



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
DIRECCIÓN DE POSTGRADO
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
PROGRAMA DE DOCTORADO EN CIENCIAS FÍSICAS

CIRCULACIÓN OCEÁNICA Y MEZCLA EN EL MAR INTERIOR DE CHILOÉ



Tesis presentada a la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas

OSVALDO ENRIQUE ARTAL ARRIETA

Octubre - 2019

Concepción - Chile

Profesor Guía: Dr. Oscar Roberto Pizarro Arriagada

Profesor Co-Guía: Dr. Héctor Hito Andrés Sepúlveda Allende



Ninguna parte de esta tesis puede reproducirse o transmitirse bajo ninguna forma o por ningún medio o procedimiento, sin permiso por escrito del autor.

Agradecimientos

A mi esposa Patricia Campos, compañera, amiga, por toda la paciencia de los últimos años y por la valentía que significó alejarse de la ciudad de Concepción y ser madre lejos de la familia.

A Dante Lautaro que recién comienza a conocer el mundo.

A mi madre, padre y hermanas, que hasta el día de hoy todavía no saben ni que cosa estudié ni cual es el trabajo que hago en Castro.

A mis profesores Oscar Pizarro, Andrés Sepúlveda, Aldo Montecinos, Dante Figueroa, Matt Miller y Ali Belmadani, por todas las conversaciones formales y no tan formales. Estas conversaciones me ayudaron a formarme como profesional y comprender la vida en sí misma.

Este trabajo fue realizado gracias al financiamiento de beca de doctorado CONICYT (21140379). 'Powered@NLHPC: Esta investigación fue parcialmente apoyada por la infraestructura de supercomputación del NLHPC (ECM-02). Agradecimiento especial al personal de IFOP-Castro por los datos de ADCP aportados.



Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	v
Abstract	VI
Índice de tablas	VII
Índice de figuras	VIII
1. Introducción	1
1.1. Características oceanográficas y geomorfológicas del Mar Interior de Chiloé	1
1.2. Dinámica del Mar Interior de Chile	6
1.3. Hipótesis	9
1.4. Objetivos	9
2. Hidrodinámica cuerpos de agua semi-cerrados	10
2.1. Clasificación de Estuarios	10
2.1.1. Estuarios según geomorfología	10
2.1.2. Estuarios según balance de agua	11
2.1.3. Estuarios según balance de sal	12
2.1.4. Estuarios según hidrodinámica	14
2.2. Mareas barotrópicas en estuarios	16
2.3. Circulación residual debido a las mareas	19
3. Procesos de mezcla y turbulencia en estuarios	22
3.1. Procesos de mezcla en el océano	22
3.2. Turbulencia en estuarios	27
4. Modelo oceanográfico ROMS	30
4.1. Conceptos numéricos técnicos	30
4.2. Configuración del Modelo	34
5. Resultados	38
5.1. Corrientes de marea en el mar interior de Chiloé	38
5.2. Energía mareomotriz en el mar interior de Chiloé	44

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	iv
5.3. Comparación de diferentes esquemas de turbulencia vertical	48
5.4. Mezcla inducida por mareas	51
6. Discusión	55
7. Conclusiones	58
8. Contribuciones: Artículos y presentaciones	60
Bibliografía	61



Resumen

El mar interior de Chiloé (MIC, $\sim 41\text{--}47^\circ \text{ S}$) alberga una gran cantidad de fiordos y canales, siendo uno de los sistemas estuarinos más extensos del mundo. La circulación oceánica en esta región es compleja debido a las características batimétricas, la morfología de la línea de costa y procesos oceanográficos y atmosféricos, tanto locales como de meso-escala. Su dinámica es controlada por los flujos de agua dulce, el esfuerzo del viento y la mezcla turbulenta, esta última forzada principalmente por el viento y las mareas. Una característica física relevante en el MIC es la resonancia de la onda de marea, por ejemplo, en el seno del Reloncaví, la amplitud del nivel del mar puede alcanzar cerca de 8 m en contraste con 1 o 2 m de amplitud que se registra en la boca del Guafo durante una fase de sicigia. Estas grandes variaciones observadas en el rango de marea están asociadas a cambios importantes en la amplitud de las corrientes de marea. Observaciones previas de corrientes realizadas en pasos angostos o canales someros en el MIC confirman el gran contraste entre las amplitudes de las corrientes de marea durante periodos de sicigia y cuadratura. En regiones estuarinas como el MIC, la mezcla turbulenta juega un papel central en la estratificación de la columna de agua, en la circulación y en el intercambio de agua y sal entre las diferentes micro-cuencas y el océano abierto.

El objetivo principal de este trabajo de tesis fue analizar la variabilidad de la circulación, las corrientes de marea y la mezcla al interior del MIC. Nuestra hipótesis principal es que la mezcla vertical es fuertemente modulada por el gran contraste que presentan las corrientes de marea en algunos pasos angostos o canales someros entre periodos de sicigia y cuadratura. Para poner a prueba esta hipótesis, utilizamos un modelo numérico regional de alta resolución junto con algunas observaciones oceanográficas existentes. Además, evaluamos la importancia relativa del esquema de turbulencia vertical utilizado en las simulaciones numéricas para reproducir las características de estratificación y mezcla de la columna de agua.

Las simulaciones numéricas mostraron que la variabilidad de las mareas entre sicigia y cuadratura modifican significativamente la estratificación de la columna de agua. Durante sicigia, la corriente de marea es más intensa y la columna de agua está más mezclada. En cambio, en cuadratura las corrientes de marea son menos intensas lo que produce una columna de agua más estratificada. Específicamente, se analizó el impacto de las variaciones de las corrientes sobre la mezcla en el Canal Desertores, un paso estrecho caracterizado por grandes fluctuaciones durante sicigia y cuadratura. En este canal, durante sicigia, las corrientes de marea aumentan produciendo una fracción mayor de energía cinética turbulenta que mezcla de manera eficiente toda la columna de agua. En contraste, durante cuadratura, las corrientes de marea disminuyen, se reduce la turbulencia y la columna de agua se re-estratifica. Finalmente, se sugiere que los cambios en la estratificación modulados por los ciclos de sicigia y cuadratura en pasos y canales angostos generan ondas baroclínicas de baja frecuencia capaces de propagarse alrededor de la cuenca.

Abstract

The Chile Inland Sea (MIC, $\sim 41\text{--}47^\circ \text{S}$) contains a large number of fjords and canals, being one of the most extensive estuarine systems in the world. Ocean circulation in this region is complex due to bathymetric characteristics, coastline morphology and oceanographic and local and/or mesoscale oceanographic and atmospheric processes. Its dynamics are controlled by freshwater flows, wind stress and turbulent mixing, this last forced mainly by wind and tides. A relevant physical characteristic in the MIC is the resonance of the tidal wave, for example, within the Reloncaví, the amplitude of the sea level can reach about 8 m in contrast to 1 or 2 m of amplitude that is recorded in the mouth of the Guafo during spring tide. These large variations observed in the tidal range are associated with important changes in the amplitude of the tidal currents. Previous observations of currents taken in narrow passages or shallow channels in the MIC confirm the great contrast between the amplitudes of the tidal currents during spring and neap tides. In estuarine regions such as MIC, the turbulent mixture plays a key role in the stratification of the water column, in the circulation and in the exchange of water and salt between the different micro-basins and the open ocean.

The main objective of this thesis work was to analyze the variability of the circulation, the tidal currents and the mixture inside the MIC. Our main hypothesis is that the vertical mixture is strongly modulated by the great contrast that the tidal currents present in some narrow passages or shallow channels between spring and neap tides. To test this hypothesis, we use a high-resolution regional numerical model with some existing oceanographic observations. In addition, we assess the relative importance of the vertical turbulence scheme used in numerical simulations to reproduce the stratification and mixing characteristics of the water column.

The numerical simulations showed that the variability of the tides between spring and neap tides significantly modify the stratification of the water column. During spring tide, the tidal current is more intense and the water column is more mixed. In contrast, the tidal currents are less intense in neap tide, which produces a more stratified column of water. Specifically, the impact of the variations of the currents on the mix in the Desertores Channel was analyzed, a narrow passage characterized by large fluctuations during spring and neap tides. In this channel, during spring tide, tidal currents increase producing a larger fraction of turbulent kinetic energy that efficiently mixes the entire water column. In contrast, during neap tide, tidal currents decrease, turbulence is reduced and the water column is re-stratified. Finally, it is suggested that the changes in stratification modulated by the cycles of spring and neap tides in narrow passages and channels generate low frequency baroclinic waves capable of propagating around the basin.

Índice de tablas

2.1. Principales constituyentes armónicos de la marea. Tabla adaptada de Thomson and Emery (2014).	19
4.1. Descripción ubicación de las fuentes puntuales de agua dulce.	35
5.1. Ubicación, fecha, período e información de los anclajes de ADCP. Tabla tomada de Artal et al. (2019).	38
5.2. Comparación estadística entre mediciones de mareógrafos y estaciones virtuales de las simulaciones numéricas. Tabla tomada desde Artal et al. (2019).	39
5.3. Índices estadísticos entre la elevación del nivel del mar modelada y observada del mareógrafo en Castro.	48



Índice de figuras

1.1. Zona de estudio, incluye la información de datos CIMAR-Fiordos disponibles a la fecha. Figura adaptada de Silva and Vargas (2014).	1
1.2. Batimetría del Mar Interior de Chiloé. Figura tomada de Rodrigo (2006).	2
1.3. Esquema de circulación típica en un fiordo. Masas de agua, procesos físicos y modos de circulación. Figura tomada de Stigebrandt (2012).	3
1.4. Esquema de circulación vertical en el MIC con las masas de agua características. Arriba una sección transversal desde la boca del Guafo hasta el seno del Reloncaví y abajo una sección transversal desde el estero Elefantes hasta la boca del Guafo. Figura adaptada de Sievers (2008).	5
1.5. Corrientes a lo largo del Fiordo Reloncaví en 3 zonas diferentes: En Cochamo, Puelo y en la boca. Figura adaptada de Castillo et al. (2012).	8
2.1. Clasificación de los estuarios según su geomorfología. Figura tomada y editada de Valle-Levinson (2010).	11
2.2. Clasificación de los estuarios según el balance de agua. Figura tomada y editada de Valle-Levinson (2010).	12
2.3. Clasificación de los estuarios en función de la circulación, que depende del grado de mezcla de agua dulce y agua de mar. Figura tomada de Pinet (2011).	13
2.4. Relación parámetro estratificación/circulación ν en base al transporte de sal. Figura tomada de Valle-Levinson (2010).	15
2.5. Clasificación de estuarios según hidrodinámica en base a los números de Ekman (Ek) y Kelvin (Ke). Figura tomada de Valle-Levinson (2010).	16
2.6. Componente axial y lateral de los esfuerzos de Reynolds en la mitad de la cuenca ($x = 1/2$). Figura tomada de Valle-Levinson (2010).	21
3.1. Campos turbulentos isotrópicos y anisotrópicos. Cada punto representa un par uv en un momento determinado. Figura tomada de Kundu et al. (2004).	25
3.2. Esquema de la transferencia de energía desde escalas grandes a más pequeñas. Figura tomada de Vallis (2017).	26
3.3. Esquema del espectro de energía en turbulencia (a) 2D, y (b) 3D. Figura tomada de Vallis (2017).	26
4.1. Parámetros del modelo de clausura turbulenta de escala de longitud genérica. Figura adaptada de la Tabla 1 de Warner et al. (2005b).	33
4.2. Batimetría del modelo numérico de la zona de estudio. Figura tomada de Artal et al. (2019).	34

4.3. Ubicación y la descarga anual promedio ($m^3 s^{-1}$) de los 25 ríos usados en nuestras simulaciones numéricas.	36
4.4. Batimetría del modelo numérico anidado de alta resolución ($\sim 400m$). En el rectángulo se observa zona donde se validó el modelo. Los puntos azules (rojos) corresponden a datos de CTD tomados en sicigia (cuadratura). Los asteriscos rojos corresponden a la ubicación de las fuentes puntuales de agua dulce.	37
5.1. Comparación nivel del mar entre mediciones de mareógrafos (líneas negras) y mareógrafos virtuales de las salidas del modelo (líneas rojas). Figura tomada de Artal et al. (2019).	39
5.2. Comparación entre los datos observados y modelados, junto con los índices estadísticos respectivos. Los círculos negros son amplitudes de elevaciones del nivel del mar y el signo -rojo representa las velocidades promediadas en profundidad de (a) M_2 y (b) S_2 . Figura tomada de Artal et al. (2019).	40
5.3. Amplitud en metros (sombreado) y fase en grados (contorno) de los armónicos de marea semi-diurnos, (a) M_2 , (b) S_2 y (c) N_2 . Notar que los rangos de amplitud son diferentes en cada panel y que la fase esta referida al meridiano de Greenwich.	40
5.4. Amplitud en metros (sombreado) y fase en grados (contorno) de los armónicos de marea diurnos, (a) K_1 , (b) O_1 y (c) Q_1 . Notar que los rangos de amplitud son diferentes en cada panel y que la fase esta referida al meridiano de Greenwich.	41
5.5. Ejes mayores y menores de las elipses de corriente de marea. Los ejes de elipse se muestran cada cinco puntos de grilla en dirección de latitud y longitud. (a) M_2 con escala de $1 ms^{-1}$. (b) K_1 con una escala de $0.1 ms^{-1}$. Figura tomada de Artal et al. (2019).	42
5.6. (a) Clasificación de marea según su factor de forma (F_u). Fu ha sido limitado en un límite superior de 0.5 para distinguir entre mareas semi-diurnas y mixtas principalmente semi-diurnas. (b) Tasa de relación entre mareas de sicigia y cuadratura (R). Figura tomada de Artal et al. (2019).	43
5.7. Porcentaje del mes durante el cual las velocidades de corriente de marea superaron los $2 ms^{-1}$	44
5.8. Velocidades máximas promediadas en profundidad durante un ciclo de marea diurno en (a) cuadratura, y (b) sicigia. Densidad de potencia simulada de la distribución en (c) cuadratura, y (d) sicigia. Notar que en (d) los valores en el canal de Chacao son del orden $40 kWm^{-2}$. Figura tomada de Artal et al. (2019).	45
5.9. Densidad de potencia simulada en los canales de (a) Chacao, y (b) Desertores. Figura tomada de (Artal et al., 2019).	46
5.10. (a) Curva de potencia teórica de una turbina SeaGen-S de 2MW en kW (línea negra) e histograma de velocidades en el (a) Canal de Chacao, y (c) Canal Desertores. (b) Salida de potencia efectiva en MWh en el (b) Canal de Chacao, y (d) Canal Desertores. Figura tomada de (Artal et al., 2019).	47
5.11. Perfiles promedio de salinidad modelada durante períodos de sicigia (azul) y cuadratura (rojo) usando los esquemas de turbulencia vertical: (a) KPP, (b) KKL, (c) BFV.	48
5.12. Sección vertical de salinidad promedio a lo largo de una transecta en el Canal Desertores para simulaciones con diferentes esquemas de turbulencia vertical. Los paneles superiores (inferiores) corresponden al período de cuadratura (sicigia). (a,d) KPP, (b,e) KKL, (c,f) BFV.	49
5.13. Número de Richardson estimado para las diferentes simulaciones. (a,d) KPP, (b,e) KKL, (c,f) BFV.	50
5.14. (a) Perfiles observados de densidad (σ_T) durante sicigia (azul) y cuadratura (rojo). (b) Lo mismo que en (a) pero para la frecuencia de Brunt-Vaisala (N^2).	51

5.15. (a) Elevación del nivel del mar durante julio de 2013. Estimación de los esfuerzos de Reynolds
 (b) $\langle u'w' \rangle$ y (c) $\langle v'w' \rangle$ 52

5.16. EKE superficial promedio calculada con mediciones de CTD durante las mareas en: (a) sicigia,
 y (b) cuadratura. (c) Perfiles EKE promedios durante sicigia y cuadratura. 53

5.17. Estimación de la tasa de producción de energía cinética turbulenta en Wm^{-3} durante (a) cuadra-
 tura, (b) sicigia. (c) El perfil TKE promedio durante las mareas de sicigia y cuadratura. 53



Capítulo 1

Introducción

1.1. Características oceanográficas y geomorfológicas del Mar Interior de Chiloé

El Mar Interior de Chile (MIC) considerado en este estudio incluye los mares de la parte norte de la Patagonia Chilena, entre 41° S and 47° S (Fig. 1.1). Este sistema semi-cerrado comprende varias cuencas, micro-cuencas, fiordos y canales, siendo uno de los más extensos del mundo (Farmer and Freeland, 1983). Las principales cuencas son el Seno del Reloncaví, el Golfo de Ancud, el Golfo Corcovado, la Boca del Guafo, el Canal Moraleda y el Estuario Elefante. El MIC se conecta con aguas oceánicas en la parte norte a través del Canal de Chacao y en la parte sur a través del Canal Moraleda. El canal de Chacao tiene aproximadamente 40 km de largo y 4 km de ancho, mientras que canal de Moraleda tiene alrededor de 130 km de largo. En su interior destacan dos zonas de obstrucción-constricción: El Paso Desertores en el Golfo de Corcovado y la constricción Meninea en el Canal Moraleda.

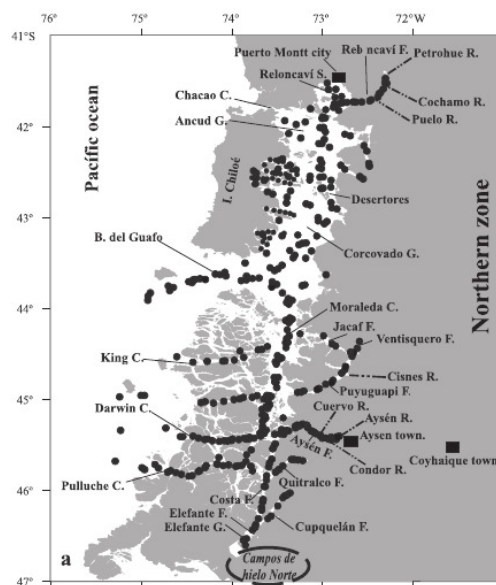


Figura 1.1: Zona de estudio, incluye la información de datos CIMAR-Fiordos disponibles a la fecha. Figura adaptada de Silva and Vargas (2014).

La parte norte del MIC está compuesta por los Golfo Corcovado y Ancud, con un ancho de 50 km, y el Seno del Reloncaví en el extremo norte, con un ancho de 30 km. Estas cuencas están conectadas por muchos canales y constricciones que se extienden a través de diferentes islas. El Canal Desertores es una constricción que separa ambas cuencas y se ubica entre un grupo de islas del mismo nombre y el continente. Esta constricción es relativamente profunda (~ 100 m) en comparación con otros canales y limita el intercambio de agua entre ambas cuencas. La parte sur está compuesta por una serie de canales, cuyo principal es el Canal Moraleda (20 km). Una importante entrada de agua dulce proviene desde el seno de Aysén. La batimetría del MIC (1.2) es más profunda en el Golfo de Ancud (> 300 m), en comparación con las profundidades más someras (< 200 m) en el Golfo de Corcovado (Rodrigo, 2006). A su vez, podemos destacar la cantidad de aporte de agua dulce provenientes de los ríos que desembocan en los diferentes fiordos y canales en la zona. Entre estos ríos destacan 4 ríos con un caudal promedio anual mayor a 500 m³s⁻¹: río Puelo (~ 711 m³s⁻¹), río Palena (~ 762 m³s⁻¹), río Aysén (~ 648 m³s⁻¹), y el río Yelcho (~ 627 m³s⁻¹).

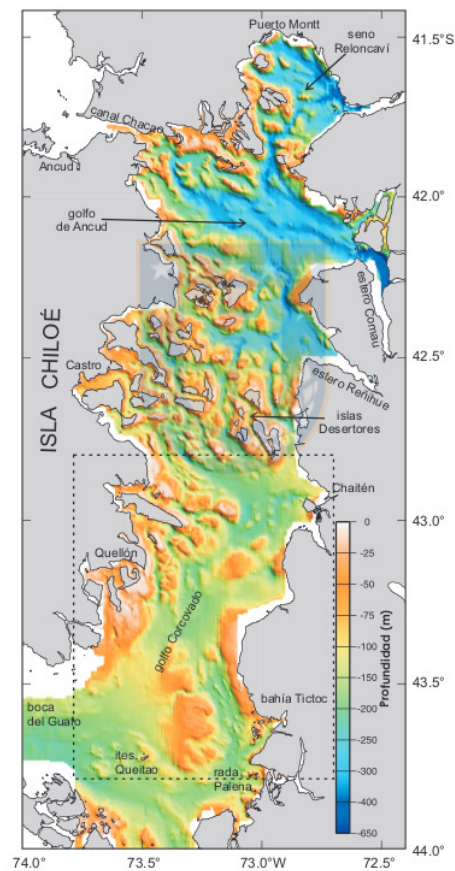


Figura 1.2: Batimetría del Mar Interior de Chiloé. Figura tomada de Rodrigo (2006).

Las características topográficas de la región proporciona numerosas zonas protegidas de oleaje mayor y junto con las condiciones oceanográficas han permitido la instalación de numerosos centros de desarrollo urbano, industrial y pesquero (Silva and Valdenegro, 2008). Durante las últimas décadas, el cultivo de salmónidos y la acuicultura de mejillones han aumentado considerablemente en el MIC (Buschmann et al., 2009). Esto ha motivado un aumento de estudios en la región, centrados principalmente en evaluar cambios en las condiciones ambientales asociados a las actividades de acuicultura (Soto et al., 2001; Soto and Norambuena, 2004;

Buschmann et al., 2006, 2009; Molinet et al., 2006; Silva and Vargas, 2014; Olivares et al., 2015) y/o a tratar de comprender de mejor manera la circulación costera y la dinámica de esta zona (Cáceres et al., 2002; Valle-Levinson et al., 2007; Sievers, 2008; Calvete and Sobarzo, 2011; Castillo et al., 2012).

Los primeros estudios oceanográficos de esta región abarcaron desde Puerto Montt hasta la parte central del canal Moraleda en el año 1948 con la expedición Lund University-Chile (Brattström and Dahl, 1951) y en el año 1970 con el crucero Hudson-Chile 70. El objetivo de estos cruceros fue realizar una comparación entre los fiordos y canales canadienses y chilenos (Pickard, 1971). Con esta información oceanográfica se determinaron las principales características oceanográficas de la temperatura, salinidad y oxígeno y se propuso la primera teoría de circulación en esta región (Silva et al., 1995).

En 1994 el Comité Oceanográfico Nacional (CONA) diseñó un programa de investigación de los canales y fiordos australes bajo el nombre “Crucero de Investigación Marina en Áreas Remotas (CIMAR)”. Entre 1995 a la fecha se han realizado 18 cruceros CIMAR, de los cuales 10 presentan mediciones en el MIC (Fig. 1.1): CIMAR 1 (Silva et al., 1997, 1998; Fierro et al., 2000; Salinas and Hormazábal, 2004), CIMAR 4 (Cáceres et al., 2002; Guzmán and Silva, 2002), CIMAR 7 (Silva and Guzmán, 2006; Cáceres et al., 2010), CIMAR 8 (Castillo et al., 2006; Silva and Valdenegro, 2008), CIMAR 9 (Cáceres et al., 2007; Silva and Guerra, 2008), CIMAR 10 (Cáceres and Valle-Levinson, 2010; Cárdenas et al., 2008), CIMAR 11 (Valenzuela and Avaria, 2009), CIMAR 12 (Carrasco and Silva, 2007), y CIMAR 17. Estos resultados permitieron describir las características físicas y químicas, masas de agua y la circulación en esta región.

El año 2004, se instalaron 2 correntómetros puntuales a 25 y 80 m de profundidad en el Canal Desertores ($\sim 42.7^\circ$ S, 72.83° W). En este estudio se concluye que las características batimétricas del Paso Desertores y las intensas corrientes de marea generan armónicos de alta frecuencia de cuarta-diurna (M_4) y sexta-diurna (M_6) causados por aceleraciones no lineales y efectos friccionales (Salinas and Castillo, 2012). Esto significa que en la ecuación de balance de momento, los términos advectivos y friccionales son relevantes. En particular, la interacción de intensas corrientes mareales con la batimetría fortalece los procesos de mezcla implicando una columna de agua más homogénea (Caceres et al., 2003).

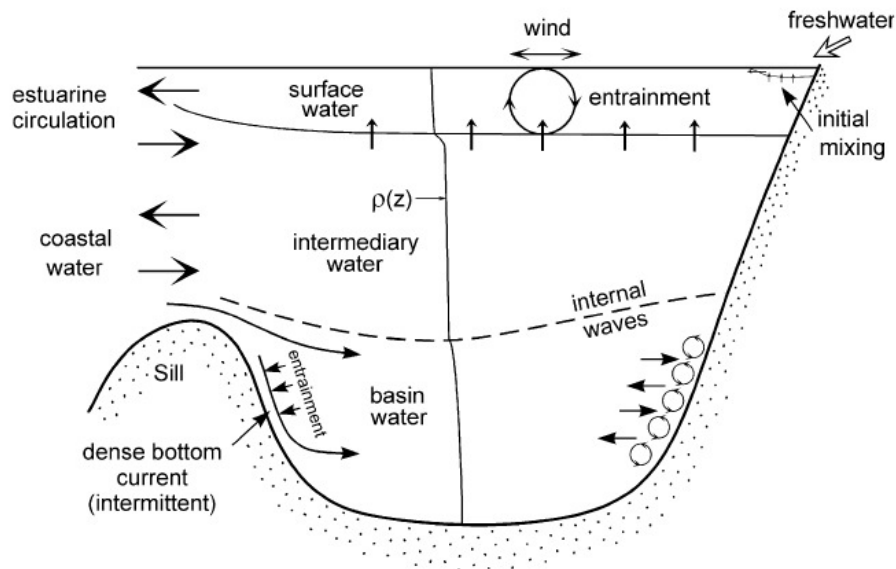


Figura 1.3: Esquema de circulación típica en un fiordo. Masas de agua, procesos físicos y modos de circulación. Figura tomada de Stigebrandt (2012).

