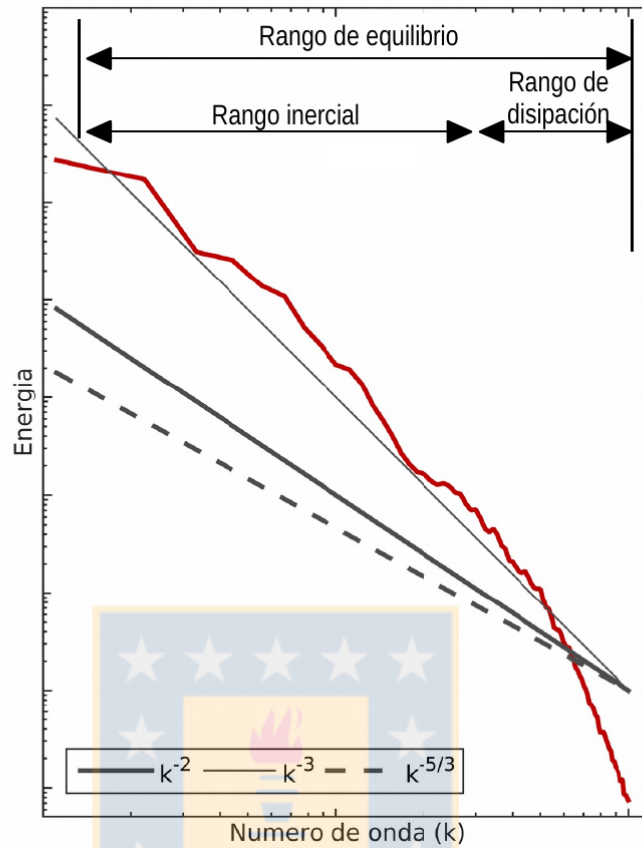


Figura A4.1: Esquema de un típico espectro de energía en función del número de onda observado en el océano. El gráfico está en escala log-log. Líneas continua gruesa, continua delgada y discontinua representan las pendientes k_h^{-2} , k_h^{-3} y $k_h^{-5/3}$, respectivamente.

REFERENCIAS

- Blumen, W. (1978). Uniform potential vorticity flow: Part I. Theory of wave interactions and two-dimensional turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(5), 774-783. doi:10.1175/1520-0469(1978)035<0774:UPVFPI>2.0.CO;2
- Bosse, A., Testor, P., Houpert, L., Damien, P., Prieur, L., Hayes, D., & Karstensen, J. (2016). Scales and dynamics of Submesoscale Coherent Vortices formed by deep convection in the northwestern Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(10), 7716-7742. doi:10.1002/2016JC012144
- Boyd, J. P. (1992). The Energy Spectrum of Fronts: Time Evolution of Shocks in Burgers, Equation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49(2), 128-139. doi:10.1175/1520-0469(1992)049<0128:TESOFT>2.0.CO;2
- Callies, J., & Ferrari, R. (2013). Interpreting energy and tracer spectra of upper-ocean turbulence in the submesoscale range (1–200 km). *Journal of Physical Oceanography*, 43(11), 2456-2474. doi:10.1175/JPO-D-13-063.1
- Callies, J., Ferrari, R., Klymak, J. M., & Gula, J. (2015). Seasonality in submesoscale turbulence. *Nature communications*, 6, 6862. doi:10.1038/ncomms7862
- Capet, X., McWilliams, J. C., Molemaker, M. J., & Shchepetkin, A. F. (2008). Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. Part I: Flow structure, eddy flux, and observational tests. *Journal of physical oceanography*, 38(1), 29-43. doi:10.1175/2007JPO3671.1
- Chaigneau, A., & Pizarro, O. (2005). Eddy characteristics in the eastern South Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C6). doi:10.1029/2004JC002815
- Chaigneau, A., Eldin, G., & Dewitte, B. (2009). Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007). *Progress in Oceanography*, 83(1-4), 117-123. doi:10.1016/j.pocean.2009.07.012
- Chaigneau, A., Dominguez, N., Eldin, G., Vasquez, L., Flores, R., Grados, C., & Echevin, V. (2013). Near-coastal circulation in the Northern Humboldt Current System from shipboard ADCP data. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(10), 5251-5266. doi:10.1002/jgrc.20328
- Charney, J. G. (1971). Geostrophic turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(6), 1087-1095. doi:10.1175/1520-0469(1971)028<1087:GT>2.0.CO;2
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2), 167-216. doi:10.1016/j.pocean.2011.01.002

Chin, T. M., Milliff, R. F., & Large, W. G. (1998). Basin-scale, high-wavenumber sea surface wind fields from a multiresolution analysis of scatterometer data. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 15(3), 741-763. doi:10.1175/1520-0426(1998)015<0741:BSHWSS>2.0.CO;2

Colas, F., Capet, X., McWilliams, J. C., & Shchepetkin, A. (2008). 1997–1998 El Niño off Peru: A numerical study. *Progress in Oceanography*, 79(2-4), 138-155. doi:10.1016/j.pocean.2008.10.015

Colas, F., McWilliams, J. C., Capet, X., & Kurian, J. (2012). Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. *Climate dynamics*, 39(1-2), 509-529. doi:10.1007/s00382-011-1170-6

Collins, C. A., Margolina, T., Rago, T. A., & Ivanov, L. (2013). Looping RAFOS floats in the California Current System. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 85, 42-61. doi:10.1016/j.dsr2.2012.07.027

Combes, V., Hormazabal, S., & Di Lorenzo, E. (2015). Interannual variability of the subsurface eddy field in the Southeast Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(7), 4907-4924. doi:10.1002/2014JC010265

Cornejo D'Ottone, M., Bravo, L., Ramos, M., Pizarro, O., Karstensen, J., Gallegos, M., & Karp-Boss, L. (2016). Biogeochemical characteristics of a long-lived anticyclonic eddy in the eastern South Pacific Ocean. *Biogeosciences (BG)*, 13(10), 2971-2979. doi:10.5194/bg-13-2971-2016

Cushman-Roisin, B., & Beckers, J. M. (2011). *Introduction to geophysical fluid dynamics: physical and numerical aspects* (Vol. 101). Academic press.

D'Asaro, E. A. (1988). Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 93(C6), 6685-6693. doi:10.1029/JC093iC06p06685

da Silva, A. M., Young, C. C., & Levitus, S. (1994). Atlas of surface marine data 1994, Vol. 4: Anomalies of fresh water fluxes. *NOAA Atlas, NESDIS*, 9.

Dewar, W. K., McWilliams, J. C., & Molemaker, M. J. (2015). Centrifugal instability and mixing in the California Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, 45(5), 1224-1241. doi:10.1175/JPO-D-13-0269.1

Debreu, L., Marchesiello, P., Penven, P., & Cambon, G. (2012). Two-way nesting in split-explicit ocean models: algorithms, implementation and validation. *Ocean Modelling*, 49, 1-21. doi:10.1016/j.ocemod.2012.03.003

Dewitte, B., Vazquez-Cuervo, J., Goubanova, K., Illig, S., Takahashi, K., Cambon, G., & Ortlieb, L. (2012). Change in El Niño flavours over 1958–2008: Implications for the long-term trend of the upwelling off Peru. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 77, 143-156. doi:10.1016/j.dsr2.2012.04.011

Dong, C., McWilliams, J. C., Liu, Y., & Chen, D. (2014). Global heat and salt transports by eddy movement. *Nature communications*, 5, 3294. doi:10.1038/ncomms4294

Drazin, P. G., & Reid, W. H. (2004). *Hydrodynamic stability*. Cambridge university press.