Entre 2008-2009, se realizó un intenso programa de mediciones en el Fiordo Reloncaví ($\sim 41.58^\circ$ S, 72.5° W) donde se observaron, entre otras cosas, oscilaciones de ~ 3 días en las corrientes superficiales relacionadas con la respuesta natural del fiordo a las perturbaciones de la pycnoclina, similar a un seiche interno y grandes oscilaciones baroclínicas de ~ 15 días en las corrientes subsuperficiales asociadas a mareas quincenales (Castillo et al., 2012, 2016). La circulación media en el Fiordo Reloncaví muestra que la corriente a lo largo del fiordo tiene un patrón vertical de 3 capas los que pueden ser el resultado de una rectificación mareal en fiordos profundos y estrechos. Los cambios de la profundidad de la pycnoclina a lo largo del fiordo sugiere que la estratificación es mantenida durante las estaciones del año (Castillo et al., 2017)).

Los estudios de modelación numérica desarrollados en esta zona han sido del tipo barotrópico. Marín and Campuzano (2008) utilizaron el modelo MOHID (Martins et al., 2001) sobre una grilla de $0.02^\circ \times 0.02^\circ$. Análogamente, Aiken (2008) usando el modelo ROMS (Regional Ocean Model System) analizó la sensibilidad de la amplitud de marea a cambios en la geometría costera, usando cada uno de los constituyentes principales de marea separadamente (4 armónicos diurnos y 4 semidiurnos). La grilla usada fue de $\sim 1.5 \text{ km} \times 1.5 \text{ km}$ y el análisis consideró un período de solo 6 días para cada armónico. Aiken (2008) mostró que la gran marea observada en el MIC resulta de la resonancia del armónico M_2 . Además, tanto Aiken (2008) como Marín and Campuzano (2008) concluyen que la modelación es altamente sensible a la batimetría, a la resolución de la compleja geometría costera del MIC y a la fricción de fondo. Ninguno de estos trabajos considera las variaciones de la densidad. Recientemente Guerra et al. (2017) presentó un modelo 3D centrado en el Canal de Chacao con el fin de caracterizar la zona para uso de energía mareomotriz. Olivares et al. (2015) establecieron límites sanitarios entre granjas de salmón a través de estudios de dispersión ISAv en la región de Aysén. Simulaciones LES de alta resolución podrían permitir estudiar efectos ambientales de una granja de salmón específica (Herrera et al., 2018).

La circulación general en el MIC es de tipo estuarina debido al intercambio de agua dulce proveniente de la presencia de ríos que descargan en su interior y aguas oceánicas provenientes del océano Pacífico (Sievers, 2008). Basándose en la distribución de las propiedades de agua al interior y fuera del MIC se han elaborado algunos esquemas simples de circulación (Caceres et al., 2003). El esquema más aceptado consiste en una capa superior de ~ 100 m de agua dulce más variable y estratificada, y una capa inferior o profunda de agua salina más estable y cuasi-homogénea entre 100 m y el fondo (Sievers, 2008; Silva and Valdenegro, 2008). De acuerdo con este esquema la circulación tendría una importante componente gravitacional tipo estuarino de dos o tres capas (Fig. 1.3) con intercambio de aguas entre el mar interior y el océano Pacífico. Este esquema es válido incluso en zonas locales como la Constricción Meninea ($\sim 45.25^\circ$ S, 73.65° W, (Salinas and Hormazábal, 2004)). Algunos trabajos muestran que en los fiordos interiores existiría una tercera capa de circulación que puede ser asociada a un mecanismo compensatorio del efecto del viento superficial soplando en superficie hacia el interior del fiordo (Cáceres et al., 2002, 2010) y/o a efectos no lineales de la onda de marea reflejada en la cabeza del estuario (Valle-Levinson et al., 2007, 2014; Cáceres and Valle-Levinson, 2010).

Aunque resulta extraño hablar de masas de agua en los mares interiores, dada la profundidad relativamente pequeña de las cuencas, el enorme impacto del agua dulce y la gran mezcla que genera la marea. Diversos autores han adoptado esta forma de describir las propiedades de las aguas observadas en la región y los procesos de intercambio entre el MIC y las aguas exteriores. Por ejemplo, las aguas que son relativamente salinas, ricas en nutrientes y de bajo contenido de oxígeno son asociadas con la masa de agua Ecuatorial Subsuperficial. Una masa de agua regional del Pacífico Sur Oriental. Este criterio, junto a otras clasificaciones, ha permitido establecer algunos esquemas simplificados de circulación para la región. En este contexto, se suelen distinguir tres masas de agua en la región y dos masas de agua que resultan de la interacción de aguas oceánicas con aguas

de fiordos (Sievers, 2008; Silva and Valdenegro, 2008).

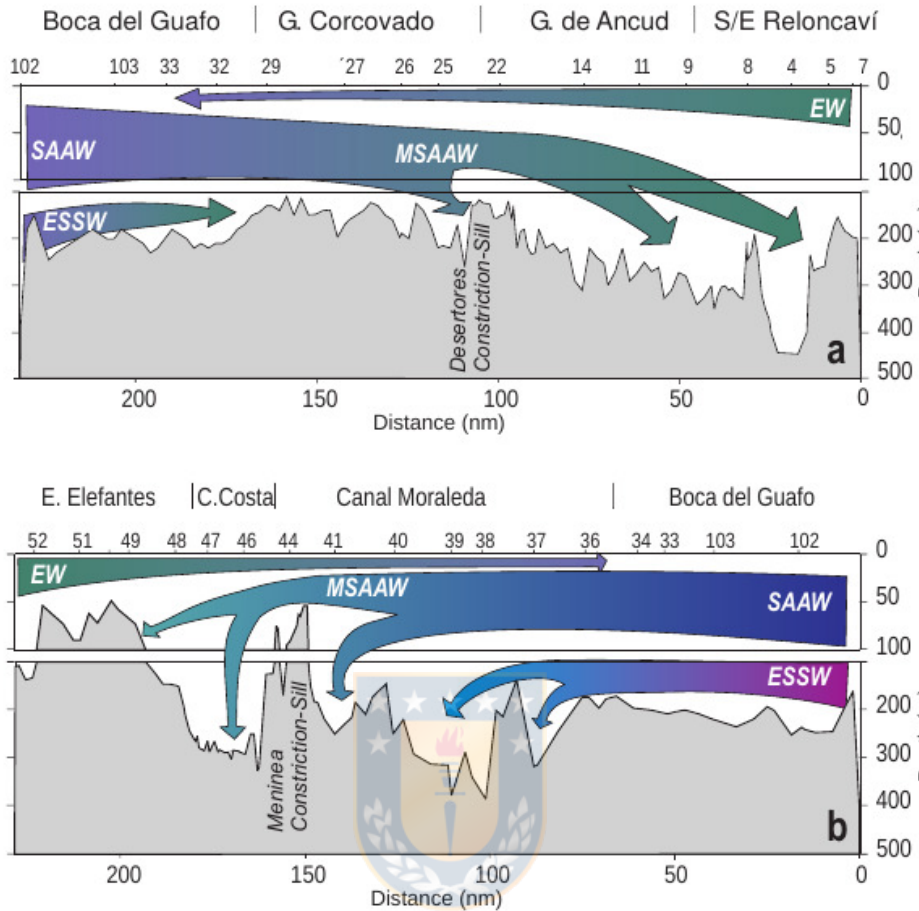


Figura 1.4: Esquema de circulación vertical en el MIC con las masas de agua características. Arriba una sección transversal desde la boca del Guafo hasta el seno del Reloncaví y abajo una sección transversal desde el estero Elefantes hasta la boca del Guafo. Figura adaptada de Sievers (2008).

Es posible distinguir Agua Subantártica (ASA) hasta los 150 m de profundidad, remanentes de Agua Ecuatorial Subsuperficial (AESS) entre 150 y 300 m y Agua Intermedia Antártica (AIA) bajo 300 m de profundidad. El ASA se mezcla con agua dulce (AD) en diferentes proporciones, las que dependen del aporte de ríos, glaciares, escorrentía costera, pluviosidad y la distancia a la fuente de AD. De acuerdo a la clasificación usada por Sievers (2008) el agua resultante de este proceso con salinidad entre 31 y 33 psu es conocida como Agua SubAntártica Modificada (ASAM) y el agua con baja salinidad como Agua Estuarina (AE). A su vez, el agua estuarina se puede clasificar en tres tipos: Agua Estuarina Salina (21-31 psu), Agua Estuarina Salobre (11-21 psu) y Agua Estuarina Dulce (2-11 psu). El flujo de ASA entra al Golfo Corcovado a través de la Boca Guafo donde esta agua se mezcla y se origina MASA. Este flujo se separa en dos ramas: una rama fluye hacia el norte hasta el Seno Reloncaví y la otra rama fluye hacia el sur hasta el Estero Elefantes (Fig. 1.4). El AESS también ingresa por la Boca Guafo, pero su desplazamiento hacia la región interior está limitado por la topografía submarina (Sievers, 2008). Tanto el Paso Desertores, así como la constricción de Meninea limitan la entrada de AESS y permiten la entrada ASAM permitiendo la ventilación de la micro-cuenca (Sievers, 2008; Pantoja et al., 2011; Castillo et al., 2012). La mezcla vertical, también juega un papel en la renovación de aguas profundas y esta puede ser regulada por vientos intensos de larga duración (Stigebrandt, 1990), por mezcla turbulenta, por la

generación de ondas internas y chorros generados en las constricciones (Valle-Levinson et al., 2014).

1.2. Dinámica del Mar Interior de Chile

En general, en estuarios profundos y fiordos se pueden distinguir los siguientes modos de circulación que afectan el intercambio con aguas oceánicas adyacentes: la circulación intermedia, la circulación barotrópica mareal y la circulación estuarina (Stigebrandt, 2012). La circulación estuarina depende principalmente de las descargas de agua dulce al interior de la cuenca, la mezcla vertical y la entrada de agua salada, la cual puede ser constreñida por la presencia de constricciones y por la topografía en general. Por otra parte, el esfuerzo del viento puede modificar el flujo superficial y el gradiente de presión a lo largo del fiordo que controla la circulación gravitacional. La circulación intermedia es forzada por variaciones de densidad en aguas costeras y la circulación barotrópica de marea es forzada por variaciones del nivel del mar fuera del fiordo.

La fuerza que domina la circulación estuarina es el gradiente horizontal de salinidad, el cual induce gradientes horizontales de presión que varían verticalmente. El gradiente horizontal de presión puede ser expresado como una combinación de un gradiente barotrópico asociado a la pendiente superficial y a un gradiente baroclínico asociado con los gradientes horizontales de salinidad (Valle-Levinson, 2010):

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \beta g \frac{\partial s}{\partial x} (h - z) \quad (1.1)$$

donde ρ es la densidad del agua (cuyas variaciones son dominadas por la salinidad), β es el coeficiente de contracción salino, g es la aceleración debido a la gravedad, h es la profundidad del agua y z es la coordenada vertical medida hacia arriba desde el fondo.

A partir del análisis de diferentes fiordos noruegos Stigebrandt (1990) propone una fórmula empírica para estimar la intensidad de la circulación intermedia.

$$Q_i = \gamma \left(g B_m H_t A_f \frac{\Delta M}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

Donde γ es un coeficiente empírico no dimensional igual a 17×10^{-4} , B_m es el ancho de la boca, H_t es la profundidad de la obstrucción, A_f es el área horizontal del fiordo en superficie, g es la constante de gravedad, y ρ_0 es una densidad de referencia. Como una medición del forzamiento del flujo se utiliza $g\Delta M$, que es la desviación estándar de la presión que ejerce la columna de agua M desde el nivel medio del mar hasta el nivel de la obstrucción (kgm^{-2}). ΔM es estimado por la integración vertical de la desviación estándar de la densidad del agua costera $\sigma_p(z)$ de la superficie del mar hasta la obstrucción, por lo tanto:

$$\Delta M = \int_0^{H_t} \sigma_p(z) dz \quad (1.3)$$

La velocidad promedio en la boca U_i debido a la circulación intermedia es igual

$$U_i = \frac{2Q_i}{A_m} \quad (1.4)$$

donde $A_m = B_m H_t$ es el área de la sección transversal vertical de la boca y el transporte intermedio promedio dado por la ecuación (1.2). Las corrientes máximas deben ser un factor 2–4 mayores que U_i , un análisis de los campos de densidad fuera del fiordo pueden ser necesarios para estimar este factor que puede ser diferentes para distintos tramos costeros (Stigebrandt, 2012).

La velocidad promedio U_t a través de la boca causada por marea superficial es igual a:

$$U_t = \frac{dh}{dt} \left(\frac{A_f}{A_m} - \frac{Q_f}{A_m} \right) \quad (1.5)$$

donde dh/dt es la tasa de variación del nivel medio del mar en el fiordo y Q_f es la tasa de variación aporte de agua dulce al fiordo.

Las velocidades causadas por la circulación estuarina, puede ser calculada como un transporte en 2 capas, cuando hay aportes de agua dulce y la salinidad de la capa superficial salobre es conocida,

$$Q_1 = \frac{Q_f S_2}{S_2 - S_1} \quad (1.6)$$

$$Q_2 = \frac{Q_f S_1}{S_2 - S_1} \quad (1.7)$$

La velocidad U_e de la circulación estuarina dentro de la boca puede ser estimada de la siguiente expresión:

$$U_e = \frac{Q_1(x)}{B(x)H_1} \quad (1.8)$$

donde $B(x)H_1$ es el área de la sección transversal vertical de la capa superior del fiordo. El transporte $Q_1(x)$ varía con la distancia a la fuente. Puede haber varias fuentes en diferentes coordenadas longitudinales x y pueden tener diferentes tasas de variación de mezcla inicial entre el agua dulce y el agua de mar en las bocas de las fuentes. Hay que destacar que estas ecuaciones son aplicables específicamente a fiordos, por lo cual pueden ser válidas para algunas regiones o fiordos ubicados al interior del MIC, pero no necesariamente para todo el mar interior.

Mareas y vientos son los principales forzantes que afectan las corrientes en el interior y exterior del MIC (Letelier et al., 2011). El régimen mareal a través del MIC es principalmente influenciado por corrientes mareales semi-diurnas (Caceres et al., 2003). La onda de marea entra por la Boca del Guafo, desplazándose hacia el norte a través del Golfo de Corcovado y hacia el sur a través del Canal Moraleda (Aiken, 2008; Marín and Campuzano, 2008). El rango de marea de aproximadamente 8 m observado en el área cerca de la ciudad de Puerto Montt (41.5 ° S, 72.93 ° W) podrían explicarse por un efecto de resonancia de la onda de marea en el sistema de microcuencas que conforman el MIC (Aiken, 2008). Artal et al. (2019) mostraron que hay diferencias significativas entre las corrientes de marea en el Canal Chacao y Desertores durante las mareas en sicigia y cuadratura. Durante sicigia, existen grandes variaciones en el nivel del mar en la parte norte del MIC, que pueden asociarse con corrientes de marea más intensas, particularmente en pasos estrechos y canales poco profundos que conectan diferentes microcuencas como los sectores del Paso Desertores y el Canal Apiao (Fig. 1.2). En contraste, durante cuadratura, las variaciones del nivel del mar son relativamente pequeñas, y las corrientes de marea se reducen drásticamente. El modelado de mareas es altamente sensible a la resolución de la compleja geometría costera, debido a la resonancia, especialmente en el MIC (Aiken, 2008). Además, las características topográficas como constricciones, la fricción y la advección pueden dar lugar a constituyentes de marea de alta frecuencia como M_4 y M_6 (Caceres et al., 2003).

En el Canal Desertores se observa que durante algunos períodos la columna de agua es homogénea (Carrasco and Silva, 2010), en contraste con otras regiones como el Seno de Reloncaví (Castillo et al., 2016) que muestra una columna de agua fuertemente estratificada (Guzmán and Silva, 2002). La distribución de las propiedades oceanográficas sugiere que el agua se está mezclando de manera eficiente en los canales que conectan ambas cuencas (Salinas and Hormazábal, 2004). Las mediciones de la corriente en el Canal Desertores muestran que

la corriente de marea puede superar los 90 cm s^{-1} a 25 m de profundidad y los 40 cm s^{-1} a 80 m de profundidad durante períodos de sicigia (Salinas and Castillo, 2012). Estas corrientes se reducen a menos de la mitad de su intensidad durante períodos de cuadratura. Las estimaciones del número de Froude indican que el flujo puede ser supercrítico al interior del canal, lo que permite la formación de saltos hidráulicos internos (Valle-Levinson et al., 2001). Los saltos hidráulicos son flujos turbulentos que favorecen la mezcla vertical y, por lo tanto, la homogeneización de la columna de agua (Komar, 1971).

Observaciones en el Seno del Reloncaví mostraron que existen importantes fluctuaciones baroclínicas de baja frecuencia con períodos cercanos a 14-15 días con una estructura vertical bien definida (Castillo et al., 2012). Estas estructuras muestran un cambio progresivo en fase con la profundidad, que sugieren una propagación vertical de dichas fluctuaciones (Fig. 1.5). Nuestra hipótesis consiste en que estas fluctuaciones se generarían por cambios en la modulación y estratificación de la mezcla debido a grandes cambios de intensidad que experimentan las corrientes de marea entre periodos de sicigia y cuadratura ($\sim 1 \text{ m}$ a 8 m de amplitud).

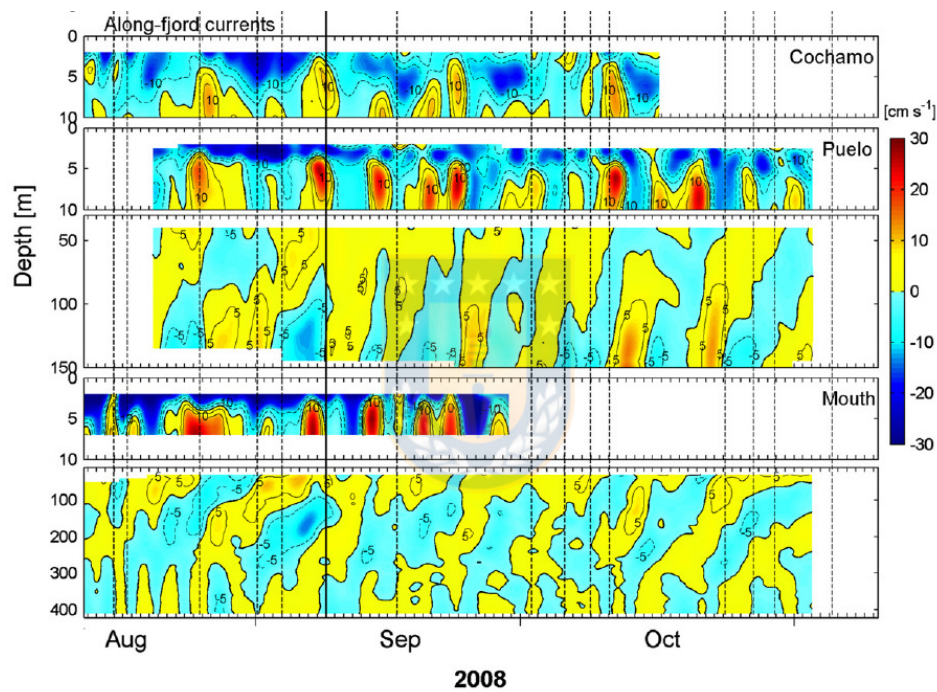


Figura 1.5: Corrientes a lo largo del Fiordo Reloncaví en 3 zonas diferentes: En Cochamo, Puelo y en la boca. Figura adaptada de Castillo et al. (2012).

1.3. Hipótesis

I Los grandes cambios de intensidad que experimentan las corrientes de marea entre periodos de sicigia y cuadratura en distintos puntos del MIC modulan localmente la mezcla vertical en la región.

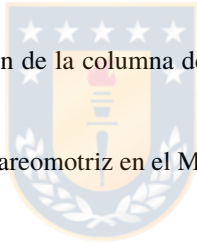
1.4. Objetivos

Objetivo General

Determinar patrones de corrientes y mezcla asociados a periodos de sicigia y cuadratura en regiones claves del MIC y analizar sus impactos en las características oceanográficas de la región.

Objetivos Específicos

1. Describir la estabilidad de la columna de agua (estratificada/mezclada) y su variabilidad asociada al régimen de mareas.
2. Describir la corriente residual de marea haciendo un contraste entre períodos de sicigia y cuadratura.
3. Analizar diferencias en la marea y en la estabilidad de la columna de agua durante períodos de sicigia y cuadratura.
4. Cuantificar el efecto en la estratificación de la columna de agua bajo diferentes esquemas de mezcla de turbulencia vertical.
5. Calcular potencial teórico de energía mareomotriz en el MIC.



Capítulo 2

Hidrodinámica cuerpos de agua semi-cerrados

2.1. Clasificación de Estuarios

Un estuario es un cuerpo de agua semi-cerrado que posee una conexión libre con el océano abierto con influencia de agua dulce (Cameron and Pritchard, 1963). Dionne (1963) agrega complementa esta definición agregando que la influencia del agua dulce esta sujeta a la acción mareal diaria. En términos dinámicos esto significa que el agua dulce que ingresa a la cuenca semi-cerrada produce un gradiente de densidad longitudinal que resulta en un flujo neto de agua dulce superficial de salida y un flujo neto de agua salada de entrada más en profundidad (Valle-Levinson, 2010). Podemos clasificar las zonas estuarinas según geomorfología, balance de agua, balance de sal o hidrodinámica.

2.1.1. Estuarios según geomorfología

Los estuarios pueden clasificarse según su origen de formación en fiordos, valle fluvial inundado, tectónico y de barra. Los estuarios de valle fluvial inundado o también conocidos como llanos costeros (Fig. 2.1a), son aquellos que se formaron como resultado de inundaciones durante varios milenios por el aumento del nivel en el período Pleistoceno (~ 15.000 años). Por lo general, son anchos (del orden de varios kilómetros) y poco profundos (del orden de 10 m) (Valle-Levinson, 2010).

Los estuarios tectónicos se formaron por terremotos o por fracturas de la corteza terrestre que generaron fallas en regiones adyacentes al océano (Valle-Levinson, 2010). Las fallas hacen que parte de la corteza se hunda, formando una cuenca hueca. Se forma un estuario cuando la cuenca se llena con aguas oceánicas (Fig. 2.1b).

Los fiordos se encuentran en altas latitudes donde la actividad glacial es intensa. Según la actividad glacial, se podría decir que hay fiordos fluviales o glaciares. Los fiordos fluviales están relacionados con glaciares extintos y la estabilidad de la columna de agua proviene del aporte de agua dulce de ríos. En cambio, la estabilidad de la columna de agua en los fiordos glaciares proviene del derretimiento del glaciar activo, de la nieve y el hielo de las montañas cercanas (Valle-Levinson, 2010). Los fiordos son alargados, profundos y estrechos, con paredes laterales empinadas. Generalmente, presentan un monte submarino o *sill* en la boca del fiordo (Fig. 2.1c) que puede afectar fuertemente la dinámica de todo el fiordo (Farmer and Freeland, 1983). Por ejemplo, el monte submarino puede limitar el transporte de agua oceánica que llena las cuencas más profundas, afectando

los tiempos de renovación de las aguas o puede contribuir a una mayor mezcla al interior del fiordo mediante generación de ondas internas (Castillo et al., 2012).

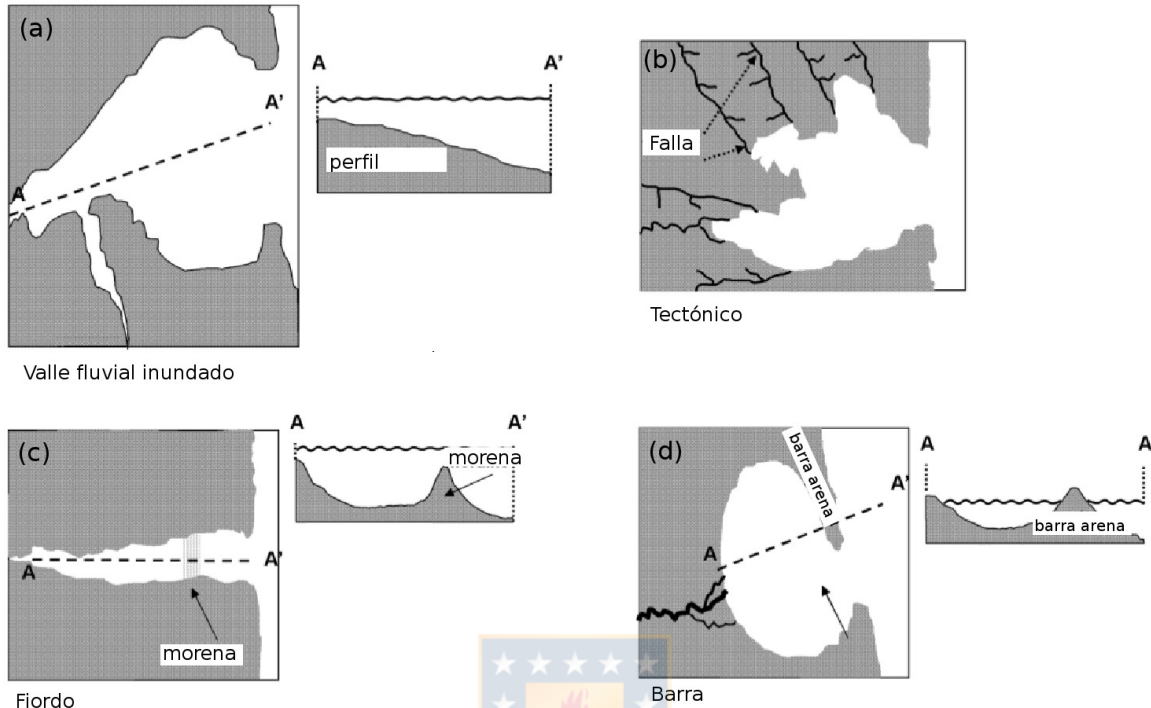


Figura 2.1: Clasificación de los estuarios según su geomorfología. Figura tomada y editada de Valle-Levinson (2010).

Los estuarios de barras originalmente eran embalses que se convirtieron en sistemas de agua semi-cerrados debido a la deriva litoral que causó la formación de una barra de arena entre la costa y el océano (Valle-Levinson, 2010). Algunas de estas barras están unidas a uno de los promontorios del antiguo embalse y muestra una entrada pequeña (del orden de unos cientos de metros) donde el estuario se comunica con el océano (Fig. 2.1d). Algunas barras de arena pueden separarse de la costa y representar islas que dan como resultado dos o más entradas que permiten la comunicación entre el estuario y el océano. En algunos casos adicionales, las barras de arena se formaron al aumentar el nivel del mar.

2.1.2. Estuarios según balance de agua

En términos de su balance hídrico, los estuarios se pueden clasificar en tres tipos: estuarios positivos, inversos o negativos y de baja afluencia. Los estuarios positivos (Fig. 2.2a) son aquellos en que los aportes de agua dulce provenientes de descarga de ríos, lluvia y derretimiento de hielo superan la pérdida de agua dulce producto de la evaporación o congelación, estableciendo un gradiente de densidad longitudinal (Valle-Levinson, 2010). En los estuarios positivos, el gradiente de densidad longitudinal impulsa una salida de volumen de agua neto hacia el océano. La circulación inducida por el volumen de agua dulce agregada a la cuenca es ampliamente conocida como circulación estuarina o circulación gravitacional.

En los estuarios inversos las pérdidas de agua dulce por evaporación exceden los aportes de agua dulce por precipitación (Valle-Levinson, 2010). Se encuentran típicamente en regiones áridas donde no hay o son escasas los aportes de agua dulce de ríos. Se llaman inversas o negativas, porque el gradiente de densidad longitudinal tiene el signo opuesto al de los estuarios positivos, es decir, la densidad del agua aumenta hacia la tierra (Fig.

2.2b). Debido a su descarga relativamente lenta, los estuarios negativos son más propensos a problemas de calidad del agua que los estuarios positivos.

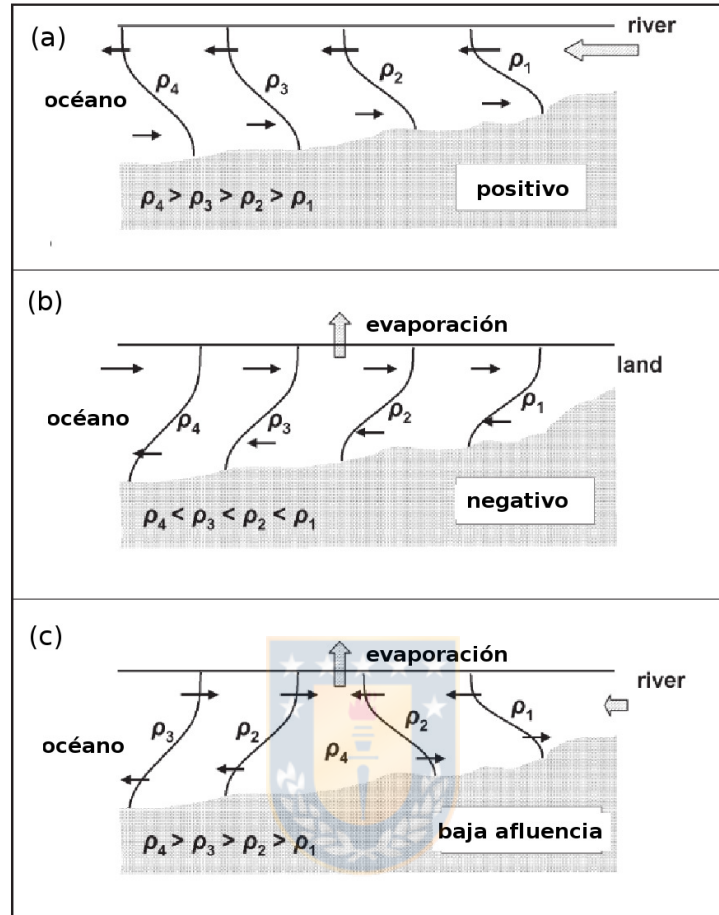


Figura 2.2: Clasificación de los estuarios según el balance de agua. Figura tomada y editada de Valle-Levinson (2010).

Finalmente, los estuarios de baja afluencia son una mezcla entre estuarios positivos e inversos (Fig. 2.2c). Los estuarios de baja afluencia también ocurren en regiones con altas tasas de evaporación, pero con pequeños aportes de agua dulce (del orden de unos pocos $m^3 s^{-1}$) proveniente de la descarga de uno o varios ríos (Valle-Levinson, 2010). La estabilidad de la columna de agua está dominada por interacciones aire-agua, con un gradiente de densidad negativo debido a la mayor evaporación en la zona más oceánica y un gradiente de densidad positivo cercano al río (Largier et al., 1996). La zona de máxima salinidad donde ocurre esta transición, donde el gradiente de densidad cambia de positivo a negativo se denomina tapón de sal, y esta actúa como una barrera que impide el aporte de aguas del río hacia el mar y la intrusión de aguas oceánicas hacia la tierra (Wolanski, 1986). Debido a esta condición los estuarios de baja afluencia también son propensos a problemas de calidad del agua, e incluso pueden influir en el transporte neto de larvas de invertebrados marinos dentro del estuario (DiBacco et al., 2001).

2.1.3. Estuarios según balance de sal

En base a la estratificación de la columna de agua o la estructura vertical de salinidad, los estuarios se pueden clasificar como cuña de sal, fuertemente estratificada, débilmente estratificada o mezclada verticalmente (Cameron and Pritchard, 1963). En este tipo de clasificación se considera la competencia entre la estratificación

producto del aporte de agua dulce proveniente de ríos y la mezcla vertical debido al forzamiento mareal (Valle-Levinson, 2010). La mezcla producto del forzante de marea es proporcional al volumen de agua oceánica que ingresa al estuario durante cada ciclo de marea conocido como prisma de marea.

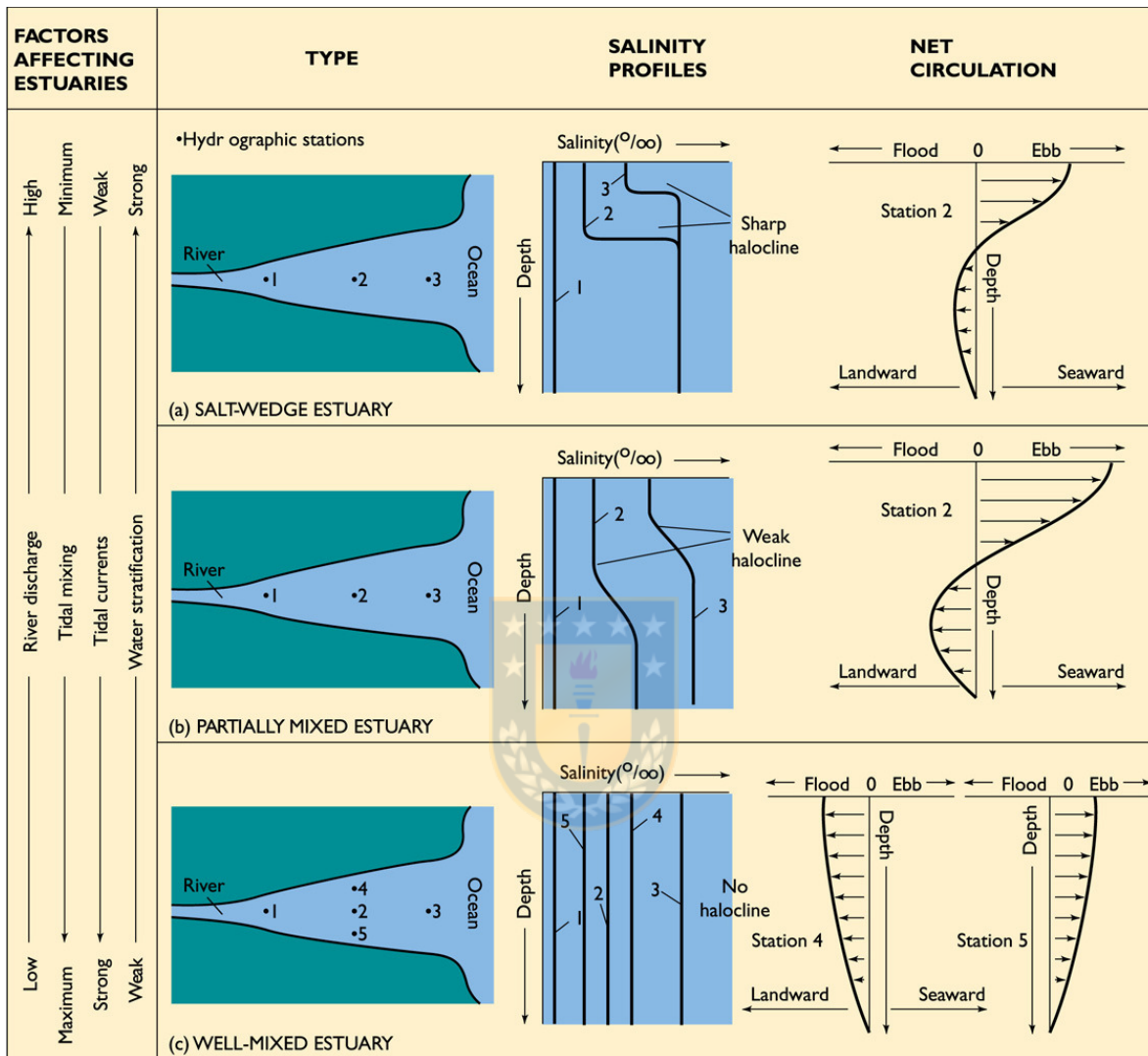


Figura 2.3: Clasificación de los estuarios en función de la circulación, que depende del grado de mezcla de agua dulce y agua de mar. Figura tomada de Pinet (2011).

Pinet (2011) clasifica estos estuarios en 3 tipos: Cuña salina, parcialmente mezclado y bien mezclado. En un estuario de cuña salina, las cuencas costeras reciben una alto flujo de agua dulce de río y se ven afectadas por corrientes mareales relativamente débiles, por lo que la columna de agua esta fuertemente estratificada. En un estuario parcialmente mezclado ocurre un aumento de las corrientes mareales en relación con la descarga del río promoviendo la mezcla de la columna de agua. En los estuarios bien mezclados, las cuencas están dominada por las mareas, la halocline se debilita o desaparece porque las aguas superficiales y del fondo están completamente mezcladas por la turbulencia asociada con el fuerte flujo mareal.

En un estuario de cuña salina el cuerpo de agua dulce de baja densidad superficial flota sobre una capa inferior de agua salada de alta densidad (Fig. 2.3a). Las corrientes de marea débiles no pueden mezclar las dos masas de agua, porque están separadas por una halocline estable. Las corrientes en la capa superficial son

turbulentas debido a la alta descarga del río, mientras que el flujo en la capa salada del fondo es leve debido a las débiles corrientes de marea. Estos flujos turbulentos en superficie generan ondas internas en la haloclina, las cuales una vez creadas, crecen y pueden romperse. Una pequeña cantidad de agua salada de la capa inferior a la capa superficial a medida que se rompe cada onda interna. Este proceso induce una entrada neta de agua de fondo a través de la boca del estuario para reemplazar el agua salada que se ha mezclado hacia arriba en la capa superior. Esta compensación es débil, porque la ruptura de las ondas internas es insuficiente para mover el agua salada hacia la capa superficial.

En un estuario parcialmente mezclado la estratificación de la columna de agua y la haloclina se debilitan hasta el punto de que la salinidad varía en no más de unas pocas partes por mil desde la superficie hasta el fondo (Fig. 2.3b). A medida que las fuertes mareas ingresan o salen de la cuenca (mareas altas y bajas), la fricción con el fondo y los costados del estuario generan una turbulencia generalizada, que mezcla la columna de agua de manera mucho más efectiva que las ondas internas. El resultado neto es la transferencia de un volumen sustancial de agua salada del fondo a la capa de agua dulce superficial. Esto requiere un flujo compensatorio de fondo dirigido a tierra, similar pero mucho más intenso, que el del estuario de la cuña de sal. Durante un ciclo de mareas, el volumen de agua que sale de un estuario puede ser hasta diez veces mayor que la entrada del río, lo que demuestra la enorme cantidad de agua de mar que se mezcla hacia arriba por el flujo mareal.

En estuarios bien mezclados, la desviación de Coriolis tiende a desviar el agua dulce hacia un lado y el agua salada hacia la orilla opuesta. Ambos se desvían hacia la izquierda en el hemisferio sur. Esto produce un aumento gradual de la salinidad a lado del estuario. Las fuertes corrientes de marea hacen que el agua salada se mezcle lateralmente a lo ancho del estuario. En estuarios de cuña de sal y parcialmente mezclados, la mezcla es vertical, en cambio en un estuario bien mezclado, la mezcla es lateral. El exceso de agua salada, que fluye lateralmente a través de la cuenca, acumula agua salada de la costa en todas las profundidades en el lado más salado del estuario, y provoca una descarga de esta agua salada fuera del estuario en todas las profundidades en el lado menos salado del estuario.

2.1.4. Estuarios según hidrodinámica

Según Hansen and Rattray (1966) los estuarios pueden clasificarse en base a dos parámetros hidrodinámicos no dimensionales: Parámetro de circulación o parámetro de estratificación. El parámetro de circulación es una relación entre la velocidad de flujo cerca de la superficie u_s y el flujo en una sección promedio U_f . La velocidad del flujo en superficie está típicamente relacionada con la descarga del río (en esta teoría es un valor del orden de 0.1 ms^{-1}). En estuarios con gran intercambio de agua, el flujo en profundidad promedio U_f es típicamente muy pequeño, tiende a cero, porque habrá tanto flujo de salida neto como flujo de entrada neto. En estuarios con entrada neta débil, como los sistemas bien mezclados y de cuña de sal, el flujo en profundidad promedio será similar en magnitud al flujo de salida de la superficie. Por lo tanto, el parámetro de circulación es > 10 en estuarios con circulación gravitacional energética y cercano a 1 en estuarios con salida neta unidireccional. En general, cuanto mayor es el parámetro de circulación, más fuerte es la circulación gravitacional.

El parámetro de estratificación es la relación entre la diferencia de salinidad superficie/fondo ∂S y la salinidad media sobre una sección transversal del estuario S_0 . Una relación de 1 indica que la estratificación de la salinidad es tan grande como la salinidad media seccional. Por ejemplo, si un estuario muestra una salinidad media en una sección de 20, para tener un parámetro de estratificación de 1, debe tener una estratificación muy grande (del orden de 20). En general, los estuarios suelen tener parámetros de estratificación < 1 . Cuanto más débil sea la estratificación de la columna de agua, menor será el parámetro de estratificación.

Una relación entre estos dos parámetros (ν) pueden ser utilizados para caracterizar la naturaleza del transporte

de sal en los estuarios y determinar la contribución en la circulación estuarina por procesos difusivos (frente a procesos advectivos). El parámetro ν puede oscilar entre 0 y 1. Cuando ν es cercano a 0, el transporte de sal en el estuario está dominado por la advección, es decir, por la circulación gravitacional. En este caso, los procesos de mezcla son débiles, como en un estuario altamente estratificado. Cuando ν es cercano a 1, el transporte total de sal está dominado por procesos difusivos (mezcla por mareas), como en los flujos netos unidireccionales. En términos de estos parámetros de circulación y estratificación podemos clasificar los estuarios según su hidrodinámica en 4 tipos (Hansen and Rattray, 1966). Los estuarios tipo 1 no muestran estructura vertical en los flujos neto. En los estuarios tipo 2, el flujo neto es inverso con la profundidad. Los estuarios tipo 3 exhiben una fuerte circulación gravitacional. Los estuarios tipo 4 son cuña de sal.

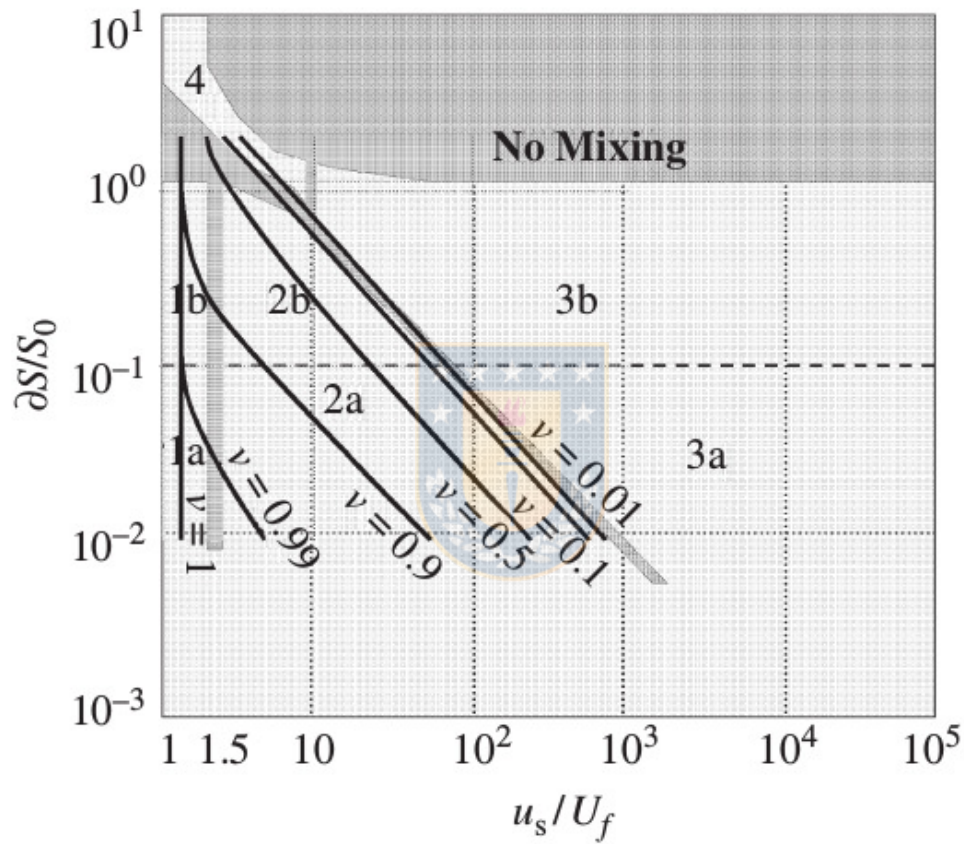


Figura 2.4: Relación parámetro estratificación/circulación ν en base al transporte de sal. Figura tomada de Valle-Levinson (2010).

Los sistemas estuarinos también se pueden clasificar en términos de estructura lateral de sus flujos netos de intercambio. La estructura lateral puede estar fuertemente influenciada por variaciones batimétricas y puede exhibir cambios en los flujos verticales netos de intercambios. La estructura lateral de los flujos de intercambio se pueden caracterizar por el número vertical de Ekman (Ek), ya que puede existir una dependencia entre Coriolis y efectos de fricción (Kasai et al., 2000). Valores altos de Ek indican que los efectos de fricción afectan a toda la columna de agua. Esta estructura lateral también puede depender del número de Kelvin (Ke), que es la relación entre el ancho del estuario y el radio interno de deformación. En términos generales, cuando la fricción es débil ($Ek < 0.01$), tanto la profundidad como el ancho del estuario son importantes para determinar si el intercambio de aguas inducida por densidad es horizontal o vertical (Valle-Levinson, 2008). Análogamente, si $Ek > 0.01$ la

profundidad del estuario es el principal determinante para determinar el proceso que domina el intercambio de aguas (Fig. 2.5).

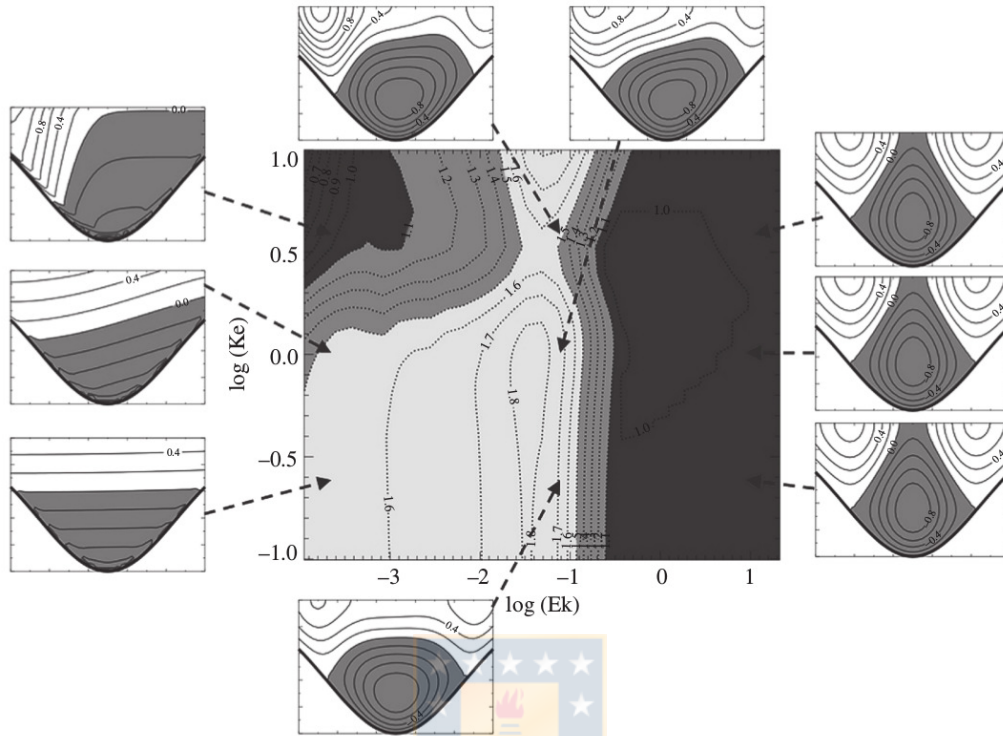


Figura 2.5: Clasificación de estuarios según hidrodinámica en base a los números de Ekman (Ek) y Kelvin (Ke). Figura tomada de Valle-Levinson (2010).

2.2. Mareas barotrópicas en estuarios

Las mareas pueden ser ondas largas, estacionales o progresivas. Este fenómeno es producido por el potencial gravitacional entre la luna y el sol sobre el océano. La propagación y amplitud de estas ondas de marea están influenciadas por fricción, la rotación de la tierra y procesos de resonancia producto de la forma y profundidad de las cuencas. Las mareas en la patagonia chilena se caracterizan por presentar un régimen semi-diurno mixto ($T = 12$ horas 25 minutos), es decir, se producen dos pleamares y dos bajamares en un día con diferentes altura en las pleamares y bajamares sucesivas (Pantoja et al., 2011).

Supongamos la marea como una onda de amplitud variable que se propaga hacia adelante sin la presencia explícita de una onda reflejada y que la elevación de la marea (η) y la velocidad de marea promediada en una sección transversal (u) a lo largo de un estuario se pueden describir como:

$$\eta(x, t) = a(x) \cos(\omega t - kx) \tag{2.1}$$

$$u(x, t) = U(x) \cos(\omega t - kx - \phi) \tag{2.2}$$

donde x es la distancia a lo largo del canal (positivo en el estuario), t es el tiempo, a y U son la elevación de la marea y la amplitud de la velocidad, ω y k son la frecuencia de la marea y el número de onda, y ϕ es la fase relativa entre la elevación y la velocidad de la marea. La frecuencia de mareas y el número de onda, a su vez, se

definen como $\omega = T/2\pi$ y $k = \lambda/2\pi$, donde T y λ son el período de marea y la longitud de onda.