Echevin, V., Colas, F., Chaigneau, A., & Penven, P. (2011). Sensitivity of the Northern Humboldt Current System nearshore modeled circulation to initial and boundary conditions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C7). doi:10.1029/2010JC006684

Fairall, C. W., Bradley, E. F., Hare, J. E., Grachev, A. A., & Edson, J. B. (2003). Bulk parameterization of air–sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. *Journal of climate*, 16(4), 571-591. doi:10.1175/1520-0442(2003)016<0571:BPOASF>2.0.CO;2

Ferrari, R., & Wunsch, C. (2009). Ocean circulation kinetic energy: Reservoirs, sources, and sinks. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41. doi:10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139

Frenger, I., Bianchi, D., Stührenberg, C., Oschlies, A., Dunne, J., Deutsch, C., & Schütte, F. (2018). Biogeochemical role of subsurface coherent eddies in the ocean: Tracer cannonballs, hypoxic storms, and microbial stewpots?. *Global Biogeochemical Cycles*, 32(2), 226-249. doi:10.1002/2017GB005743

Fuenzalida, R., Schneider, W., Garcés-Vargas, J., Bravo, L., & Lange, C. (2009). Vertical and horizontal extension of the oxygen minimum zone in the eastern South Pacific Ocean. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 56(16), 992-1003. doi:10.1016/j.dsr2.2008.11.001

Goubanova, K., Echevin, V., Dewitte, B., Codron, F., Takahashi, K., Terray, P., & Vrac, M. (2011). Statistical downscaling of sea-surface wind over the Peru–Chile upwelling region: diagnosing the impact of climate change from the IPSL-CM4 model. *Climate Dynamics*, 36(7-8), 1365-1378. doi:10.1007/s00382-010-0824-0

Gruber, N., Lachkar, Z., Frenzel, H., Marchesiello, P., Münnich, M., McWilliams, J. C., & Plattner, G. K. (2011). Eddy-induced reduction of biological production in eastern boundary upwelling systems. *Nature geoscience*, 4(11), 787. doi:10.1038/ngeo1273

Gula, J., Molemaker, M. J., & McWilliams, J. C. (2015). Gulf Stream dynamics along the southeastern US seaboard. *Journal of Physical Oceanography*, 45(3), 690-715. doi:10.1175/JPO-D-14-0154.1

Gula, J., Molemaker, M. J., & McWilliams, J. C. (2016). Topographic generation of submesoscale centrifugal instability and energy dissipation. *Nature communications*, 7, 12811. doi:10.1038/ncomms12811

Harrison, D. E., & Robinson, A. R. (1978). Energy analysis of open regions of turbulent flows—Mean eddy energetics of a numerical ocean circulation experiment. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 2(2), 185-211. doi:10.1016/0377-0265(78)90009-X

Holton, J. R., & Hakim, G. J. (2012). *An introduction to dynamic meteorology* (Vol. 88). Academic press.

Hormazabal, S., Combes, V., Morales, C. E., Correa-Ramirez, M. A., Di Lorenzo, E., & Nuñez, S. (2013). Intrathermocline eddies in the coastal transition zone off central Chile (31–41 S). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(10), 4811-4821. doi:10.1002/jgrc.20337

Hoskins, B. J. (1974). The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 100(425), 480-482. doi:10.1002/qj.49710042520

Jerónimo, G., & Gómez-Valdés, J. (2007). A subsurface warm-eddy off northern Baja California in July 2004. *Geophysical research letters*, 34(6). doi:10.1029/2006GL028851

Jiao, Y., & Dewar, W. K. (2015). The energetics of centrifugal instability. *Journal of Physical Oceanography*, 45(6), 1554-1573. doi:10.1175/JPO-D-14-0064.1

Jiménez, J. (2004). The contributions of AN Kolmogorov to the theory of turbulence. *Arbor*, 178(704), 589-606. doi:10.3989/arbor.2004.i704.550