La ecuación transversal integrada de conservación de masa (continuidad) para mareas barotrópicas:

$$b \frac{\partial \eta}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (uwh) \quad (2.3)$$

donde $b(x, t)$ es el ancho del estuario, $w(x)$ es el ancho del canal y $h(x, t)$ es la profundidad de canal promediada en la sección transversal. El lado izquierdo de la ecuación (2.3) representa la tasa de cambio de tiempo en el área de la sección transversal del estuario, mientras que el lado derecho representa la convergencia a lo largo del canal en flujo de volumen solo dentro del canal. La ecuación de momento de marea promediada en una sección transversal está dada aproximadamente por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_b}{\rho h} = 0 \quad (2.4)$$

donde g es la aceleración gravitacional, τ_b es el esfuerzo que ejerce la fricción del fondo promediada sobre el perímetro del canal, y ρ es la densidad del agua. Los términos en la ecuación (2.4) corresponden a la aceleración local, a la aceleración advectiva, a la fuerza del gradiente de presión a lo largo del canal y a la fricción de fondo, respectivamente.

Asumiendo un movimiento lineal en la dirección x , sin fricción y bajo condiciones homogéneas, podemos reescribir la ecuación de momento (2.4) como:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2.5)$$

y la ecuación de continuidad es

$$\frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{H} \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.6)$$

Uno de las soluciones a este sistema de ecuaciones para elevación y velocidad de marea corresponde a una onda larga progresiva:

$$\begin{aligned} \eta &= a \sin(kx - \sigma t) \\ u &= \frac{C}{H} a \sin(kx - \sigma t) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Otra solución para este sistema de ecuaciones corresponde a una onda larga estacionaria, donde η y u se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} \eta &= -a \cos(kx) \sin(\sigma t) \\ u &= -\frac{C}{H} a \sin(kx) \cos(\sigma t) \end{aligned} \quad (2.8)$$

La solución 2.7 para una onda larga progresiva indica que el flujo está en fase con la elevación de marea. En cambio la solución 2.8 para una onda larga estacionaria indica que el flujo está desfasado con la elevación en 90° .

Las onda de marea se propagan al interior de la cuenca y puede ser sujeta a procesos de resonancia y rectificación mareal producto de la geometría de la línea de costa y la batimetría del lugar, alterando el flujo mareal y produciendo movimientos submareales (Aiken, 2008). Ahora si combinamos ambas soluciones para la elevación mareal, es decir, sustituyendo η de (2.8) en (2.7) y suponiendo que en la boca del estuario $x = L$,

tenemos que:

$$\begin{aligned}
 a \cos(kL) \sin \sigma t &= a_0 \sin \sigma t \\
 a &= \frac{a_0}{\cos(kL)} \\
 \eta &= \frac{a_0 \cos kX}{\cos(kL)} \sin(\sigma t)
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

De la ecuación (2.9) podemos inferir que en un cuenca se produce resonancia cuando el denominador tiende a cero, por lo que el período natural de oscilación es el siguiente:

$$T_N = \frac{4L}{C} \left(\frac{1}{2n-1} \right) \tag{2.10}$$

donde n corresponde al modo de oscilación y $C = \sqrt{gH} = \lambda/T$ es la velocidad de propagación. T_N corresponde a la formula de Merion. Por ejemplo, Castillo et al. (2012) encontraron que para el fiordo Reloncaví existe un modo natural de oscilación de ~ 3.2 días al considerar una longitud del fiordo $L = 55 \text{ km}$ y una velocidad de fase de una onda larga interna de gravedad $C = 0.8 \text{ ms}^{-1}$. Este modo de oscilación estaría relacionado con la respuesta natural del fiordo a perturbaciones de la picnoclina, similar a un seiche interno.

Dada el comportamiento predecible de las mareas, estas pueden ser pronosticadas mediante análisis armónico. Este tipo de análisis considera que el nivel del mar y las fluctuaciones de corriente pueden expresarse mediante la suma de varias funciones armónicas de amplitudes (a) y fases (ϕ) conocidas. De este modo, podemos reescribir (2.1) como:

$$\eta(x, t) = a_1 \cos \phi_1 + a_2 \cos \phi_2 + a_3 \cos \phi_3 + \dots \tag{2.11}$$

De esta forma podemos distinguir componentes de marea diurnos y semi-diurnos. Los principales constituyentes armónicos de la marea son resumidos en la Tabla 2.1

La marea puede ser clasificada según el parámetro de Courtier. Este número adimensional es una relación entre las amplitudes diurna y semi-diurna lunares y solares de los armónicos de marea, definida como:

$$F = \frac{K_1 + O_1}{M_2 + S_2} \tag{2.12}$$

donde K_1 , O_1 , M_2 , y S_2 son las respectivas amplitudes de marea de los constituyentes armónicos. De acuerdo a (2.5), las mareas se pueden clasificar en cuatro tipos: Mareas semi-diurnas ($F < 0.25$), mareas diurnas ($F > 3$), marea semi-diurna mixta ($0.25 < F < 1.5$), y marea diurna mixta ($1.5 < F < 3$). Análogamente, la relación de forma para corrientes de marea (F_u) se define usando la amplitud de corriente de marea promediada en profundidad en lugar de la amplitud de elevación de marea.

$$F_u = \frac{K_{1u} + O_{1u}}{M_{2u} + S_{2u}} \tag{2.13}$$

La variabilidad lunar (sicigia-cuadratura) en las corrientes de marea se puede cuantificar usando la relación, R (Pingree and Griffiths, 1981):

$$R = 1 - \frac{S_2}{M_2} \tag{2.14}$$

Valores grandes de R (M_2 más grandes que S_2) son deseables para la explotación de energía, porque los

Tabla 2.1: Principales constituyentes armónicos de la marea. Tabla adaptada de Thomson and Emery (2014).

Símbolo	Nombre	Período (h)	Peso ($M_2 = 1.0$)
M_2	Lunar principal	12.42	1.0000
S_2	Solar principal	12	0.4652
N_2	Lunar elíptica mayor	12.66	0.1915
K_2	Luni-solar semi-diurna	11.97	0.0402
K_1	Luni-solar diurna	23.93	0.1852
O_1	Lunar declinacional grande	25.82	0.4151
P_1	Solar declinacional grande	24.07	0.1932
M_f	Lunar quincenal	13.65 d	0.1723
M_m	Lunar mensual	27.55 d	0.0909

rangos de marea experimentan solo cambios menores semana a semana (Robins et al., 2015). En contraste, cuando tanto M_2 como S_2 son de magnitud similar, los rangos de marea experimentan grandes diferencias entre cuadratura (ambos componentes están aproximadamente 180° fuera de fase) y sicigia (ambos componentes están aproximadamente en fase) (Artal et al., 2019).

La potencia de salida potencial/teórica de una turbina de corriente marina está relacionada con la energía cinética del fluido (Bahaj and Myers, 2003). La potencia máxima instantánea por unidad de área de flujo (densidad de potencia de la corriente de marea), P_{MAX} (Chen et al., 2013), viene dada por:

$$P_{MAX} = \frac{1}{2}MU^2 = \frac{1}{2}\rho U^3 \quad (2.15)$$

donde M es la masa del agua de mar, ρ es la densidad del agua de mar y U es la velocidad promediado en profundidad. Debido a las pérdidas potenciales en la extracción de energía, esta ecuación debe modificarse, con limitaciones relacionadas con la eficiencia de la turbina, que se puede incorporar a (4) mediante el uso de un coeficiente de energía (C_p). Actualmente, hay turbinas con más del 48% de eficiencia teórica, pero nuestros cálculos utilizan un valor conservador de $C_p = 0.4$. Por lo tanto, la potencia de la corriente de marea por metro cuadrado para una turbina es

$$P = \frac{1}{2}C_p\rho U^3 \quad (2.16)$$

2.3. Circulación residual debido a las mareas

Los flujos mareales impulsan una circulación promedio en el tiempo, de modo que el desplazamiento neto de una parcela de fluido durante un ciclo de mareas no es cero y puede ser sustancial. Este flujo residual resulta de interacciones no lineales entre variables fluctuantes (Valle-Levinson, 2010). Las variables dependientes del tiempo pueden expandirse en perturbaciones de diferentes ordenes.

$$(u, v, w, \eta) = (u_0, v_0, w_0, \eta_0) + \epsilon(u_1, v_1, w_1, \eta_1) + \dots \quad (2.17)$$

donde ϵ es la relación de la amplitud de la onda de marea y la profundidad máxima. Descartando los términos de orden ϵ^2 o superiores, las ecuaciones de movimiento y condiciones de borde pueden ser resumidas como

siguen:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\delta^2}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} - \frac{\partial u_1}{\partial t} = \left(u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial y} + w_0 \frac{\partial u_0}{\partial z} \right) + \frac{1}{\kappa^2} \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \quad (2.19)$$

$$\frac{\delta^2}{2} \frac{\partial^2 v_1}{\partial z^2} - \frac{\partial v_1}{\partial t} = \left(u_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial y} + w_0 \frac{\partial v_0}{\partial z} \right) + \frac{1}{a^2 \kappa^2} \frac{\partial \eta_1}{\partial y} \quad (2.20)$$

donde

$$\delta = \sqrt{\frac{2K_z^*}{\omega} * H^{*2}} \quad \kappa = \frac{\omega^* L^*}{\sqrt{g^* H^*}} \quad (2.21)$$

δ corresponde a la amplitud relativa de la capa límite periódica a la profundidad máxima y κ corresponde a la medida relativa de la longitud de la cuenca a la longitud de onda de marea. L^* es la longitud de la cuenca, H^* es la profundidad máxima y ω^* es la frecuencia de la marea (en radianes por segundo). Las condiciones de borde superficiales ($z = 0$) son:

$$\begin{aligned} u_{1z} &= -\eta_0 u_{0zz}|_{z=0} \\ v_{0z} &= -\eta_0 v_{0zz}|_{z=0} \\ w_1 &= \eta_{1t} + \frac{\partial \eta_0 u_0}{\partial x} + \frac{\partial \eta_0 v_0}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.22)$$

mientras que en el fondo ($z = -h$) son:

$$u_1 = v_1 = w_1 = 0 \quad (2.23)$$

Las ecuaciones de flujo residual se obtienen resolviendo este sistema de ecuaciones y evaluando estas condiciones de borde durante un ciclo de mareas. Si el subíndice E denota el promedio Euleriano sobre un período para las variables de primer orden ($u_E = \overline{u_1}$ es el promedio Euleriano de la velocidad axial), podemos escribir el flujo promedio Euleriano como:

$$\frac{\partial u_E}{\partial x} + \frac{\partial v_E}{\partial y} + \frac{\partial w_E}{\partial z} = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\delta^2}{2} \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} + f a v_E - \frac{1}{\kappa^2} \frac{\partial \eta_E}{\partial x} = \overline{\left(u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial y} + w_0 \frac{\partial u_0}{\partial z} \right)} = R_x \quad (2.25)$$

$$\frac{\delta^2}{2} \frac{\partial^2 v_E}{\partial z^2} - \frac{f}{\alpha} u_E - \frac{1}{\alpha^2 \kappa^2} \frac{\partial \eta_E}{\partial y} = \overline{\left(u_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial y} + w_0 \frac{\partial v_0}{\partial z} \right)} = R_y \quad (2.26)$$

donde las barras significan promedio Euleriano. Las condiciones de borde aplicadas en superficie ($z = 0$) son:

$$\frac{\partial u_E}{\partial z} = -\overline{\partial_0 u_{0zz}|_{z=0}} = T_x, \quad \frac{\partial v_E}{\partial z} = -\overline{\partial_0 v_{0zz}|_{z=0}} = T_x \quad (2.27)$$

$$w_E = \frac{\partial}{\partial x} \overline{\eta_0 u_0|_{z=0}} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{\eta_0 v_0|_{z=0}} = \frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y} \quad (2.28)$$

donde $S_x = \overline{\eta_0 u_0|_{z=0}}$ y $S_y = \overline{\eta_0 v_0|_{z=0}}$ son las 2 componentes del transporte de Stokes. En el fondo ($z = -h$)

$$u_E = v_E = w_E = 0 \quad (2.29)$$

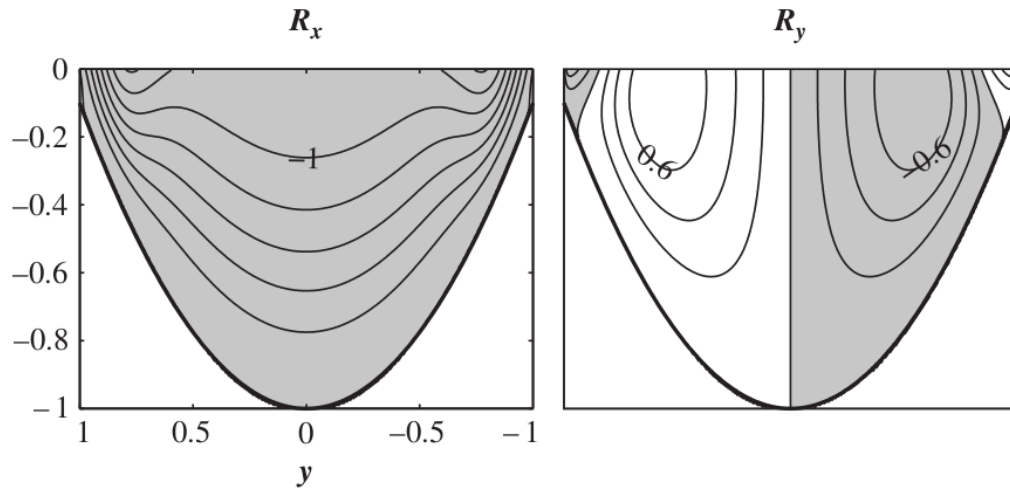


Figura 2.6: Componente axial y lateral de los esfuerzos de Reynolds en la mitad de la cuenca ($x = 1/2$). Figura tomada de Valle-Levinson (2010).

Por lo tanto, el flujo Euleriano es forzado en parte por la divergencia de los esfuerzos de Reynolds mareales asociados con las perturbaciones de las variables de primer orden (R_x, R_y), por el transporte de Stokes (S_x, S_y), y por la condición de borde en $z = 0$ (T_x, T_y). Valle-Levinson (2010) dice que los términos de divergencia de los esfuerzos de Reynolds están determinados por el flujo de orden cero. La divergencia axial (lateral) del esfuerzo de Reynolds R_x (R_y) es dominado por $\overline{u_0 u_{0x}} (\overline{v_0 u_{0y}})$ (ecuación 3.11). El cizalle vertical en la velocidad axial es responsable de la estructura vertical y horizontal de R_x . R_y tiene el signo opuesto a cada lado de la cuenca, porque v_0 cambia la señal a cada lado de la cuenca. R_x y R_y tienen amplitudes comparables (Fig. 2.6). En la siguiente sección, veremos la relación de los esfuerzos de Reynolds con los procesos turbulentos.

Capítulo 3

Procesos de mezcla y turbulencia en estuarios

3.1. Procesos de mezcla en el océano

La turbulencia y la mezcla son dos características en la dinámica del océano costero que están estrechamente relacionadas entre sí. Son procesos importantes para el transporte de momento, masa y calor y, en general, para el transporte de distintas sustancias disueltas que son relevantes para la biogeoquímica del océano. La turbulencia se produce generalmente por cizalle o por estratificación inestable. La turbulencia comúnmente es caracterizada en base a las siguientes propiedades (Tennekes et al., 1972): Aleatoriedad, no linealidad, difusión, vorticidad y disipación.

Desde el punto de vista de la turbulencia podemos distinguir tres capas en el océano:

1. **Capa de mezcla superior:** En esta capa ocurren procesos de turbulencia debido directamente a la acción del viento superficial e indirectamente por pérdida de momento de ondas superficiales generadas por procesos de rompimiento de las olas. También puede existir turbulencia debido a la pérdida de boyantez por enfriamiento de la superficie. El gradiente entre la capa de mezcla caracterizada por un flujo turbulento y la zona de la pycnoclina caracterizada por movimientos menos turbulentos es muy marcado.
2. **Océano interior o zona de la pycnoclina:** En esta capa el fluido tiene una estratificación estable y los procesos turbulentos están restringidos en diferentes escalas temporales y espaciales. Los principales forzantes de estos procesos turbulentos son el cizalle vertical y los procesos de doble difusión.
3. **Capa límite de fondo:** Los procesos turbulentos en esta capa se producen por la fricción del agua con el fondo marino, similar a lo que ocurre con la fricción de un fluido con una pared rígida.

Los flujos turbulentos son aleatorios, con pequeñas perturbaciones que se amplifican de tal manera que es imposible determinar con precisión su evolución (Lesieur, 1987). Esto parece estar algo en contradicción con el hecho de que los flujos turbulentos están en gran medida suficientemente descritos por las ecuaciones deterministas de Navier-Stokes que son ecuaciones diferenciales parciales que necesitan condiciones iniciales y de borde (Tennekes et al., 1972). Sin embargo, debido a su no linealidad, las ecuaciones de Navier-Stokes contienen inestabilidades que amplifican pequeñas perturbaciones con el paso del tiempo.

Un flujo turbulento satisface instantáneamente las ecuaciones de Navier-Stokes. Si asumimos que las variaciones de la densidad son solo causadas por las fluctuaciones de la salinidad, las ecuaciones de movimiento para las variables instantáneas bajo una aproximación de Boussinesq son:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} - g [1 - \beta(\tilde{S} - S_0)] \delta_{i3} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

$$\rho_0 = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0)] \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{S}}{\partial x_j} = \kappa \frac{\partial^2 \tilde{S}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.4)$$

Siguiendo el desarrollo presentado por Kundu et al. (2004), podemos descomponer las variables instantáneas ($\tilde{\cdot}$) en su promedio y en una desviación del promedio. Esto se conoce como descomposición de Reynolds:

$$\begin{aligned} \tilde{u}_i &= U_i + u_i \\ \tilde{p} &= P + p \\ \tilde{S} &= \bar{S} + S' \\ \tilde{\rho} &= \bar{\rho} + \rho' \end{aligned} \quad (3.5)$$

Las cantidades promedios (U, P, \bar{S}) deben considerarse como ensambles promedios. Los flujos estacionarios deben considerarse como promedios en el tiempo. Tomando el promedio a ambos lados de la ecuación (3.4), tenemos:

$$\bar{u}_i = \bar{p} = \bar{S}' = 0 \quad (3.6)$$

Promediando la ecuación de continuidad (3.2), obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (U_i + u_i) = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.7)$$

Usando $\bar{u}_i = 0$, obtenemos

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.8)$$

que es la ecuación de continuidad para un flujo promedio. Sustrayendo esto de la ecuación de continuidad, obtenemos:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.9)$$

que es la ecuación de continuidad para un campo turbulento fluctuando. Por lo tanto, las partes instantáneas, promedios y turbulentas del campo de velocidad son todas no divergentes.

Realizando las mismas consideraciones anteriores, es decir, descomponiendo las variables instantáneas en su parte promedio y en las fluctuaciones promedio y usando (3.5), podemos reescribir la ecuación de momento como:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - g [1 + \beta(\bar{S} - S_0)] \delta_{i3} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.10)$$

donde la correlación $\overline{u_i u_j}$ no es necesariamente cero, aunque $\overline{u_i} = 0$. De la ecuación de momento promedio (3.9) podemos reescribir,

$$\overline{\tau}_{ij} = -P\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho_0 \overline{u_i u_j} \quad (3.11)$$

donde $\rho_0 \overline{u_i u_j}$ es el tensor de esfuerzo de Reynolds, y sus nueve componentes cartesianas son:

$$-\rho_0 \overline{u_i u_j} = \begin{bmatrix} -\rho_0 \overline{u^2} & -\rho_0 \overline{uv} & -\rho_0 \overline{uw} \\ -\rho_0 \overline{uv} & -\rho_0 \overline{v^2} & -\rho_0 \overline{vw} \\ -\rho_0 \overline{uw} & -\rho_0 \overline{vw} & -\rho_0 \overline{w^2} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

$\overline{\tau}_{ij}$ es un tensor simétrico. Sus componentes diagonales son tensores normales, y las componentes fuera de la diagonal son tensores de cizalle. Si las fluctuaciones turbulentas son completamente isotrópicas, es decir, si no tienen ninguna preferencia direccional, entonces los componentes fuera de la diagonal de $\overline{u_i u_j}$ desaparecen, y $\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2} = 0$ (Fig. 3.1). En consecuencia, el valor promedio del producto uv es cero si la turbulencia es isotrópica. En contraste, este promedio no es cero cuando el campo turbulento es anisotrópico, es decir, cuando las fluctuaciones turbulentas tienen una polaridad o dirección de preferencia (Kundu et al., 2004).

Estas nuevas incógnitas en las ecuaciones de conservación de momento implican que se necesitan más ecuaciones para cerrar el sistema, es decir, se necesitan realizar aproximaciones o utilizar nuevos modelos. Estas nuevas ecuaciones se conocen como modelos de clausura turbulentos.

Por ejemplo, la estrategia de Bousinesq consistió en relacionar $\overline{u_i u_j}$ con el flujo promedio a través de un coeficiente de *viscosidad de remolino*. También para el flujo del trazador, se define una *difusividad de remolino*, κ_T .

$$\overline{u_i u_j} = -\nu_T \nabla U_i \quad (3.13)$$

Prandl en cambio, evaluó $\overline{u_i u_j}$ con una cantidad asociada a la dinámica del flujo, la *longitud de mezcla*.

$$\overline{u_i u_j} = -k c \ell'^2 \left| \frac{dU_i}{dx_j} \right|^2 = -\ell'^2 \left| \frac{dU_i}{dx_j} \right|^2 \quad (3.14)$$

Actualmente, lo común es que los modelos numéricos utilicen dos ecuaciones diferenciales de transporte adicional para representar las propiedades turbulentas del flujo. Esto permite conocer los efectos de convección y difusión de la energía turbulenta. Generalmente una de las variables de transporte, es la energía cinética turbulenta, k . El otro tipo de variable (escala turbulenta), puede ser la disipación turbulenta, ϵ o la disipación específica. Mayores detalles, pueden ser encontrados en el capítulo 4.

Por otra parte, la ecuación de calor promedio se puede escribir como:

$$\frac{\partial \overline{S}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{S}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j S'}) = \kappa \frac{\partial^2 \overline{S}}{\partial x_j^2} \quad (3.15)$$

Finalmente, podemos revisar la teoría espectral de Kolmogorov, la cual es la base de la descripción de muchos procesos turbulentos. Esta teoría no cierra las ecuaciones de forma explícita, pero nos entrega una predicción del espectro de energía de un fluido turbulento sugiriendo una relación entre el espectro de energía y el flujo de energía espectral (Vallis, 2017). Supongamos que el flujo es estadísticamente isotrópico y por lo tanto homogéneo y a su vez que es incompresible de alto número de Reynolds (Re) y que está siendo mantenido por alguna fuerza externa (F). La evolución de un sistema con $\rho = 1$ es gobernado por:

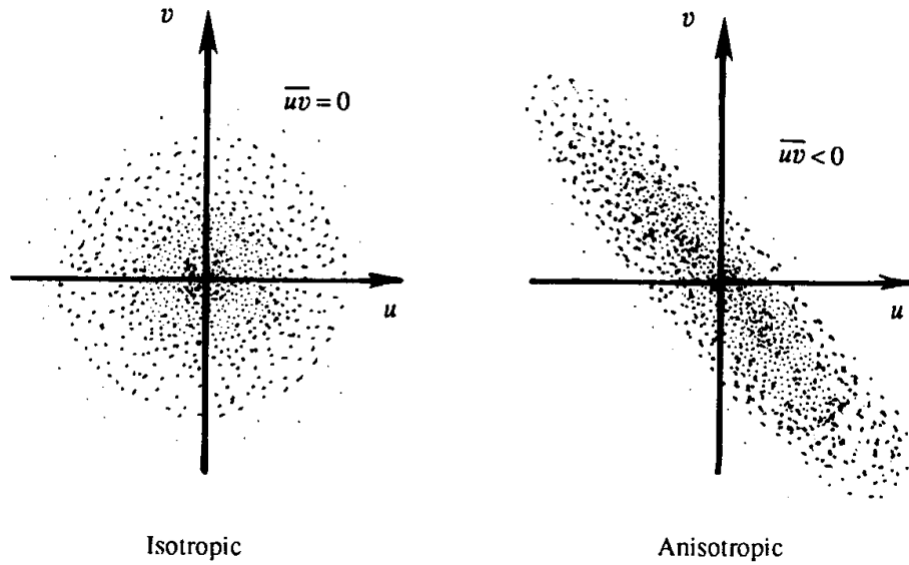


Figura 3.1: Campos turbulentos isotrópicos y anisotrópicos. Cada punto representa un par uv en un momento determinado. Figura tomada de Kundu et al. (2004).

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla p + F + \nu \nabla^2 \vec{v} \tag{3.16}$$

y

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \tag{3.17}$$

Un análisis de escala del número de Reynolds ($Re = \frac{VL}{\nu}$) nos indica que este es del orden de $Re \approx 10^{11}$, si se considera una longitud $L = 1000 \text{ km}$, una velocidad $V = 0.1 \text{ ms}^{-1}$, y una viscosidad $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, por lo que podríamos eliminar los términos viscosos de la ecuación (3.15). Sin embargo, esto no significa que no haya movimiento a escalas de longitud mucho más pequeñas. A su vez, sugiere que los términos viscosos son comparables con los términos inerciales en una escala L_ν donde el número de Reynolds es del orden de 1,

$$L_\nu \sim \frac{\nu}{V} \tag{3.18}$$

Esta es una escala muy pequeña para flujos geofísicos del orden de milímetros o menos. De este análisis se puede inferir que la turbulencia esta formada por remolinos de diferentes tamaños. Los remolinos más grandes se vuelven inestables y van transfiriendo energía a los remolinos más pequeños, los cuales a su vez también la transmiten a remolinos más pequeños en un proceso que se conoce como la cascada de energía (Fig. 3.2).