Johnson, G. C., & McTaggart, K. E. (2010). Equatorial Pacific 13 C water eddies in the eastern subtropical South Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 40(1), 226-236. doi:10.1175/2009JPO4287.1

Kalvelage, T., Lavik, G., Lam, P., Contreras, S., Arteaga, L., Löscher, C. R., & Kuypers, M. M. (2013). Nitrogen cycling driven by organic matter export in the South Pacific oxygen minimum zone. *Nature geoscience*, 6(3), 228. doi:10.1038/ngeo1739

Kang, D., & Curchitser, E. N. (2015). Energetics of eddy–mean flow interactions in the Gulf Stream region. *Journal of Physical Oceanography*, 45(4), 1103-1120. doi:10.1175/JPO-D-14-0200.1

Klein, P., Hua, B. L., Lapeyre, G., Capet, X., Le Gentil, S., & Sasaki, H. (2008). Upper ocean turbulence from high-resolution 3D simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 38(8), 1748-1763. doi:10.1175/2007JPO3773.1

Kundu, P. K., & Cohen, L. M. (1990). *Fluid mechanics*, 638 pp. Academic, Calif.

- Kurian, J., Colas, F., Capet, X., McWilliams, J. C., & Chelton, D. B. (2011). Eddy properties in the California current system. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C8). doi:10.1029/2010JC006895
- Landolfi, A., Dietze, H., Koeve, W., & Oschlies, A. (2013). Overlooked runaway feedback in the marine nitrogen cycle: the vicious cycle. *Biogeosciences*, 10(3), 1351-1363. doi:10.5194/bg-10-1351-2013
- Large, W. G., McWilliams, J. C., & Doney, S. C. (1994). Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, 32(4), 363-403. doi:10.1029/94RG01872
- Lemarié, F., Kurian, J., Shchepetkin, A. F., Molemaker, M. J., Colas, F., & McWilliams, J. C. (2012). Are there inescapable issues prohibiting the use of terrain-following coordinates in climate models?. *Ocean Modelling*, 42, 57-79. doi:10.1016/j.ocemod.2011.11.007
- Leth, O., & Shaffer, G. (2001). A numerical study of the seasonal variability in the circulation off central Chile. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 106(C10), 22229-22248. doi:10.1029/2000JC000627
- MacCready, P., & Rhines, P. B. (1993). Slippery bottom boundary layers on a slope. *Journal of Physical Oceanography*, 23(1), 5-22. doi:10.1175/1520-0485(1993)023<0005:SBBLOA>2.0.CO;2
- Marchesiello, P., McWilliams, J. C., & Shchepetkin, A. (2003). Equilibrium structure and dynamics of the California Current System. *Journal of physical Oceanography*, 33(4), 753-783. doi:10.1175/1520-0485(2003)33<753:ESADOT>2.0.CO;2
- Marshall, D. P., & Tansley, C. E. (2001). An implicit formula for boundary current separation. *Journal of physical oceanography*, 31(6), 1633-1638. doi:10.1175/1520-0485(2001)031<1633:AIFBFC>2.0.CO;2
- Mason, E., Molemaker, J., Shchepetkin, A. F., Colas, F., McWilliams, J. C., & Sangrà, P. (2010). Procedures for offline grid nesting in regional ocean models. *Ocean modelling*, 35(1-2), 1-15. doi:10.1016/j.ocemod.2010.05.007
- McGillicuddy, D. J., Anderson, L. A., Bates, N. R., Bibby, T., Buesseler, K. O., Carlson, C. A., & Hansell, D. A. (2007). Eddy/wind interactions stimulate extraordinary mid-ocean plankton blooms. *Science*, 316(5827), 1021-1026. doi:10.1126/science.1136256
- McWilliams, J. C. (1985). Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, 23(2), 165-182. doi:10.1029/RG023i002p00165

McWilliams, J. C. (2016). Submesoscale currents in the ocean. *Proc. R. Soc. A*, 472(2189), 20160117. doi:10.1098/rspa.2016.0117

Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., & Yavneh, I. (2001). Instability and equilibration of centrifugally stable stratified Taylor-Couette flow. doi:10.1103/PhysRevLett.86.5270

Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., & Dewar, W. K. (2015). Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the California Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, 45(3), 613-629. doi:10.1175/JPO-D-13-0225.1

Müller, P., McWilliams, J. C., & Molemaker, M. J. (2005). Routes to dissipation in the ocean: The 2D/3D turbulence conundrum. *Marine turbulence: theories, observations and models*, 397-405.

Pedlosky, J. (1986). *Geophysical fluid dynamics*. Springer Science & Business Media.

Penven, P., Echevin, V., Pasapera, J., Colas, F., & Tam, J. (2005). Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modeling approach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C10). doi:10.1029/2005JC002945

Penven, P., Debreu, L., Marchesiello, P., & McWilliams, J. C. (2006). Evaluation and application of the ROMS 1-way embedding procedure to the central California upwelling system. *Ocean Modelling*, 12(1-2), 157-187. doi:10.1016/j.ocemod.2005.05.002

Pizarro, O., Clarke, A. J., & Van Gorder, S. (2001). El Niño sea level and currents along the South American coast: Comparison of observations with theory. *Journal of Physical Oceanography*, 31(7), 1891-1903. doi:10.1175/1520-0485(2001)031<1891:ENOSLA>2.0.CO;2

Pizarro, O., Shaffer, G., Dewitte, B., & Ramos, M. (2002). Dynamics of seasonal and interannual variability of the Peru-Chile Undercurrent. *Geophysical Research Letters*, 29(12). doi:10.1029/2002GL014790

Pizarro, O., Ramírez, N., Castillo, M. I., Cifuentes, U., Rojas, W., & Pizarro-Koch, M. (2016). Underwater glider observations in the oxygen minimum zone off Central Chile. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 97(10), 1783-1789. doi:10.1175/BAMS-D-14-00040.1

Renault, L., Deutsch, C., McWilliams, J. C., Frenzel, H., Liang, J. H., & Colas, F. (2016a). Partial decoupling of primary productivity from upwelling in the California Current system. *Nature Geoscience*, 9(7), 505. doi:10.1038/ngeo2722

Renault, L., Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., Shchepetkin, A. F., Lemarié, F., Chelton, D., & Hall, A. (2016b). Modulation of wind work by oceanic current interaction with the atmosphere. *Journal of Physical Oceanography*, 46(6), 1685-1704. doi:10.1175/JPO-D-15-0232.1

Renault L., Masson S., V. Oerder, S. Jullien, F. Colas. (Enviado). Disentangling the Mesoscale Ocean-Atmosphere Interactions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, X.

Rhines, P. B. (1975). Waves and turbulence on a beta-plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 69(3), 417-443. doi:10.1017/S0022112075001504

Richardson, P. L., Bower, A. S., & Zenk, W. (2000). A census of Meddies tracked by floats. *Progress in Oceanography*, 45(2), 209-250. doi:10.1016/S0079-6611(99)00053-1

Scott, R. B., & Wang, F. (2005). Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry. *Journal of Physical Oceanography*, 35(9), 1650-1666. doi:10.1175/JPO2771.1

Seo, H., Miller, A. J., & Norris, J. R. (2016). Eddy–wind interaction in the California Current System: Dynamics and impacts. *Journal of Physical Oceanography*, 46(2), 439-459. doi:10.1175/JPO-D-15-0086.1

Shaffer, G., Pizarro, O., Djurfeldt, L., Salinas, S., & Rutllant, J. (1997). Circulation and low-frequency variability near the Chilean coast: Remotely forced fluctuations during the 1991–92 El Niño. *Journal of Physical Oceanography*, 27(2), 217-235. doi:10.1175/1520-0485(1997)027<0217:CALFVN>2.0.CO;2