De acuerdo con la hipótesis de Kolmogorov, la energía es suministrada a una tasa de ϵ . Luego, la energía es transferida en forma de cascada a escalas más pequeñas, donde finalmente es disipada por efecto de la viscosidad. La energía de los remolinos de mayor escala son entregadas por el forzante, por lo que en esta teoría no hay transferencia sistemática de energía a escalas más grandes desde las escalas más pequeñas (cascada inversa de energía).

Considerando que el flujo de energía es solo una función del flujo de energía ϵ y el número de onda k . A medida que la energía cae en cascada a escalas más pequeñas, los detalles del forzante F son descartables, pero los efectos de la viscosidad aún no son evidentes (Vallis, 2017), y el espectro de energía toma la forma

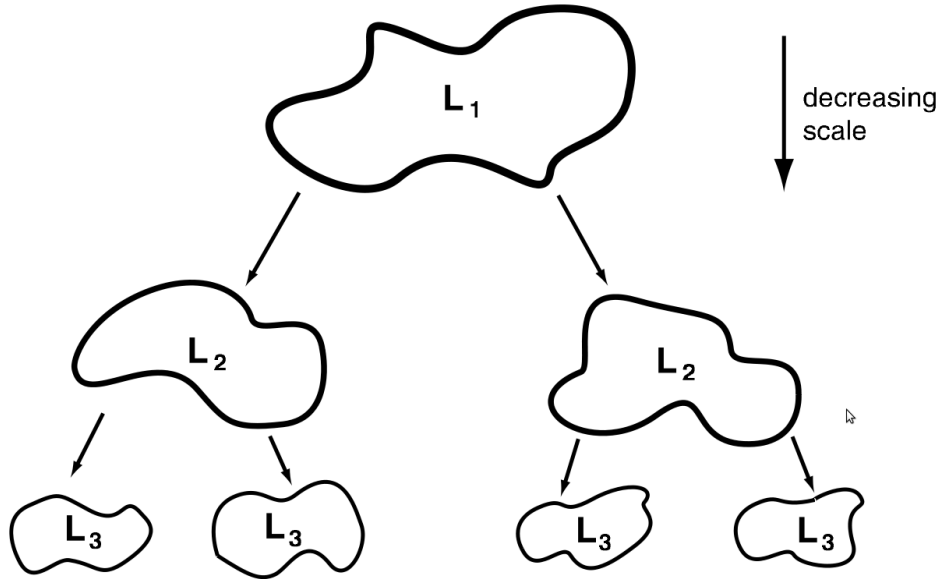


Figura 3.2: Esquema de la transferencia de energía desde escalas grandes a más pequeñas. Figura tomada de Vallis (2017).

$$E(k) = g(\epsilon, k) \tag{3.19}$$

donde g es una función universal para cada flujo turbulento. El lado izquierdo de la ecuación (3.18) tiene dimensiones $L^3 T^{-2}$. El factor T^{-2} solo puede ser balanceado por $\epsilon^{2/3}$, dado que k no depende del tiempo. Realizando el análisis dimensional, $g(k)$ debe tener dimensiones de $L^{5/3}$. Por lo tanto, se obtiene:

$$E(k) = \kappa \epsilon^{2/3} k^{5/3} \tag{3.20}$$

donde κ es una constante adimensional, conocida como la constante de Kolmogorov, cuyo valor experimental es 1.5. La ecuación (3.19) se conoce como el espectro de Kolmogorov de $-5/3$ (Fig. 3.3)

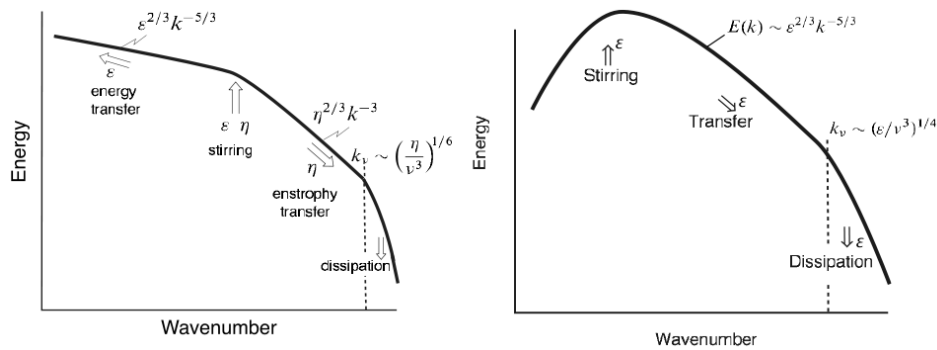


Figura 3.3: Esquema del espectro de energía en turbulencia (a) 2D, y (b) 3D. Figura tomada de Vallis (2017).

3.2. Turbulencia en estuarios

La mayoría de los flujos en estuarios son turbulentos. Estos flujos tienen un comportamiento caótico, pero oscilan sobre un valor promedio bien definido (Kundu et al., 2004). También varían en un gran rango de escalas temporales. A su vez, ocurre la cascada de energía mencionada por la teoría Kolmogorov, es decir, que se extrae energía desde los flujos promedios de la mayor escala, disipándola hacia las escalas más pequeñas.

Una mezcla turbulenta en la pequeña escala conduce a cambios irreversibles en las distribuciones de propiedades, mientras que en las escalas más grande, (por ejemplo ancho o longitud del estuario) conduce a dispersión espacial o temporal del flujo (Valle-Levinson, 2010). La difusión se refiere a cambios en el tiempo de la separación de partículas marcadas o elementos de fluidos, mientras que la difusión se refiere a cambios en las propiedades macroscópicas de los fluidos Fischer et al. (1979).

A menudo el tensor del esfuerzo de Reynolds (3.11) se escribe en términos de la viscosidad de remolino (ν_t), por lo tanto, la mezcla vertical del momento horizontal se define como:

$$\tau_{13} = \nu_t \frac{\partial U_1}{\partial x_3} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad (3.21)$$

El tensor del esfuerzo de Reynolds (3.11) también sirven para definir las escalas de movimiento más grandes a través del concepto de Prandtl de una longitud de mezcla. Para un flujo de cizalle unidimensional, $U(z)$, se puede escribir:

$$L_m = \sqrt{\frac{-\overline{u'w'}}{\partial U / \partial z}} \quad (3.22)$$

En estuarios, el flujo vertical es usualmente más importante. Análogo a la difusión molecular podemos escribir en términos de difusividad de remolino (κ_t)

$$-\overline{w'c'} = \kappa_t \frac{\partial C}{\partial z} \quad (3.23)$$

donde C es un flujo escalar cualquiera. Las ecuaciones (3.20) y (3.22) son definiciones de ν_t y κ_t , no modelos predictivos, aunque en prácticamente todos los modelos de circulación se usan para predecir flujos al interior de los estuarios Warner et al. (2005a).

Otra forma de estimar los esfuerzos de Reynolds de manera practica es utilizar los transductores de un perfilador acústico de corrientes (ADCP). Para esto se usan las fluctuaciones de la velocidad de los transductores en diagonal del ADCP Usando las fluctuaciones de la velocidad de los transductores del ADCP:

$$\overline{u'w'} = \frac{\overline{v_1'^2} - \overline{v_2'^2}}{4 \sin(\theta) \cos(\theta)} \quad (3.24)$$

En un canal podemos simplificar el flujo turbulento como:

$$\nu_t = \kappa_t = \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (3.25)$$

donde $\kappa \approx 0.4$ es la constante de Von Karman.

Por lo general, se supone que los coeficientes de mezcla escalares (κ_t) son iguales a las viscosidades de remolinos, por lo que el número de Prandtl turbulento es igual a 1. Esto se considera razonable en flujos no estratificados, pero comienza a fallar en presencia de estratificación (Valle-Levinson, 2010).

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\kappa_t} \quad (3.26)$$

Por otra parte, la energía cinética turbulenta se define como la mitad de la suma de las variaciones de las tres componentes de la velocidad:

$$TKE = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2} (\overline{u_i'^2}) \quad (3.27)$$

Podemos escribir la evolución en el tiempo de la TKE como:

$$\frac{D(TKE)}{Dt} = T + P + B + \epsilon \quad (3.28)$$

donde T es el transporte turbulento, P es la producción de energía cinética turbulenta, B es el flujo vertical de flotabilidad y ϵ es la tasa de disipación. Estos se definen como:

$$T = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho} \overline{p'u'_j} + \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} - 2\nu \overline{u'_i e'_{ij}} \right) \quad (3.29)$$

$$P = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.30)$$

$$B = -\overline{g u'_3 (\alpha \theta' - \beta s')} \quad (3.31)$$

$$\epsilon = 2\nu \overline{e'_{ij} e'_{ij}} \quad (3.32)$$

donde α, β son coeficientes de expansión térmica y salinos, respectivamente. θ, S son temperatura y salinidad, y $e_{ij} = 1/2(\partial u/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$. P representa la producción de energía cinética turbulencia por la interacción del cizalle promedio y el tensor del esfuerzo de Reynolds. T redistribuye TKE, generalmente transfiriendo energía turbulenta desde las regiones de mayor energía hacia las de menor. B es la producción o consumo de TKE por fuerzas de flotabilidad. Gula et al. (2015) reescribe P en términos de cizalle horizontal (HRS) y cizalle vertical (VRS),

$$P = HRS + VRS \quad (3.33)$$

$$HRS = \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (3.34)$$

$$VRS = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3.35)$$

En términos de la frecuencia de boyantes o de Brunt Vaisala, tenemos:

$$N^2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} g \quad (3.36)$$

De esta forma, B también puede ser escrito como:

$$B = -\kappa_t N^2 \quad (3.37)$$

Finalmente, para cuantificar la importancia de la estratificación sobre la mezcla en la columna de agua podemos utilizar el número de Richardson de gradiente (Ri). Ri es la relación de la estratificación (N^2) y el cizalle

vertical (S). Podemos escribir esta relación de la siguiente manera (Turner, 1979):

$$Ri = \frac{N^2}{S^2} \quad (3.38)$$

con $S^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2$, g es la aceleración de gravedad, ρ es la densidad, u y v son las componentes zonal y meridional de la velocidad, y z es la coordenada vertical. La teoría de estabilidad lineal nos indica que para $Ri > 1$, la columna de agua es bien estratificada, y para $Ri < 0.25$ la columna de agua es bien mezclada.



Capítulo 4

Modelo oceanográfico ROMS

4.1. Conceptos numéricos técnicos

Nuestros estudios en el MIC están basadas en simulaciones de alta resolución espacial usando el modelo numérico regional ROMS versión AGRIF (Debreu et al., 2012). ROMS es un modelo numérico de circulación oceánica tridimensional de superficie libre, hidrostático, que resuelve las ecuaciones primitivas sobre coordenadas verticales σ que siguen la batimetría (Shchepetkin and McWilliams, 2005) y una grilla estructurada tipo Arakawa-C (Arakawa and Lamb, 1981) utilizando métodos de volúmenes finitos. Utiliza dos modos para resolver las ecuaciones primitivas, un modo externo con pasos de tiempo más pequeño para procesos barotrópicos y un modo interno con pasos de tiempo menos restrictivos para los procesos baroclínicos. Puede emplear diferentes sub-modelos de clausura turbulenta para resolver la mezcla vertical. La mezcla horizontal se resuelve con un operador laplaciano y un coeficiente de difusión que depende de los gradientes de flujo medio.

Las ecuaciones primitivas en coordenadas cartesianas, expresadas como el balance de momento en las direcciones x e y , respectivamente son:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla u - f v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + F_u + D_u \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla v - f u = -\frac{\partial \phi}{\partial y} + F_v + D_v \quad (4.2)$$

donde u, v son las componentes de las corrientes zonal y meridional, respectivamente. t es el tiempo, f es el parámetro de Coriolis, $\phi = P/\rho_0$ es la presión dinámica, F son los términos difusivos y D los términos advectivos.

Las ecuaciones difusivas-advectivas son las siguientes:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T = F_T + D_T \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla S = F_S + D_S \quad (4.4)$$

donde T es la temperatura potencial y S es la salinidad.

La ecuación de momento vertical esta en balance hidrostático ($H/L \ll 1$). Esto se puede aplicar debido a que el largo promedio del océano (~ 5000 km) es mucho mayor a su profundidad promedio ($L \sim 5$ km),

haciendo despreciable las aceleraciones verticales y el término de Coriolis asociado a velocidades verticales. Esto se puede escribir como:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{\rho g}{\rho_0} \quad (4.5)$$

donde z es la coordenada vertical, g es la aceleración de gravedad y ρ_0 es una densidad de referencia.

Por otra parte, se asume un campo de masa no divergente y que el agua de mar es incompresible en toda su columna por lo que podemos escribir la ecuación de continuidad como:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.6)$$

Dado que se tienen que resolver las ecuaciones primitivas del océano es necesario imponer al modelo información de temperatura, salinidad, nivel del mar, y corrientes. Este conjunto de variables es lo que se conoce como condición de borde. Los bordes abiertos son aquellos límites por los cuales existe un transporte de agua asociado. En estos bordes abiertos se utiliza una capa esponja de 10 puntos de grilla de ancho (~ 10 km), para evitar ruidos y generación de ondas ficticias producidas por reflexión de ondas (Penven et al., 2006). Por otra parte, se necesita información estática de batimetría y como esta se distribuye en las coordenadas verticales. La distribución y cantidad de niveles verticales afectan e impactan en la representación de la columna de agua, especialmente en la columna superficial. La versión implementada en esta tesis trabaja sobre la siguiente transformación de coordenadas verticales:

$$z(x, y, \sigma, t) = \zeta(x, y, t) + [\zeta(x, y, t) + h(x, y)]S(x, y, \sigma) \quad (4.7)$$

$$S(x, y, \sigma) = \frac{h_c \sigma + h(x, y)C(\sigma)}{h_c + h(x, y)} \quad (4.8)$$

donde $S(x, y, \sigma)$ es una transformación vertical no lineal funcional, $\zeta(x, y, t)$ es la superficie libre variable en el tiempo, $h(x, y)$ es el espesor de la columna de agua no perturbada, $z = -h(x, y)$ corresponde al fondo oceánico, σ es una coordenada de estiramiento vertical fraccional que va desde $-1 \leq \sigma \leq 0$, $C(\sigma)$ es una función de estiramiento vertical, monótona, no dimensional que va desde $-1 \leq C(\sigma) \leq 0$, y h_c es un espesor positivo que controla el estiramiento.

Este tipo de transformación fue desarrollada e implementada en la versión UCLA-ROMS en 2005. Son coordenadas independientes de la función del estiramiento vertical. Estas se comportan como coordenadas σ equiespaciadas en regiones poco profundas. Esto hace que las simulaciones sean más estables numéricamente. El refinamiento cercano a la superficie se comporta más o menos como coordenadas geopotenciales en regiones profundas, mientras que las más cercanas al fondo se comportan como coordenadas sigma. Esto reduce errores en el gradiente de presión.

En un modelo de circulación estuarino, además es importante el ingreso de agua dulce. Este forzante es uno de los responsables de la modificación de la estructura de la pycnoclina en la columna vertical del agua y en el desarrollo de flujos gravitacionales que transportan aguas de baja salinidad a la boca de los fiordos.

ROMS contiene varios métodos para establecer los coeficientes verticales de viscosidad y difusión. Las opciones van desde la simple elección de valores fijos hasta los esquemas de clausura de turbulencia simple o de 2 ecuaciones genéricas. La mezcla vertical se puede parametrizar con diferentes modelos de clausura turbulentos, como el esquema de perfil de capa límite planetaria (KPP) (Large et al., 1994) o el esquema de escala de longitud generalizada (GLS) de dos ecuaciones (Umlauf and Burchard, 2003; Warner et al., 2005b). La parametrización de mezcla vertical KPP es un esquema versátil de primer orden que se ha demostrado que funciona bien en

entornos de mar abierto, cuyo diseño facilita las modificaciones de procesos turbulentos específicos. El esquema KPP separa la mezcla vertical de la capa límite de la superficie y del interior del océano.

El perfil de difusividad de la capa límite es expresada como el producto de una longitud de escala turbulenta dependiente de la profundidad (w_x) y una función de forma no-dimensional vertical (G).

$$K_x(\sigma) = hw_x(\sigma)G(\sigma) \quad (4.9)$$

donde $\sigma = d/h$ es una coordenada vertical sin dimensión que varía entre 0 a 1 indicando la profundidad en la capa límite. El subíndice x representa una cantidad particular como momento, temperatura y/o salinidad. En

La función de forma $G(\sigma)$ es asumida como un polinomio cúbico no dimensional con cuatro coeficientes elegidos para controlar la viscosidad en la parte inferior y superior de la capa límite. Esta función se define como:

$$G(\sigma) = a_0 + a_1\sigma + a_2\sigma^2 + a_3\sigma^3 \quad (4.10)$$

donde los coeficientes ocupados provienen de la teoría de Monin-Obukhov, cuyos valores son:

$$\begin{aligned} a_0 &= 0 \\ a_1 &= 1 \\ a_2 &= -2 + 3 \frac{\nu_x(h)}{hw_x(1)} + \frac{\partial_z \nu_x(h)}{w_x(1)} + \frac{\nu_x(h)\partial_\sigma w_x(1)}{hw_x^2(1)} \\ a_3 &= 1 - 2 \frac{\nu_x(h)}{hw_x(1)} + \frac{\partial_z \nu_x(h)}{w_x(1)} + \frac{\nu_x(h)\partial_\sigma w_x(1)}{hw_x^2(1)} \end{aligned} \quad (4.11)$$

donde $\nu_x(h)$ es la viscosidad calculada por la parametrización interior en la profundidad de la capa límite.

La escala de velocidad turbulenta (w_x) se puede estimar como:

$$w_x\sigma = \frac{\kappa u_*}{\phi_x(\zeta)} \quad (4.12)$$

donde $\kappa = 0.4$ es la constante de Von Karman, $\zeta = d/L$ es el parámetro de estabilidad de la capa superficial, ϕ_x es un perfil de flujo no dimensional que varía según la estabilidad del forzante de la capa límite. Se supone que el parámetro de estabilidad utilizado en esta ecuación varía en toda la profundidad de la capa límite en condiciones estables y neutrales.

La extensión de la profundidad de la capa límite, h , depende de la flotabilidad oceánica $B(d)$ y los perfiles de velocidad ($\vec{V}(d)$). Con esto en consideración, podemos definir un número de Richardson relativo a la superficie:

$$Ri_b(d) = \frac{(B_r - B(d))d}{|\vec{V}_r - \vec{V}(d)|^2 + V_t^2(d)} \quad (4.13)$$

donde d es la distancia hacia abajo desde la superficie, B_r es la flotabilidad a una profundidad de referencia cercana a la superficie, \vec{V} es la velocidad horizontal media, \vec{V}_r es la velocidad a una profundidad de referencia cercana a la superficie, y V_t es una estimación de la contribución de la velocidad de cizalle turbulento. El término de velocidad de cizalle turbulento para el esquema KPP es calculado como:

$$V_t^2(d) = \frac{C_v(-\beta_T)^{1/2}}{Ri_c \kappa} (c_s \epsilon)^{-1/2} d N w_s \quad (4.14)$$

donde la constante debe ser $1 < C_v \sim 2$ porque representa el suavizamiento del perfil de flotabilidad en h_e

causado por la mezcla, β_T es la relación del flujo de arrastre al flujo de flotabilidad de la superficie, c_s y ϵ son constantes, y w_s es la escala de velocidad turbulenta para los escalares.

La profundidad de la capa límite h se requiere que sea menor que la longitud de Monin-Obukhov y la profundidad de Ekman.

$$h_e = 0.7 \frac{u_*}{f} \quad (4.15)$$

donde f es el parámetro de Coriolis y u_* es la velocidad de fricción ($u_* = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2 / \rho}$).

Umlauf and Burchard (2003) confeccionaron un esquema de cierre de turbulencia de dos ecuaciones que se puede comparar con varios de los esquemas tradicionales. Esto se conoce como la escala de longitud genérica o esquema de mezcla vertical GLS y fue introducida en ROMS por Warner et al. (2005b). Sus parámetros están en el archivo de entrada ROMS. La primera ecuación de Warner et al. (2005b) es la ecuación de energía cinética turbulenta con $k = \frac{1}{2} q^2$:

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{q^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left[K_q \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{q^2}{2} \right) \right] = P_s + P_b - \zeta_d \quad (4.16)$$

donde P_s es la producción de cizalle, P_b es la producción de boyantez y ζ_d es la disipación de la energía cinética turbulenta. Su disipación está dada por:

$$\epsilon = (c_\mu^0)^{3+p/n} k^{3/2+m/n} \psi^{-1/n} \quad (4.17)$$

donde ψ es un parámetro genérico que se utiliza para establecer la escala de longitud de turbulencia. La ecuación para ψ es:

$$\frac{D\psi}{Dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\psi \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\psi}{k} (c_1 P_s + c_3 P_b - c_2 \epsilon F_{wall}) \quad (4.18)$$

Los coeficientes c_1 y c_2 se eligen para que sean consistentes con las observaciones de turbulencia isotrópica. El parámetro c_3 tiene valores diferentes para la estratificación estable (c_3^+) e inestable (c_3^-). A su vez,

$$\psi = (c_\mu^0)^p k^m l^n \quad l = (c_\mu^0)^3 k^{3/2} \epsilon^{-1} \quad (4.19)$$

Dependiendo de los diversos parámetros, estas dos ecuaciones pueden resolver varios modelos de clausura turbulenta de dos ecuaciones. Los parámetros son resumidos en la figura 4.1

	$k-l$ $\psi = k^1 l^1$	$k-\epsilon$ $\psi = (c_\mu^0)^3 k^{3/2} l^{-1}$	$k-\omega$ $\psi = (c_\mu^0)^{-1} k^{1/2} l^{-1}$	gen $\psi = (c_\mu^0)^2 k^1 l^{-2/3}$
p	0.0	3.0	-1.0	2.0
m	1.0	1.5	0.5	1.0
n	1.0	-1.0	-1.0	-0.67
σ_k	2.44	1.0	2.0	0.8
σ_ψ	2.44	1.3	2.0	1.07
c_1	0.9	1.44	0.555	1.0
c_2	0.5	1.92	0.833	1.22
c_3^+	1.0	1.0	1.0	1.0
k_{min}	5.0e-6	7.6e-6	7.6e-6	7.6e-6
ψ_{min}	1.0e-8	1.0e-12	1.0e-12	1.0e-12
F_{wall}	Eq. (18), (20), (21) and (22)	1.0	1.0	1.0

Figura 4.1: Parámetros del modelo de clausura turbulenta de escala de longitud genérica. Figura adaptada de la Tabla 1 de Warner et al. (2005b).

4.2. Configuración del Modelo

El dominio del modelo se extiende meridionalmente desde 41° S hasta 47° S y zonalmente desde 72° O hasta 79° O con una resolución espacial de $1/72^{\circ}$ (Fig. 4.2). La batimetría junto a la morfología de la línea de costa modifican los patrones de circulación estuarina en toda la región de estudio. Esta zona se caracteriza por tener una topografía compleja con numerosas islas, montes submarinos, estrechos, canales y ríos (Rodrigo, 2006). La interacción de la batimetría con las intensas corrientes de marea pueden condicionar el grado de mezcla en toda la columna de agua, especialmente en zonas costeras y constricciones (Cáceres and Valle-Levinson, 2010). La resolución espacial del modelo es una limitación para una representación fidedigna de la batimetría debido al tipo de grilla estructurada y método de integración para resolver las ecuaciones primitivas, por lo tanto, la información bruta extraída de sondas batimétricas o cartas náuticas deben ser procesadas y filtradas para evitar errores numéricos en los gradientes de presión (Haidvogel et al., 2000), tal como lo requieren los modelos con coordenadas verticales σ . Un filtro Hanning fue usado para asegurarse que no exista ruido en la topografía. Esta modificación de la batimetría puede alterar procesos físicos tales como la estratificación y mezcla de la columna de agua, generación de ondas internas, saltos hidráulicos, efectos no lineales, entre otros. La batimetría usada por el modelo es una combinación entre GEBCO08 (Sandwell et al., 2002) para el océano abierto y datos de cartas náuticas de Servicio Hidrográfico y Oceanográfico de la Armada de Chile (SHOA) para las zonas costeras. La línea de costa es editada con el fin de considerar los principales fiordos y canales, entre los que podemos mencionar: canales Desertores, Moraleda, Jacaf y Darwin, los fiordos Reloncaví y Aysén (Fig. 4.2).

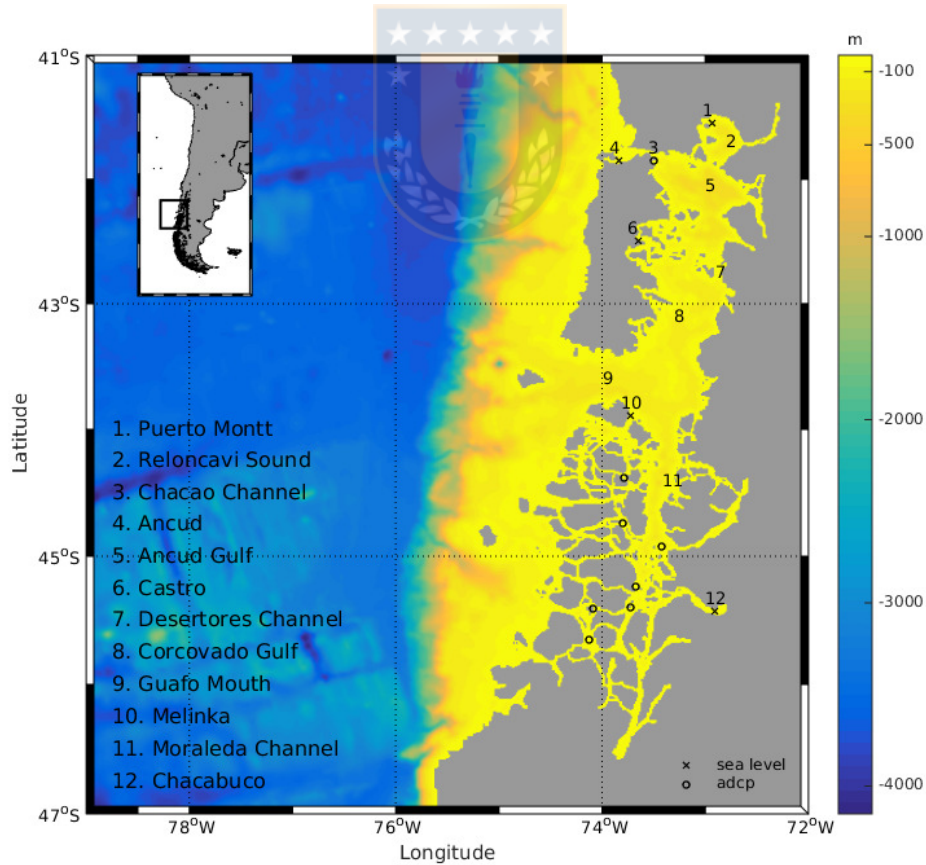


Figura 4.2: Batimetría del modelo numérico de la zona de estudio. Figura tomada de Artal et al. (2019).

Nuestras simulaciones cuentan con 42 niveles verticales σ . Los parámetros de configuración de estas

coordenadas son $\theta_s = 7$ (parámetro de control superficial), $\theta_b = 2$ (parámetro de control de fondo), $T_{cline} = 200$ (ancho de la capa superficie/fondo utilizado en el estiramiento de coordenadas). En la horizontal se utilizan coordenadas rectangulares estructuradas tipo Arakawa-C (Arakawa and Lamb, 1981). Para la batimetría se elige una profundidad mínima de 10 m.

Tabla 4.1: Descripción ubicación de las fuentes puntuales de agua dulce.

	Latitud (°S)	Longitud (°S)	Lugar		Latitud (°S)	Longitud (°S)	Lugar
1	45.4143	72.8056	Río Aysén	14	45.3558	73.0556	Río Cuervo
2	45.8513	73.5278	Río de los Huemules	15	41.3907	72.3056	Río Petrohué
3	46.0252	73.3472	Río Blanco	16	41.6507	72.3333	Río Puelo
4	46.2945	73.4861	Río Exploradores	17	41.9716	72.4583	Hornopirén
5	46.5148	73.7778	Laguna San Rafael 1	18	42.2497	72.4583	Río Mirta
6	46.6865	73.8889	Laguna San Rafael 2	19	42.4345	72.4167	Río Vodudahue
7	41.5052	72.8333	Río Chamiza	20	42.5778	72.5278	Río Reñihue
8	41.8682	73.8056	Estero Coipomo	21	42.7412	72.8472	Río Negro
9	42.0541	74.0417	Río Chepu	22	44.5004	72.5972	Río Queulat
10	42.6596	74.1250	Lago Cucao	23	42.9551	72.7639	Río Yelcho
11	44.7377	72.6944	Río Cisnes	24	43.2592	72.9444	Río Corcovado
12	41.6195	73.6806	Río Maullín	25	43.6524	72.9583	Río Tictoc
13	43.7628	72.9722	Río Palena	–			

Se cuentan con valores de caudal de ríos obtenidos de modelos hidrológicos y de datos climatológicos de la Dirección General de Aguas (DGA). Los flujos de cada fuente puntual son distribuidos de forma exponencial en la columna de agua. En nuestras simulaciones se utilizaron los caudales medios mensuales de 25 ríos patagónicos (Tabla 4.1). 22 de los 25 ríos se ubican en la zona continental de Chile y solo 4 ríos superan los $500 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ de caudal medio anual (Fig. 4.3).

Primero implementamos el modo barotrópico del modelo (modelo de 1 sola capa en la vertical), con el fin de asegurarse una buena representación tanto de los rangos de mareas, así como de los patrones típicos de propagación. La información hidrográfica para la condición de borde e inicial fueron tomados de la base de datos global World Ocean Atlas del año 2009 (Antonov et al., 2010; Locarnini et al., 2010). Las mareas fueron forzadas usando elevación superficial del mar y velocidades barotrópicas desde el modelo inverso de mareas global TOPEX/Poseidon (TPXO8) (Egbert and Erofeeva, 2002). Este producto mejora las predicciones de mareas para áreas costeras en comparación con versiones anteriores. La marea inicial fue ajustada al 5 de Enero del 2016, coincidiendo con una marea de sicigia. 10 constituyentes de marea fueron usados simultáneamente. Cuatro constituyentes semi-diurnas (M_2 , S_2 , N_2 , K_2), cuatro constituyentes diurnas (K_1 , O_1 , P_1 , Q_1), la marea de cuarto lunar (M_f) y la marea mensual (M_m). El período de simulación se extiende durante 1 mes (Enero 2016), y las salidas del modelo son almacenadas con frecuencia horaria. Los primeros 3 días no son usados en nuestro análisis. En las condiciones de borde abiertos, un esquema Flather es usado para las velocidades barotrópicas. Finalmente, un valor constante de $1.65 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$ fue usado como coeficiente de arrastre de fondo.

Posteriormente, implementamos el modo baroclínico 3D del modelo ROMS. En esta configuración diseñamos una simulación con 2 dominios anidados con un flujo de información en 1 dirección, es decir, el dominio padre le entrega las condiciones de borde al dominio hijo. El dominio padre es idéntico al utilizado con el modo barotrópico, tanto en extensión espacial como en resolución horizontal. El dominio hijo tiene una resolución de $\sim 400 \text{ m}$ y se extiende meridionalmente desde 42.1° S a 43.1° S y zonalmente desde 72.4° O a 73.8° O (Fig.). En ambos dominios fueron usados 42 niveles verticales sobre las nuevas coordenadas σ con coeficientes fijos $\theta_s = 7$, $\theta_b = 2$, $h_c = 300$. La batimetría del dominio hijo es interpolada del mismo producto combinado de GEBCO08 y SHOA.

Los forzantes laterales provienen del sistema de modelación y asimilación de datos Mercator-Ocean (Drévilon et al., 2008), los cuales corresponden a datos diarios con una resolución horizontal de 0.25° . La superficie libre fue forzada con datos atmosféricos globales de re-análisis ERA-INTERIM de 0.75° de resolución horizontal (Dee et al., 2011). Las condiciones de borde abiertas son tratadas usando los esquemas *Orlanski* y *T-Specific* para las velocidades baroclínicas y la densidad. El dominio padre es forzado con el modelo inverso TPX08, y este transmite esta información al dominio hijo. En el caso de los ríos, el dominio padre conserva los 25 ríos antes mencionados, y el dominio hijo cuenta con los 5 ríos que se encuentran en el interior de su dominio.

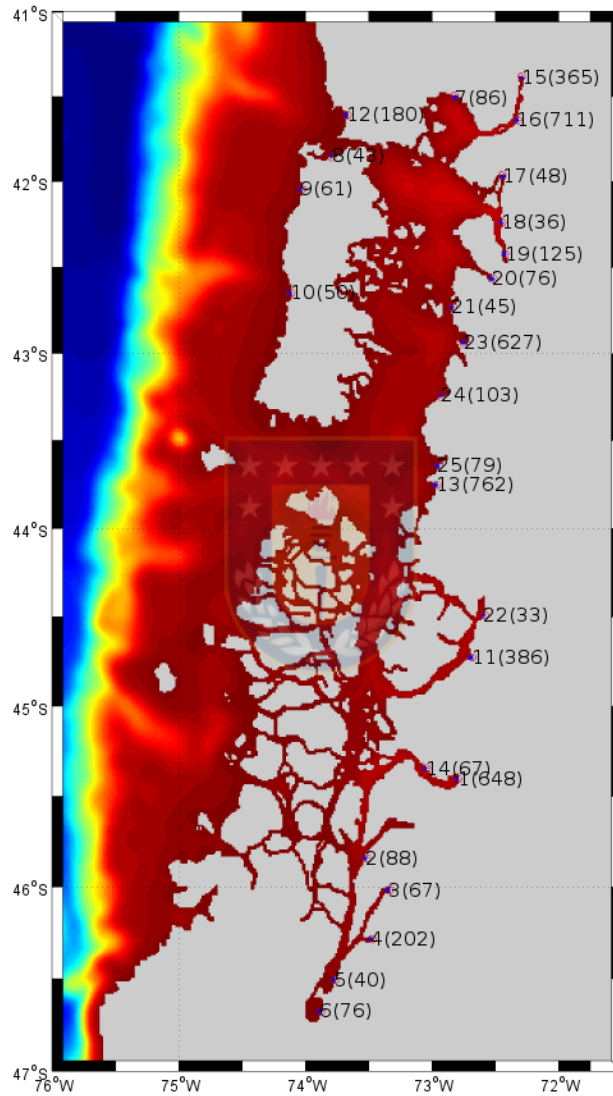


Figura 4.3: Ubicación y la descarga anual promedio ($m^3 s^{-1}$) de los 25 ríos usados en nuestras simulaciones numéricas.

Se simularon 7 meses utilizando solo el dominio padre con una condición inicial tomada desde Mercator-Ocean desde Enero a Julio del 2013. El objetivo de esta simulación fue estabilizar el modelo mezclando las condiciones oceanográficas y alcanzar el período de estabilización del modelo. El último registro de esta simulación se usó como condición inicial para la simulación anidada. Esta condición oceanográfica mezclada se utilizó para simular datos horarios de Junio y Julio de 2013. Se realizaron simulaciones anidadas usando 3 diferentes modelos de clausura de turbulencia: Un modelo de esquema simple basado en la frecuencia de

Brunt-Vaisala (BVF), un modelo de clausura turbulento de capa límite planetaria (KPP) basado en (Large et al., 1994) y un modelo de clausura de 2 ecuaciones genéricas K-KL (\sim MY2.5) basado en (Warner et al., 2005b).

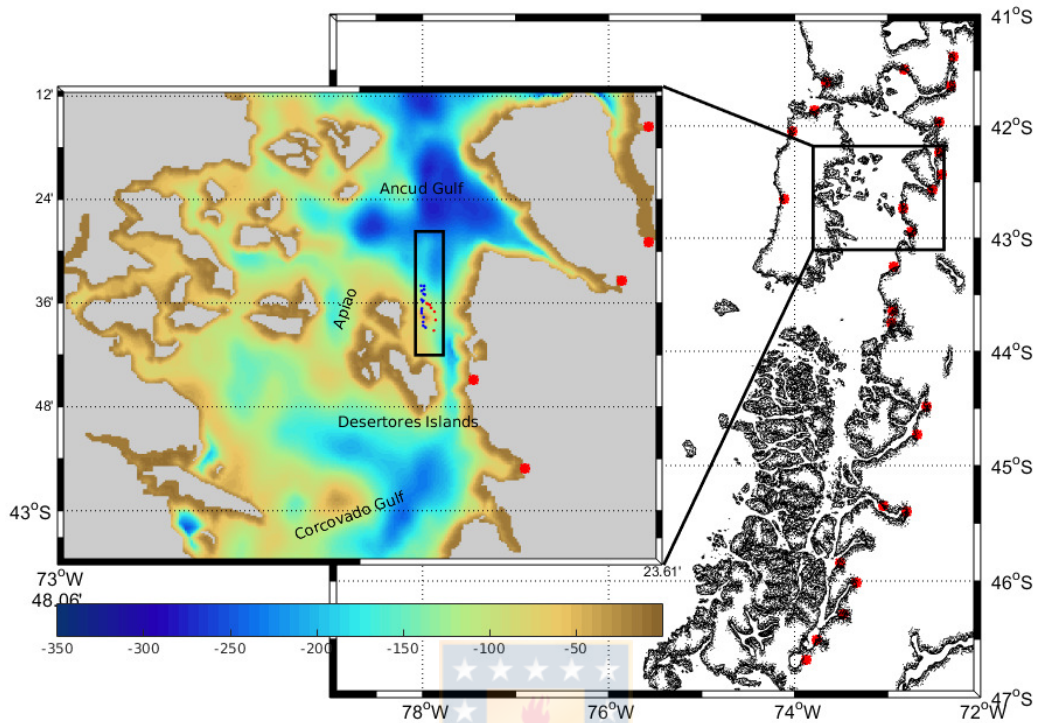


Figura 4.4: Batimetría del modelo numérico anidado de alta resolución (\sim 400m). En el rectángulo se observa zona donde se validó el modelo. Los puntos azules (rojos) corresponden a datos de CTD tomados en sicigia (cuadratura). Los asteriscos rojos corresponden a la ubicación de las fuentes puntuales de agua dulce.

Capítulo 5

Resultados

5.1. Corrientes de marea en el mar interior de Chiloé

Para estudiar las mareas en el MIC utilizamos las salidas del modulo barotrópico del modelo numérico ROMS AGRIF. Estas simulaciones fueron evaluadas usando datos de nivel del mar de 5 mareógrafos costeros ubicados al interior del MIC. Las estaciones de monitoreo son mantenidas por el Servicio Hidrográfico y Oceanográfico de la Armada de Chile (SHOA), organismo oficial, técnico y permanente del estado (<http://www.shoa.cl/php/nivel-del-mar>) y corresponden a las estaciones de Puerto Montt, Melinka, Chacabuco, Castro, and Ancud (Fig. 4.2). Los datos originales tienen una frecuencia de muestreo cada uno o dos minutos dependiendo del mareógrafo. A estos datos se les removieron los datos escapados y se promediaron para obtener datos horarios para Junio del 2016. Además se utilizaron datos de ocho perfiladores de corriente Doppler acústico (ADCP) 300 kHz y 150 kHz de frecuencia nominal (ADCP Teledyne RD). La ubicación de los ADCPs es mostrada por círculos en la Fig. 4.2. Los datos de ADCP fueron tomados por el Instituto de Fomento Pesquero (IFOP) entre los años 2010 y 2015. Hay que considerar que todos los registros de corriente utilizados aquí tienen una duración mayor a 1 mes, pero que estos se obtuvieron en diferentes años y meses. Las corrientes se registraron cada 10 minutos utilizando diferentes resoluciones verticales, dependiendo de la profundidad del anclaje (Tabla 5.1). Los sensores de presión de los ADCP también se utilizaron como un estimador de la elevación del nivel del mar para complementar la información de los mareógrafos.

Tabla 5.1: Ubicación, fecha, período e información de los anclajes de ADCP. Tabla tomada de Artal et al. (2019).

Nombre	Latitud	Longitud	Fecha inicio	Fecha final	Frecuencia (kHz)	Profundidad primer bin (m)	Ancho bin (m)
Darwin	-45.4060	-74.0819	2015/04/01	2015/05/22	307	6.19	4
Darwin Erraz	-45.3967	-73.7192	2011/10/06	2011/11/06	154	6.35	2
Pta Garrao	-44.3873	-73.7882	2014/08/31	2014/11/16	307	4.21	2
Gaviota	-45.2407	-73.6753	2015/06/12	2015/08/01	307	4.21	2
Meninea	-45.2407	-73.6753	2015/06/11	2015/07/11	307	4.22	2
Perez Sur	-44.7430	-73.7950	2014/05/28	2014/07/02	307	4.21	2
Pulelo	-41.8533	-73.4921	2014/04/22	2014/05/14	307	3.21	1
Vicuna	-45.1274	-74.1274	2015/03/02	2015/05/20	307	6.18	4

Los datos de ADCP se procesaron siguiendo los procedimientos de análisis de datos descritos en Valle-Levinson and Atkinson (1999). Se descartaron los datos con un error igual o superior a 5 cm s^{-1} en las mediciones de velocidad. Las profundidades de cada ADCP se calcularon con el sensor de presión, y la profundidad de cada bin fue ajustado de acuerdo con las variaciones de la marea. También se descartaron los valores de

inclinación y balanceo mayores a los sugeridos por el fabricante. Las brechas generadas después de este control de calidad menores a 3 horas fueron rellenadas utilizando interpolación lineal, mientras que las brechas mayores a 3 horas no fueron completadas. Estimamos la corriente barotrópica a partir de los datos de ADCP promediando en profundidad los componentes de velocidad en cada punto de tiempo. Los datos de ADCP se obtuvieron con el instrumento montado en el fondo en una plataforma anclada y cubren la mayor parte de la columna de agua, lo que garantiza una mejor aproximación del componente barotrópico (Siedler and Paul, 1991). Estas corrientes promediadas se utilizaron para comparar con las corrientes modeladas.

Tabla 5.2: Comparación estadística entre mediciones de mareógrafos y estaciones virtuales de las simulaciones numéricas. Tabla tomada desde Artal et al. (2019).

Estaciones	r	RMSE (cm)	NRMSE (%)	BIAS (cm)	NBIAS (%)
Ancud	0.9	23	10	-2.4	-1
Puerto Montt	0.95	51	8	-2	-0.3
Castro	0.94	40	7	-2.6	-0.5
Melinka	0.93	20	8	-2	-0.8
Chacabuco	0.93	27	10	-0.1	0.02

Para validar el modelo se utilizaron las siguientes métricas: la raíz del error cuadrático medio (RECM), el error cuadrático medio normalizado (RECMN) y el coeficiente de correlación de Pearson (r). Las series temporales del nivel del mar modelado (NMM) se compararon con los datos de la marea en cinco ubicaciones (Tabla 5.2, ver también Fig. 4.2). Los NMM mostraron una buena correlación con las series de tiempo observadas ($r > 0.9$) aunque sobreestimaron el rango de mareas en todas las estaciones ($RECMN < 10\%$). La serie de tiempo de Puerto Montt presentó la mejor correlación ($r = 0.96$), mientras que Ancud mostró la correlación más baja, aunque todavía fue relativamente alta ($r = 0.91$).

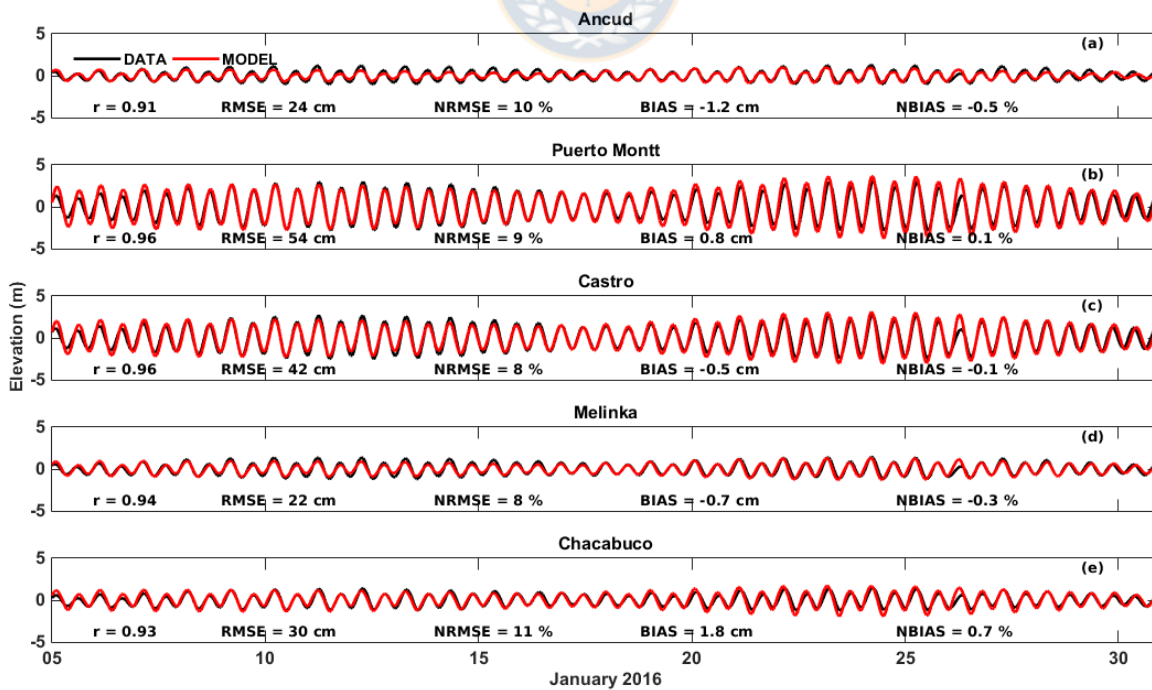


Figura 5.1: Comparación nivel del mar entre mediciones de mareógrafos (líneas negras) y mareógrafos virtuales de las salidas del modelo (líneas rojas). Figura tomada de Artal et al. (2019).

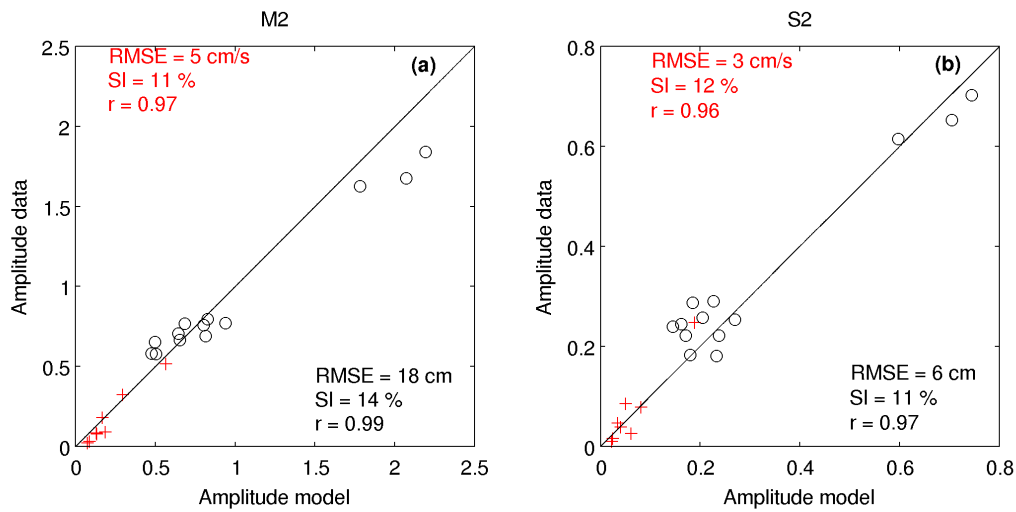


Figura 5.2: Comparación entre los datos observados y modelados, junto con los índices estadísticos respectivos. Los círculos negros son amplitudes de elevaciones del nivel del mar y el signo -rojo representa las velocidades promediadas en profundidad de (a) M_2 y (b) S_2 . Figura tomada de Artal et al. (2019).

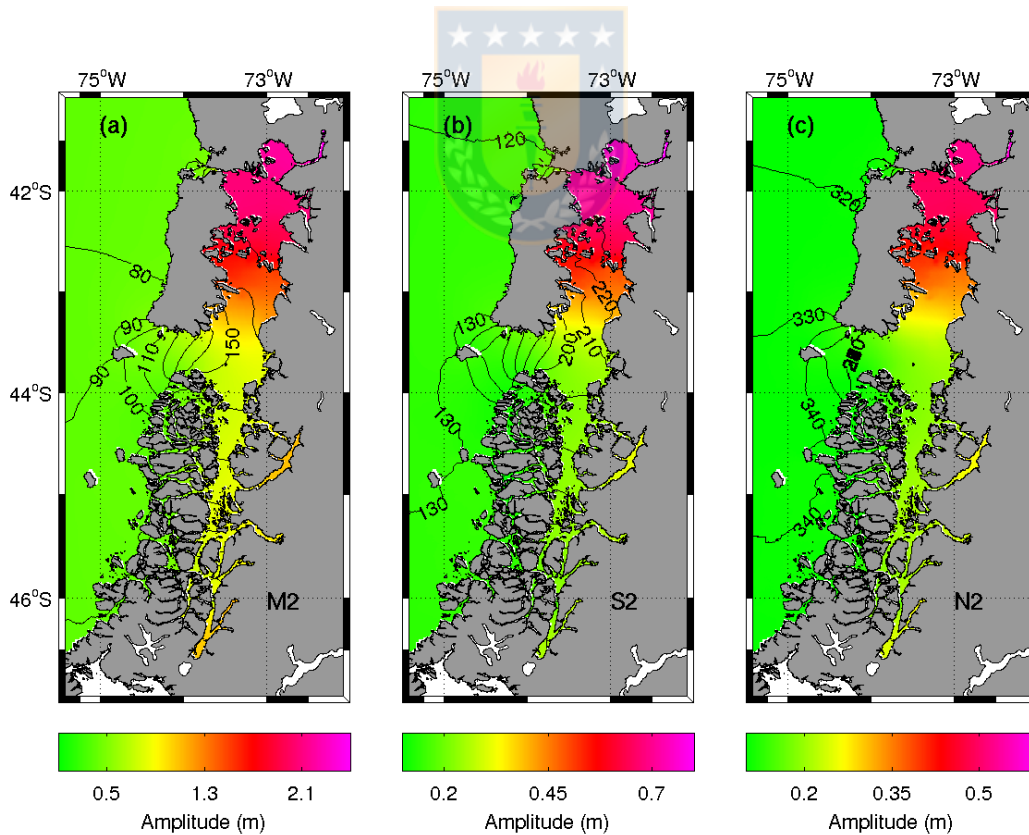


Figura 5.3: Amplitud en metros (sombreado) y fase en grados (contorno) de los armónicos de marea semi-diurnos, (a) M_2 , (b) S_2 y (c) N_2 . Notar que los rangos de amplitud son diferentes en cada panel y que la fase esta referida al meridiano de Greenwich.