Shaffer, G., Hormazabal, S., Pizarro, O., & Salinas, S. (1999). Seasonal and interannual variability of currents and temperature off central Chile. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 104(C12), 29951-29961. doi:10.1029/1999JC900253

Shapiro, G. I., & Meschanov, S. L. (1991). Distribution and spreading of Red Sea Water and salt lens formation in the northwest Indian Ocean. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 38(1), 21-34. doi:10.1016/0198-0149(91)90052-H

Shchepetkin, A. F., & McWilliams, J. C. (2003). A method for computing horizontal pressure-gradient force in an oceanic model with a nonaligned vertical coordinate. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 108(C3). doi:10.1029/2001JC001047

Shchepetkin, A. F., & McWilliams, J. C. (2005). The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean modelling*, 9(4), 347-404. doi:10.1016/j.ocemod.2004.08.002

Shchepetkin, A. F., & McWilliams, J. C. (2009). Correction and commentary for “Ocean forecasting in terrain-following coordinates: Formulation and skill assessment of the regional ocean modeling system” by Haidvogel et al., *J. Comp. Phys.* 227, pp. 3595–3624. *Journal of Computational Physics*, 228(24), 8985-9000. doi:10.1016/j.jcp.2009.09.002

Silva, N., & Neshyba, S. (1979). Masas de agua y circulación geostrófica frente a la costa de Chile Austral. *Instituto Antártico Chileno, Serie Científica*, 25, 5-32.

Silva, N., Rojas, N., & Fedele, A. (2009). Water masses in the Humboldt Current System: Properties, distribution, and the nitrate deficit as a chemical water mass tracer for Equatorial Subsurface Water off Chile. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 56(16), 1004-1020. doi:10.1016/j.dsr2.2008.12.013

Simpson, R. L. (1989). Turbulent boundary-layer separation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 21(1), 205-232.

Song, Y., & Haidvogel, D. (1994). A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system. *Journal of Computational Physics*, 115(1), 228-244.

Tansley, C. E., & Marshall, D. P. (2000). On the influence of bottom topography and the Deep Western Boundary Current on Gulf Stream separation. *Journal of marine research*, 58(2), 297-325. doi:10.1357/002224000321511179

Thomas, L. N., Taylor, J. R., Ferrari, R., & Joyce, T. M. (2013). Symmetric instability in the Gulf Stream. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 91, 96-110. doi:10.1016/j.dsr2.2013.02.025

Thomsen, S., Kanzow, T., Krahnemann, G., Greatbatch, R. J., Dengler, M., & Lavik, G. (2016). The formation of a subsurface anticyclonic eddy in the Peru-Chile Undercurrent and its impact on the near-coastal salinity, oxygen, and nutrient distributions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(1), 476-501. doi:10.1002/2015JC010878

Ulloa, O., & R., De Pol. (2004). Zonas de mínimo oxígeno. In: Werlinger C (de) *Biología marina y oceanografía: conceptos y procesos*: 521-532. Consejo Nacional del Libro y la Lectura, Universidad de Concepción, Trama impresores S.A., Concepción, Chile.

Vallis, G. K. (2006). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press.

Vergara, O., Dewitte, B., Montes, I., Garçon, V., Ramos, M., Paulmier, A., & Pizarro, O. (2016). Seasonal variability of the oxygen minimum zone off Peru in a high-resolution regional coupled model. *Biogeosciences*, 13(15). doi:10.5194/bg-13-4389-2016

Vergara, O., Dewitte, B., Ramos, M., & Pizarro, O. (2017). Vertical energy flux at ENSO time scales in the subthermocline of the Southeastern Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(7), 6011-6038. doi:10.1002/2016JC012614

Zhang, Z., Wang, W., & Qiu, B. (2014). Oceanic mass transport by mesoscale eddies. *Science*, 1252418. doi:10.1126/science.1252418