Los rangos del nivel del mar observados en las estaciones dentro de MIC aumentaron de 3 m en el sur a 8 m en el norte durante las mareas de primavera. En general, el nivel del mar es aproximadamente dos veces mayor durante los periodos de sicigia en comparación con las mareas en cuadratura. Puerto Montt muestra los rangos de mareas más altos (Fig. 5.1b), con valores máximos de 7.5 m durante las mareas en sicigia y 3.9 m durante las mareas en cuadratura. Al contrario, Ancud tiene los rangos de marea más pequeños (Fig. 5.1a) de 0.96 m y 1.75 m durante las mareas en cuadratura y sicigia, respectivamente. Castro (Fig. 5.1c) presentó una elevación de 3.2 m y 6.1 m durante las mareas en cuadratura y sicigia, respectivamente. Melinka tuvo una elevación de 1.4 m durante las mareas en cuadratura y 2.7 m durante las mareas en sicigia (Fig. 5.1d). Finalmente, Chacabuco tuvo elevaciones muy similares en comparación con Melinka (Fig. 5.1e) con mareas en cuadratura y sicigia de 1.9 m y 3.6 m. Tanto la elevación y la fase del del nivel del mar, de las diferentes series de tiempo fueron bien replicadas por el modelo durante las mareas de sicigia y cuadratura.

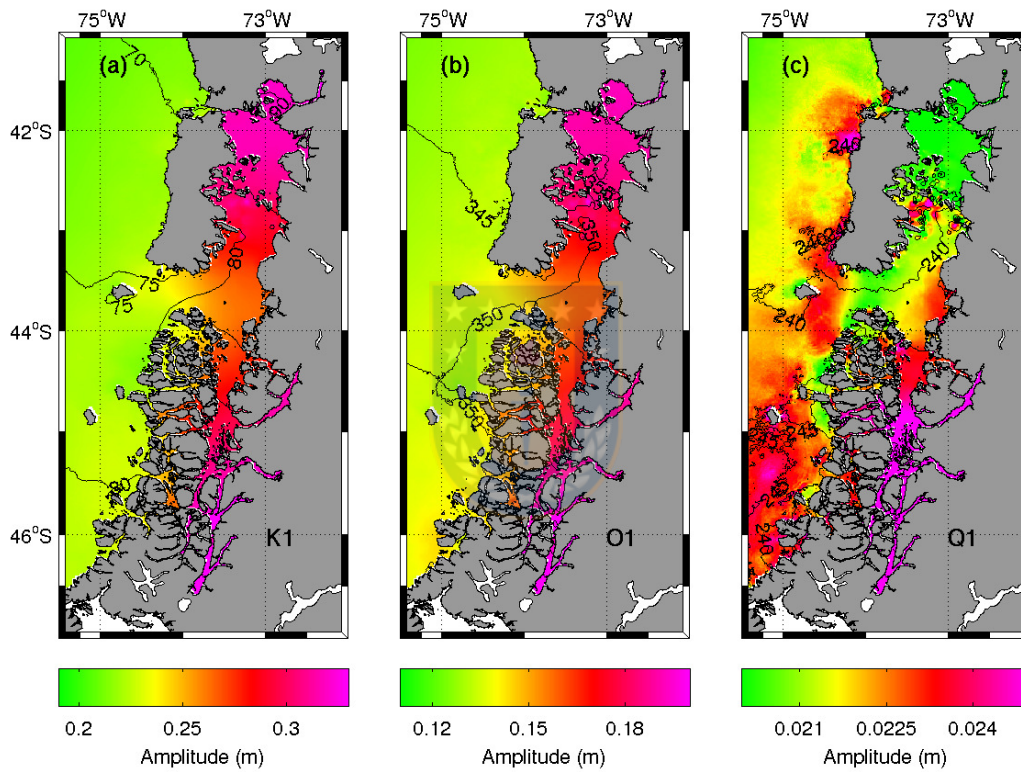


Figura 5.4: Amplitud en metros (sombreado) y fase en grados (contorno) de los armónicos de marea diurnos, (a) K_1 , (b) O_1 y (c) Q_1 . Notar que los rangos de amplitud son diferentes en cada panel y que la fase esta referida al meridiano de Greenwich.

Para calcular y separar las componentes principales de las mareas de las series de tiempo modeladas y observadas del nivel del mar y de las corrientes barotrópicas, utilizamos el programa en Matlab para análisis de marea T_{TIDE} desarrollado por Pawlowicz et al. (2002). Este análisis consiste en calcular las amplitudes y fases armónicas de un conjunto dado de frecuencias de marea. El análisis armónico supone que el nivel del mar y las fluctuaciones de la corriente se pueden expresar mediante la suma de varias funciones armónicas de frecuencias conocidas. Una característica relevante de este tipo de análisis es que incluye métodos estadísticos para determinar el error asociado a la amplitud y fase de cada armónico de marea.

Las elipses de la corriente de marea se calcularon para las principales constituyentes de marea semi-diurna (M_2 y S_2). En la Fig. 5.2 se presenta una comparación entre la información observada y modelada de los semiej

principales estimadas para las velocidades barotrópicas, así como la amplitud de M_2 y S_2 estimada para el nivel del mar. La RECM para la amplitud ajustada a todos los registros del nivel del mar fue de 18 cm para M_2 (Fig. 5.2a) y de 6 cm para S_2 (Fig. 5.2b), mientras que el índice de dispersión (SI) o RECMN fue inferior al 15 %. La RECM para la fase fue inferior a 15° (no mostrado aquí). Hay que recalcar que la fase se estimó utilizando solo los datos de marea, ya que los datos ADCP incluyeron períodos diferentes a los de la simulación del modelo (Tabla 5.1). Los ejes principales de las elipses de marea estimada para las corrientes mareales promediadas en profundidad mostraron RECM de 5 cms^{-1} (Fig. 5.2a) y 3 cms^{-1} (Fig. 5.2b) para M_2 y S_2 , respectivamente. En este último caso el índice de dispersión fue inferior al 12 %.

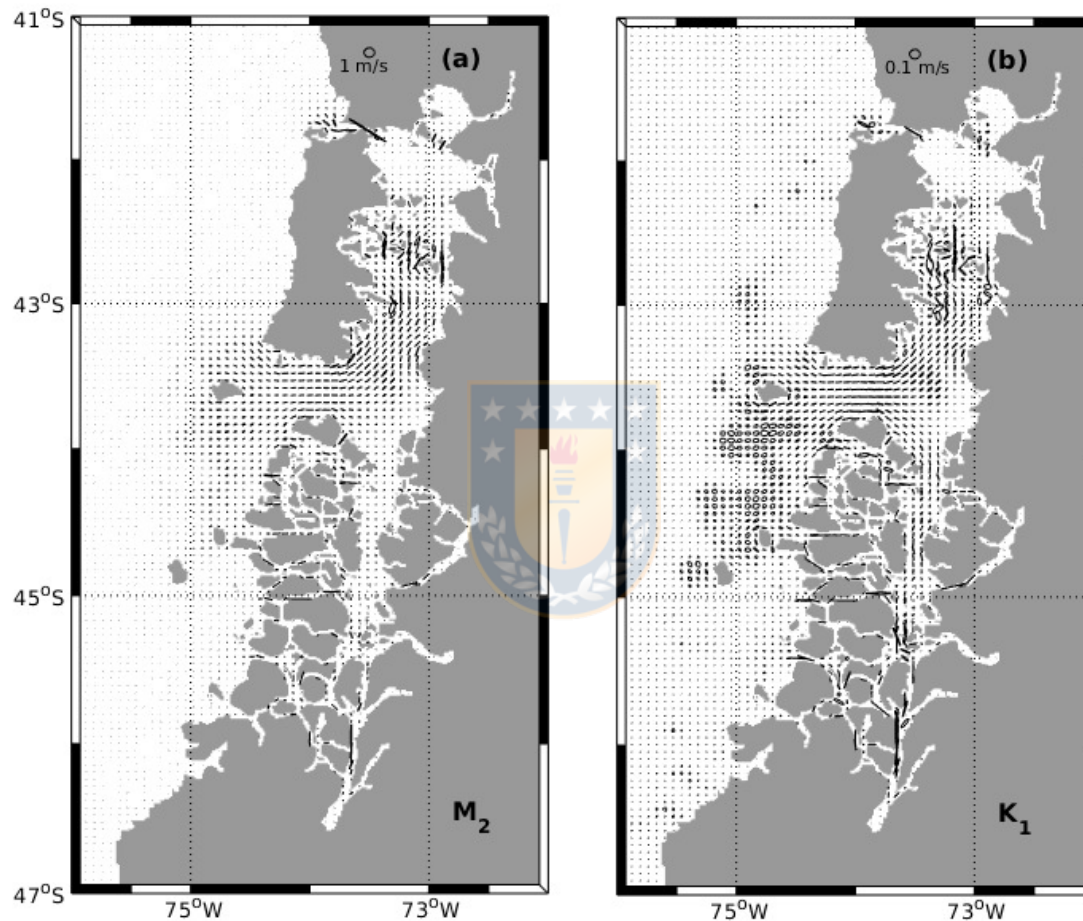


Figura 5.5: Ejes mayores y menores de las elipses de corriente de marea. Los ejes de elipse se muestran cada cinco puntos de grilla en dirección de latitud y longitud. (a) M_2 con escala de 1 ms^{-1} . (b) K_1 con una escala de 0.1 ms^{-1} . Figura tomada de Artal et al. (2019).

El modelo reproduce la variabilidad de la elevación del nivel del mar, las amplitudes y las fases de los constituyentes de las mareas dominantes razonablemente bien al interior del MIC, incluso es capaz de reproducir la modulación observada entre las mareas de sicigia y cuadratura (Tabla 5.2 y Fig. 5.2). Los principales mecanismos que generan la resonancia de marea, y la gran amplitud resultante de los armónicos semi-diurnos en el lado norte del MIC, parecen ser bien reconstruidos por el modelo. Las corrientes de marea también fueron razonablemente bien simuladas por el modelo, considerando lo irregular y complejo de la costa y topografía, y las simplificaciones realizadas para la estabilidad del modelo numérico. Una mejor representación de las

corrientes de marea en una ubicación específica requeriría modelos locales con una resolución mucho más alta y una topografía de fondo y líneas costeras más realistas.

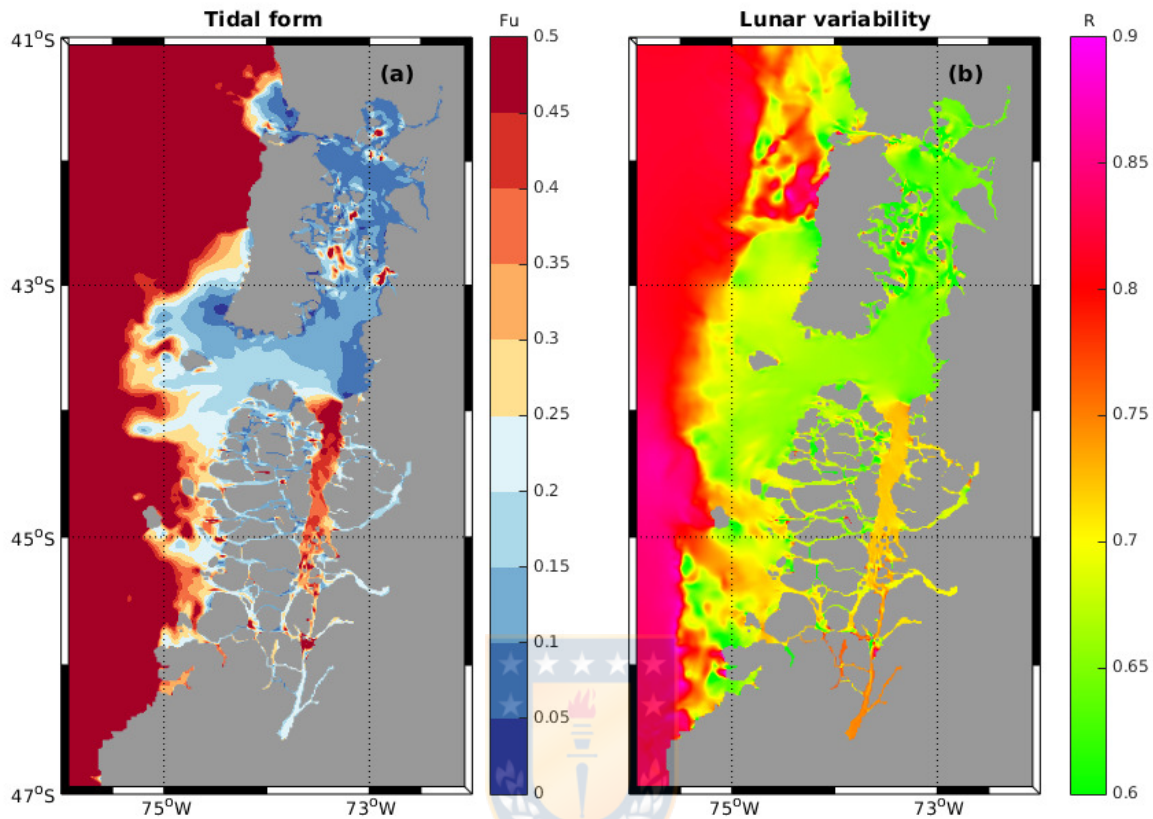


Figura 5.6: (a) Clasificación de marea según su factor de forma (F_u). F_u ha sido limitado en un límite superior de 0.5 para distinguir entre mareas semi-diurnas y mixtas principalmente semi-diurnas. (b) Tasa de relación entre mareas de sicigia y cuadratura (R). Figura tomada de Artal et al. (2019).

La marea oceánica se propaga hacia el sur a lo largo de la costa de Chile e interactúa con las mareas costeras hacia el interior del MIC, principalmente a través de la Boca Guafo, propagándose hacia el norte a lo largo del Golfo de Corcovado y hacia el sur a lo largo del Canal de Moraleda (Fig. 5.3). Esta propagación está representada por la fase relativa al meridiano de Greenwich. Se puede observar una onda estacionaria (con fase constante pero con amplitud creciente) desde la Boca Guafo hasta el Golfo de Ancud, con un pequeño cambio de fase hacia el Seno del Reloncaví y desde Melinka hasta la Laguna de San Rafael. Hay una clara amplificación de amplitud en cada constituyente de marea semi-diurno desde la Boca Guafo hacia el norte y el sur. El componente de amplitud de M_2 es 28 % mayor en Puerto Montt (2.5 m) en comparación con la amplitud observada en el océano abierto (0.7 m). Como se observa en los índices estadísticos calculados anteriormente, la amplitud de mareas de M_2 es tres veces mayor que la de S_2 en la parte norte del MIC. Los constituyentes diurnos dominantes, K_1 y O_1 , también muestran amplificación hacia el norte del MIC (Fig. 5.4). La amplitud del componente armónico K_1 también es 28 % mayor en Puerto Montt (0.32 m) en comparación con la boca de Guafo (0.23 m). A diferencia del caso semi-diurno, la amplificación ocurre simétricamente en el norte y sur del MIC. La amplitud de marea de K_1 es dos veces mayor que O_1 , y Q_1 es una orden de magnitud menor. Las amplitudes O_1 y Q_1 son menores que los valores RMSE obtenidos para la elevación del nivel del mar (Fig. 5.1).

La fase permanece homogénea en la boca de Guafo e ingresa al interior del MIC, comportándose como

una mezcla de ondas estacionarias y progresivas hacia el norte y el sur. Los ejes mayor y menor de las elipses de corriente de marea para los constituyentes M_2 y K_1 resumen las características principales de este patrón de propagación (Fig. 5.5). Los patrones de propagación son similares en forma con la diferencia de un orden de magnitud en sus amplitudes. Las elipses de la corriente de marea para otros constituyentes armónicos no se muestran aquí, porque tienen el mismo patrón, pero con amplitudes más pequeñas.

Podemos clasificar la marea al interior del MIC como mareas semi-diurnas desde la Boca del Guafo hacia el norte y como mareas mixtas principalmente semi-diurnas desde la Boca del Guafo hacia el sur por el Canal Moraleda y el océano abierto (Fig. 5.6a). Del mismo modo, la parte norte del MIC tiene una mayor variabilidad mareal entre los flujos de sicigia-cuadratura ($R \sim 0.62$) en comparación con la parte sur del MIC ($R \sim 0.75$). El Canal de Desertores presentó mayores diferencias entre las mareas de sicigia y cuadratura que el Canal de Chacao (Fig. 5.6 b).

5.2. Energía mareomotriz en el mar interior de Chiloé

Dada la gran importancia de las mareas para la mezcla en el MIC el trabajo inicial de la presente investigación consistió en desarrollar una simulación que reprodujera razonablemente bien las variaciones del nivel del mar y las corrientes asociadas a las mareas. Una vez logrado este objetivo, nos pareció relevante usar los resultados del modelo para analizar el potencial de la región para la generación de energía mareomotriz.

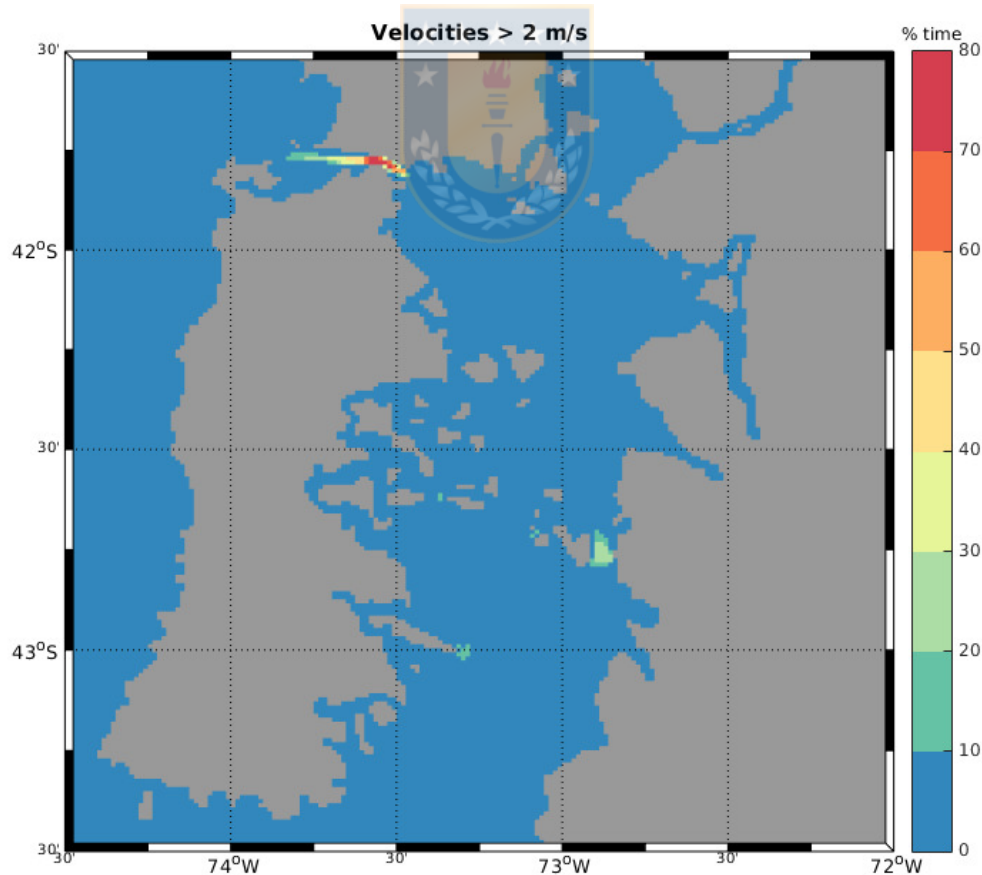


Figura 5.7: Porcentaje del mes durante el cual las velocidades de corriente de marea superaron los 2 ms^{-1} .

Un estudio de selección de sitios es el primer paso para identificar ubicaciones potenciales para explorar el uso de energía renovable marina. En este estudio consideramos solo las mareas como recurso energético, descartando otros criterios de discriminación, como distancia a la red eléctrica, topografía, concesiones de pesca o áreas protegidas. En primera instancia, los sitios fueron seleccionados solo con el criterio de una velocidad umbral. Para un estudio conservador, utilizamos un valor de velocidad de corte de 2 m s^{-1} . Las corrientes de marea barotrópicas modeladas muestran dos zonas potenciales para este tipo de energía: el Canal de Chacao y el Canal Desertores (Fig. 5.7). La magnitud de las corrientes en la zona más estrecha en el Canal de Chacao supera la velocidad de corte de 2 m s^{-1} más del 70 % del mes. En las zonas cercanas, esta frecuencia varía entre 20 % y 50 %. En contraste, el Canal Desertores muestra velocidades que superan los 2 m s^{-1} durante 20 % a 30 % del mes. Ambos ciclos de sicigia están asociados con velocidades superiores a 2 m s^{-1} 50 % del mes. Del mismo modo, un valor de 25 % se puede asociar con mareas altas durante sicigia.

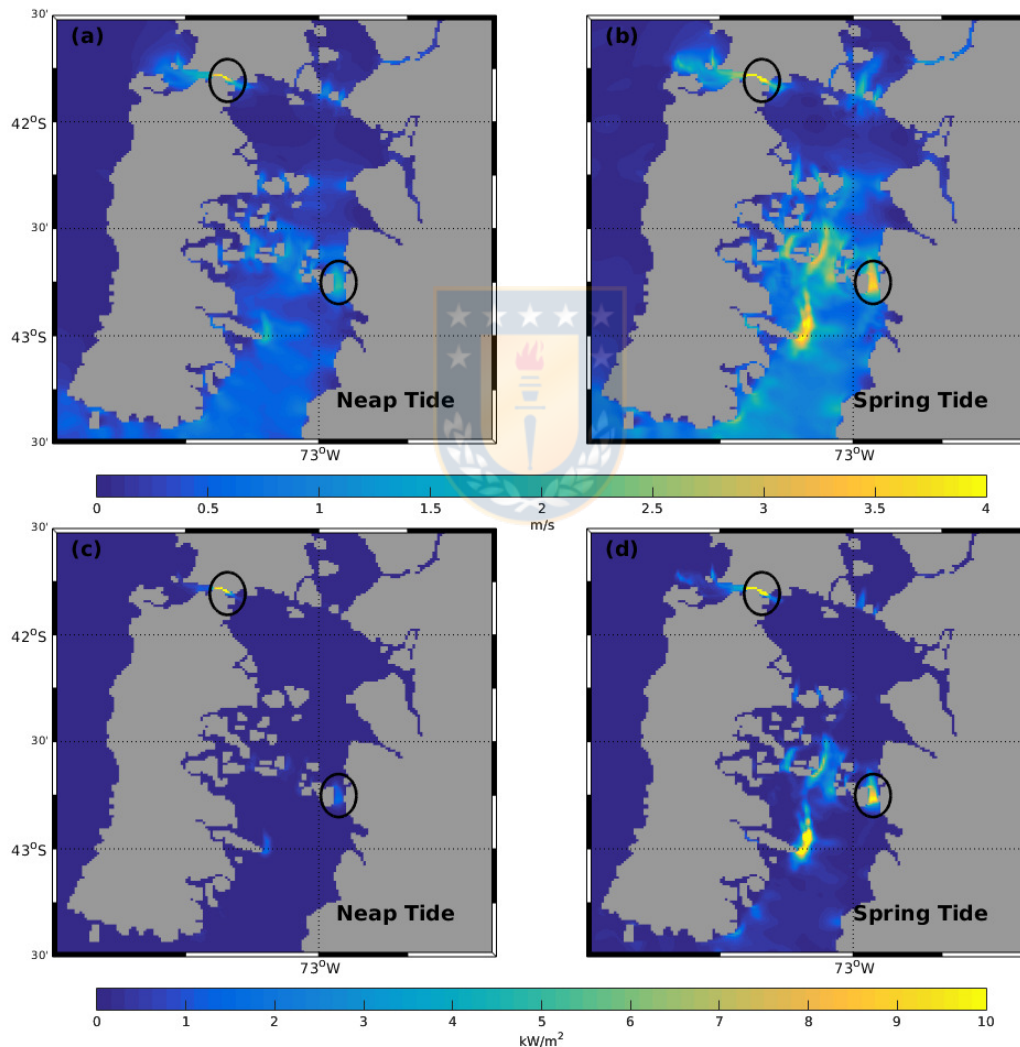


Figura 5.8: Velocidades máximas promediadas en profundidad durante un ciclo de marea diurna en (a) cuadratura, y (b) sicigia. Densidad de potencia simulada de la distribución en (c) cuadratura, y (d) sicigia. Notar que en (d) los valores en el canal de Chacao son del orden 40 kW m^{-2} . Figura tomada de Artal et al. (2019).

Para visualizar esta variabilidad en las corrientes de mareas utilizamos el valor de corriente máximo de un ciclo de marea diurna completo en períodos de sicigia y cuadratura. Las corrientes barotrópicas en gran parte del

norte del MIC tienen valores inferiores a 0.5 ms^{-1} , con corrientes más rápidas en los canales y constricciones. Para gran parte de las mareas en períodos de cuadratura y sicigia, las zonas de los canales de Chacao y Desertores se muestran como áreas con las velocidades más altas. Durante cuadratura, estas velocidades son cercanas a 3.5 ms^{-1} en el Canal de Chacao y 2 ms^{-1} en el Canal Desertores (Fig. 5.8a). Estas velocidades pueden casi duplicarse durante períodos de sicigia, con valores cercanos a 6 ms^{-1} y 4 ms^{-1} en los canales de Chacao y Desertores, respectivamente (Fig. 5.8b). Hay una zona al oeste del Canal Desertores con velocidades superiores a 2.5 ms^{-1} durante sicigia, pero áreas como esta no se consideran en la evaluación de energía porque allí las velocidades tienen una frecuencia de ocurrencia menor al 10 % durante el mes de estudio (Fig. 5.7).

La cantidad de energía de marea disponible depende significativamente de la intensidad de la corriente de marea. Un buen indicador para evaluar la energía de corriente de marea para una sola turbina, es la potencial densidad de potencia promedio (Chen et al., 2013). Los patrones espaciales de las corrientes y la potencial densidad de potencia promedio son similares en cada fase de marea. Si se considera el período de cuadratura, el Canal de Chacao se vuelve más acotado, con valores de 10 kWm^{-2} , y el Canal Desertores menos energético, con valores del orden del 2 kWm^{-2} (Fig. 5.8c). Durante sicigia, los recursos disponibles son más altos, con el Canal de Chacao alcanzando un pico de 40 kWm^{-2} , mientras que el Canal Desertores genera 10 kWm^{-2} (Fig. 5.8d).

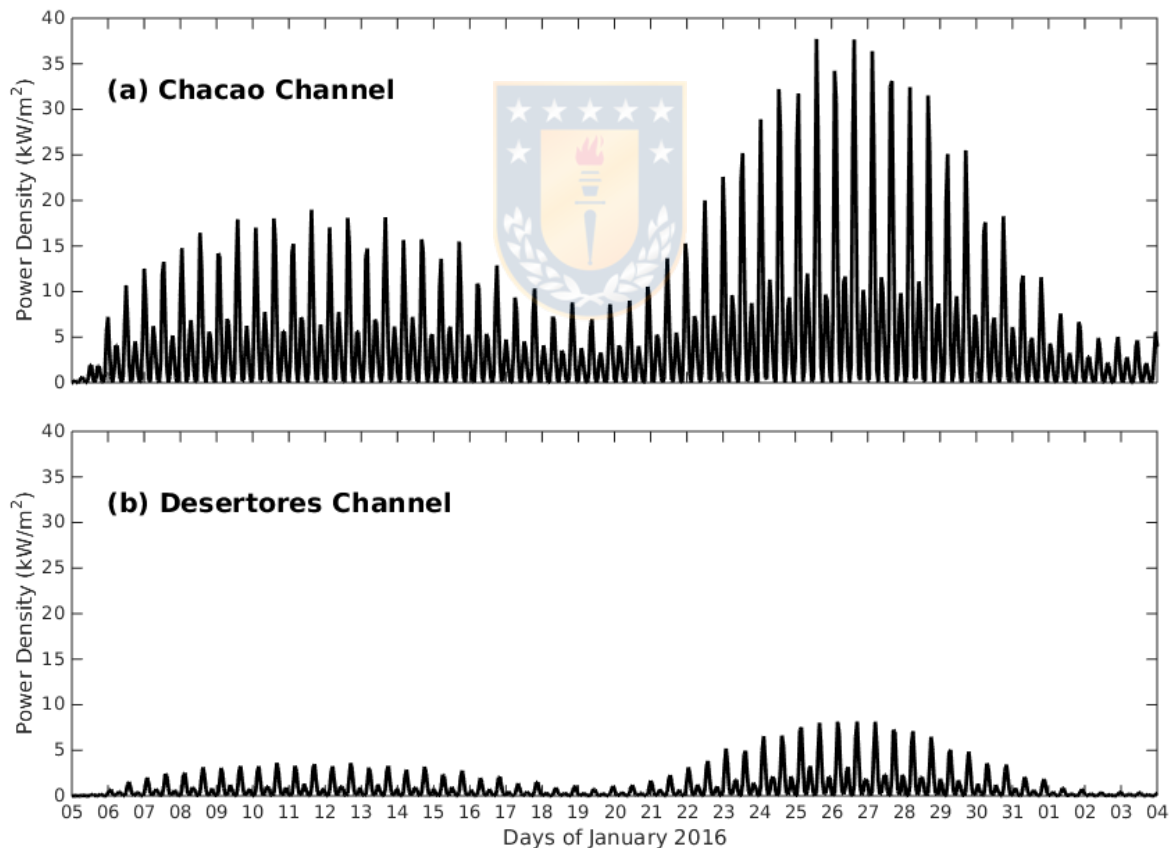


Figura 5.9: Densidad de potencia simulada en los canales de (a) Chacao, y (b) Desertores. Figura tomada de (Artal et al., 2019).

La evolución en el tiempo de la densidad de potencia de la corriente de mareas en un punto dentro de ambos canales confirma estos valores y muestra su variabilidad durante el mes. El recurso de energía es

significativamente mayor durante sicigia en comparación con cuadratura en ambos lugares. La variabilidad diurna de las mareas altas y bajas en el Canal de Chacao puede ser casi cuatro veces mayor durante sicigia, con una densidad de potencia media cercana a 5 kWm^{-2} con máximos de 40 kWm^{-2} y 10 kWm^{-2} durante sicigia y cuadratura, respectivamente (Fig. 5.9a). Análogamente, la densidad de potencia es significativamente menor en el Canal Desertores, con una densidad de potencia máxima de 8 kWm^{-2} durante sicigia y 1.5 kWm^{-2} durante cuadratura, con un valor promedio de 0.9 kWm^{-2} (Fig. 5.9b).

Estos valores de densidad de potencia son en base a una eficiencia teórica de extracción de potencia del 60%. Una mejor opción para la evaluación de las mareas usa la eficiencia nominal de una turbina real. En este caso, utilizamos la curva de potencia de la turbina SeaGen-S de 2 MW, que opera a velocidades entre 1 y 4 ms^{-1} . Contamos el número de horas en que las velocidades están en un cierto rango (separadas cada 0.5 ms^{-1}) y calculamos la potencia de salida en MWh. Las velocidades inferiores a 1 ms^{-1} en el canal de Chacao ocurren durante 133 horas (5.5 días) durante un mes, y existen 519 horas (21.6 días) donde la turbina puede estar operativa (Fig. 5.10a). Tenga en cuenta que hay 69 horas (casi 3 días) en las que la turbina no puede funcionar porque está sometida a velocidades mayores a 4 ms^{-1} . Esto significa que esta turbina podría producir idealmente 739 MWh en un mes en esta ubicación (Fig. 5.10b). En contraste, las velocidades en el Canal Desertores aparentemente siguen una distribución gaussiana, centrada en el rango de $0.5 - 1 \text{ ms}^{-1}$. La turbina puede funcionar 424 horas (17.6 días), pero solo experimentará 48 horas de potencia nominal (Fig. 5.10c). A pesar de esto, la turbina podría entregar 348 MWh en el Canal Desertores (Fig. 5.10d), aproximadamente la mitad de la producida en el Canal Chacao.

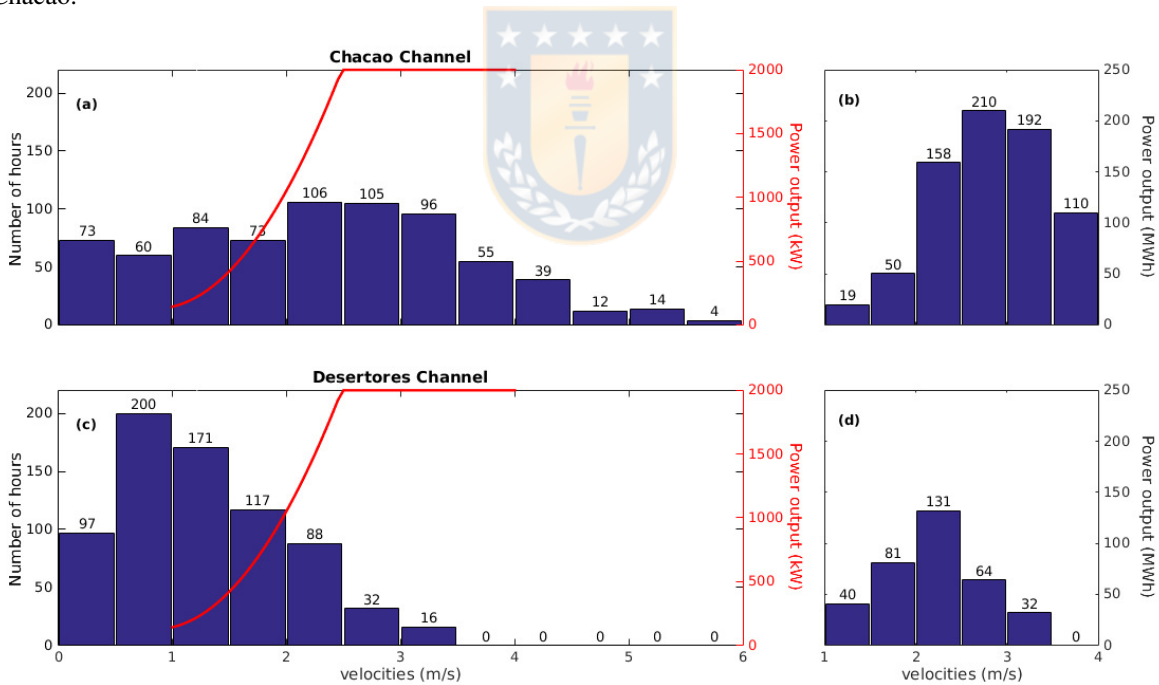


Figura 5.10: (a) Curva de potencia teórica de una turbina SeaGen-S de 2MW en kW (línea negra) e histograma de velocidades en el (a) Canal de Chacao, y (c) Canal Desertores. (b) Salida de potencia efectiva en MWh en el (b) Canal de Chacao, y (d) Canal Desertores. Figura tomada de (Artal et al., 2019).

5.3. Comparación de diferentes esquemas de turbulencia vertical

Dado los resultados de las simulaciones barotrópicas en el MIC se logró estudiar y caracterizar la propagación y amplitud de la onda de marea en la región. Para estudiar los efectos que tiene la mezcla turbulenta en el MIC utilizamos simulaciones baroclínicas utilizando diferentes esquemas de turbulencia vertical. Los esquemas utilizados fueron: Un esquema simple basado en la frecuencia de Brunt-Vaisala (BVF), un esquema de clausura basado en la capa límite planetaria (KPP) y un esquema de escala de longitud generalizada basada en 2 ecuaciones diferenciales (KKL). Los detalles teóricos de cada esquema de turbulencia vertical se encuentran en la sección 4.

	R^2	RMSE (cm)	NRMSE (%)
KPP	0.91	0.59	9.66
KKL	0.92	0.61	9.90
BVF	0.93	0.65	10.66

Tabla 5.3: Índices estadísticos entre la elevación del nivel del mar modelada y observada del mareógrafo en Castro.

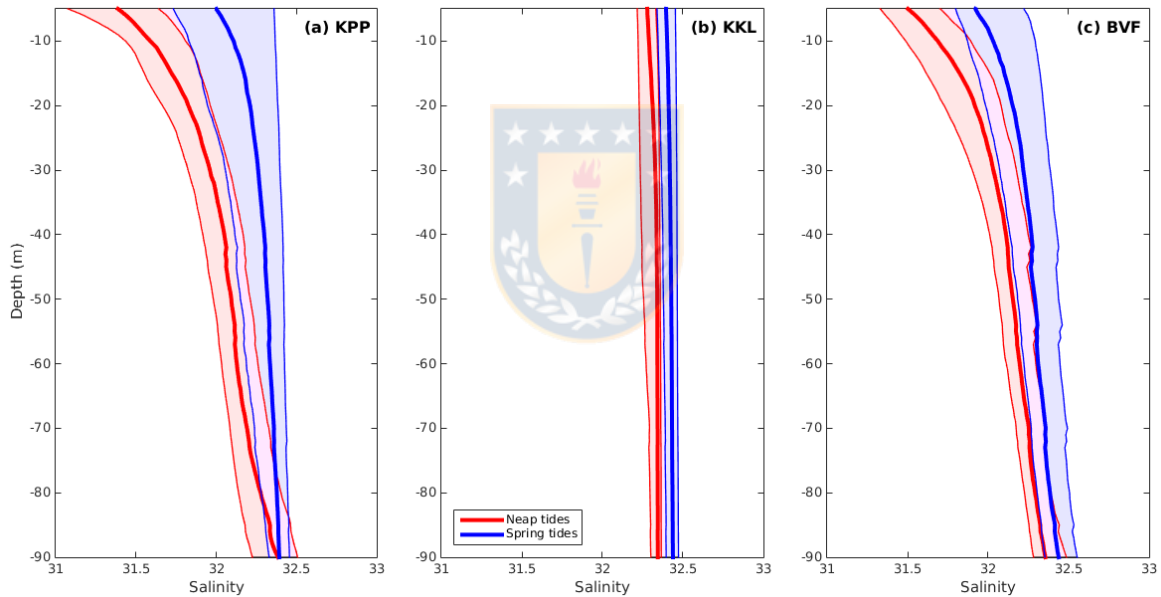


Figura 5.11: Perfiles promedio de salinidad modelada durante períodos de sicigia (azul) y cuadratura (rojo) usando los esquemas de turbulencia vertical: (a) KPP, (b) KKL, (c) BFV.

Las elevaciones del nivel del mar modeladas con diferentes esquemas de mezcla vertical muestran una buena correlación ($r > 0.9$) y una raíz del error cuadrático medio normalizado de 11 % (Tabla 5.3) cuando se comparan con las mediciones del mareógrafo ubicado en Castro (42.48° S, 73.76° O). La descomposición de la elevación del nivel del mar en armónicos de mareas muestran que el modelo es capaz de reproducir los rangos de amplitud de los principales constituyentes de las mareas diurnas y semi-diurnas. La componente de marea M_2 está sobre-estimado en todas las simulaciones, aproximadamente 20 cm para los esquemas KKL y KPP, y 40 cm para el esquema BVF. La componente de marea S_2 está bien representada en todas las simulaciones, pero el esquema BVF muestra un rango de error mayor. Este patrón es similar para la componente de marea K_1 . Finalmente, para la componente de marea O_1 , los esquemas KPP y BVF están dentro de los rangos de error de

mareómetro y el esquema KKL sobre-estima aproximadamente en 2 cm.

Para evaluar la estructura de salinidad vertical modelada, elegimos los puntos cercanos a observaciones de CTD realizadas durante 2 días en el período máximo sicigia y cuadratura (Fig. 4.4). En general, los perfiles verticales de salinidad durante sicigia mostraron una columna de agua homogénea con un valor cercano a 32.5 en promedio en cada simulación similar a los perfiles promedio de las observaciones. En cambio, durante cuadratura existen diferencias entre la parametrización elegida y las observaciones. La salinidad medida por el CTD mostró un valor de ~ 27 en los primeros 5 m de profundidad, a diferencia del valor de ~ 31 simulado con los esquemas KPP (Fig. 5.11a) y BVF (Fig. 5.11c). Las simulaciones con estos esquemas mostraron un perfil de salinidad vertical bien estratificado, a diferencia de la simulación con el esquema KKL que muestra una estructura vertical bien mezclada, muy diferente de la observada (Fig. 5.11b). Por debajo de 20 m se observa una columna de agua homogénea en todas las simulaciones.

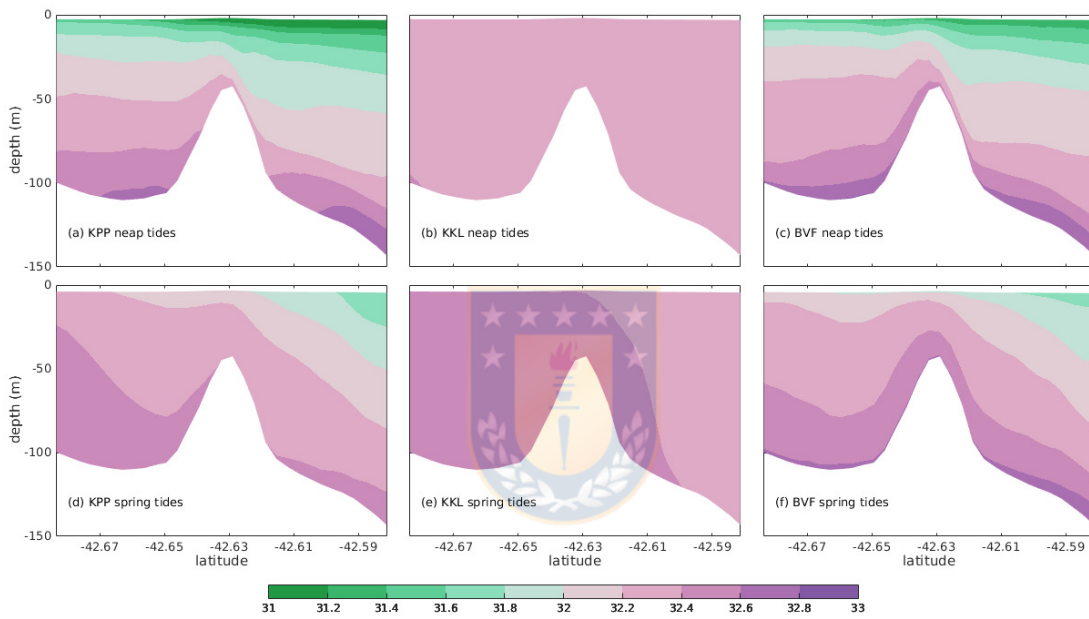


Figura 5.12: Sección vertical de salinidad promedio a lo largo de una transecta en el Canal Desertoires para simulaciones con diferentes esquemas de turbulencia vertical. Los paneles superiores (inferiores) corresponden al período de cuadratura (sicigia). (a,d) KPP, (b,e) KKL, (c,f) BVF.

La batimetría del modelo oceánico en la zona alrededor del Canal Desertoires tiene un monte submarino de unos 40 m de profundidad en el medio de la transecta realizada con los CTD (Fig. 4.4). Al igual que los perfiles promedio, una sección a lo largo de esta transecta muestra en promedio una columna de agua estratificada durante cuadratura y una columna de agua bien mezclada durante sicigia en las simulaciones con los esquemas KPP (Figs. 5.12a, 5.12d) y BVF (Figs. 5.12c, 5.12f). La simulación con el esquema KKL muestra una columna de agua bien mezclada independiente de la fase de sicigia o cuadratura (Figs. 5.12b, 5.12e).

La simulación de la parte norte del área seleccionada presentó menos salinidad en toda la columna de agua en cada simulación. Las simulaciones con el esquema de KPP en la parte norte tiene valores menos salinos (< 31) y más profundos (~ 10 m) en cuadratura en comparación con el esquema BVF. Esta relación también ocurre en el fondo marino, donde se puede observar que las simulaciones con el esquema BVF tienen valores más altos de salinidad. En la parte sur, la columna de agua está más mezclada durante sicigia en las simulaciones con el esquema KPP en comparación con las simulaciones con el esquema BVF. Al igual que en cuadratura, se

observan valores más altos de salinidad en las simulaciones con el esquema BVF. Nuevamente se observa que la columna de agua a lo largo de la transecta es bien mezclada durante sicigia y cuadratura en las simulaciones con esquema KKL.

La estabilidad de la columna de agua fue evaluada a través del número de Richardson (Ri , ver capítulo 3, ecuación 3.38). Las salidas del modelo numérico se convirtieron de niveles vertical sigma a niveles de profundidad en metros. Dada la profundidad de los puntos elegidos para analizar la estratificación en el tiempo, se decidió promediar los datos de todos los perfiles entre 30 m y la superficie para cada instante. Para analizar la estructura vertical, promediamos en el tiempo cada nivel de profundidad. Este procedimiento se realizó para las simulaciones con cada esquema de turbulencia vertical utilizado y fue separado para los períodos de sicigia y cuadratura.

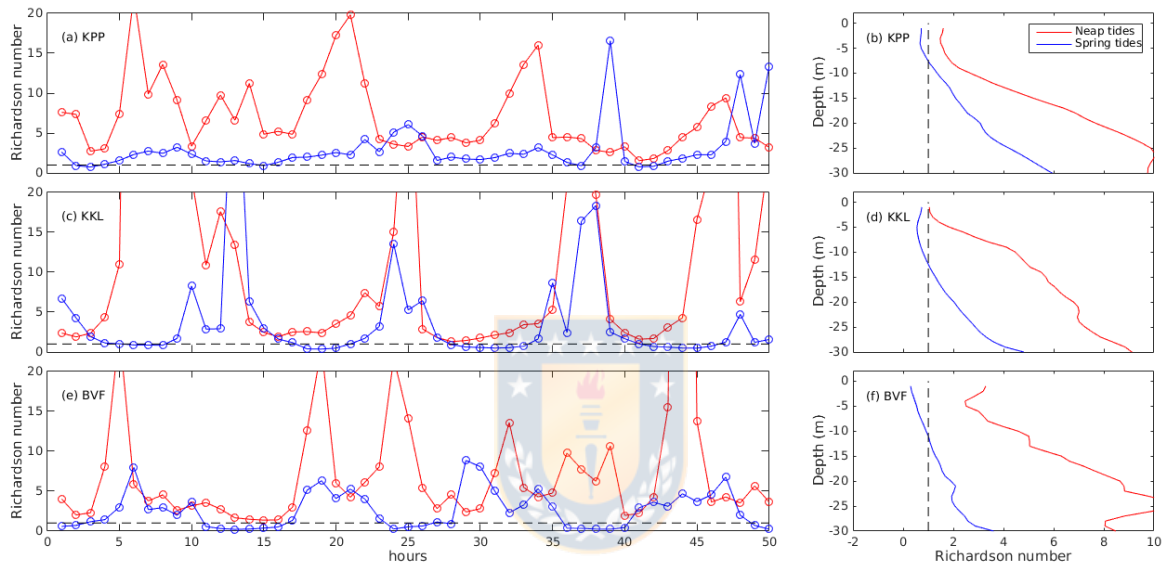


Figura 5.13: Número de Richardson estimado para las diferentes simulaciones. (a,d) KPP, (b,e) KKL, (c,f) BVF.

Una serie temporal del número de Richardson promedio de los primeros 30 m muestra que hay más mezcla en los períodos de sicigia para la simulación con el esquema KPP (Fig. 5.13a). En sicigia, los valores de Ri son casi siempre menores a 5 (47/50 veces), incluso en unas pocas horas se obtienen valores menores a 1. En cuadratura el mínimo valor de Ri es cercano a 3. El perfil promedio en cuadratura se encuentra más estratificado que en sicigia en las simulaciones con el esquema KPP (Fig. 5.13b). Se observan valores de Ri inferiores a 1 en los primeros 7 m durante sicigia.

En el caso de las simulaciones con el esquema KKL podemos observar cierta periodicidad durante los períodos de sicigia y cuadratura (Fig. 5.13c). Los valores de Ri muestran que en los primeros 30 m la columna de agua está bien mezclada en ambos períodos con momentos en cuadratura donde el agua tiende a estar más estratificada. En la simulación que usa KKL se observan valores de Ri menores a 1 en más ocasiones que en las simulaciones con el esquema KPP durante sicigia. En cuadratura se obtuvieron valores de Ri cercanos a 1. Los perfiles promedios muestran que la columna de agua está bien mezclada en los primeros 13 m durante sicigia (Fig. 5.13d). En cuadratura se observan valores de Ri cercanos a 1 solo en los primeros 4 m.

Durante el período de sicigia en la simulación con el esquema BVF se observa que Ri no excede 10 y que los valores menores a 1 coinciden con las mareas bajas (Fig. 5.13e). En cuadratura la columna de agua se mantiene estratificada, excepto en mareas bajas donde existe una mayor mezcla vertical. Se observan valores de

Ri menores a 1 en los primeros 10 m durante sicigia (Fig. 5.13f). En términos generales, el perfil promedio entre 30 m y superficie durante sicigia es el más mezclado en las simulaciones con el esquema BVF en comparación con los esquemas KPP y KKL.

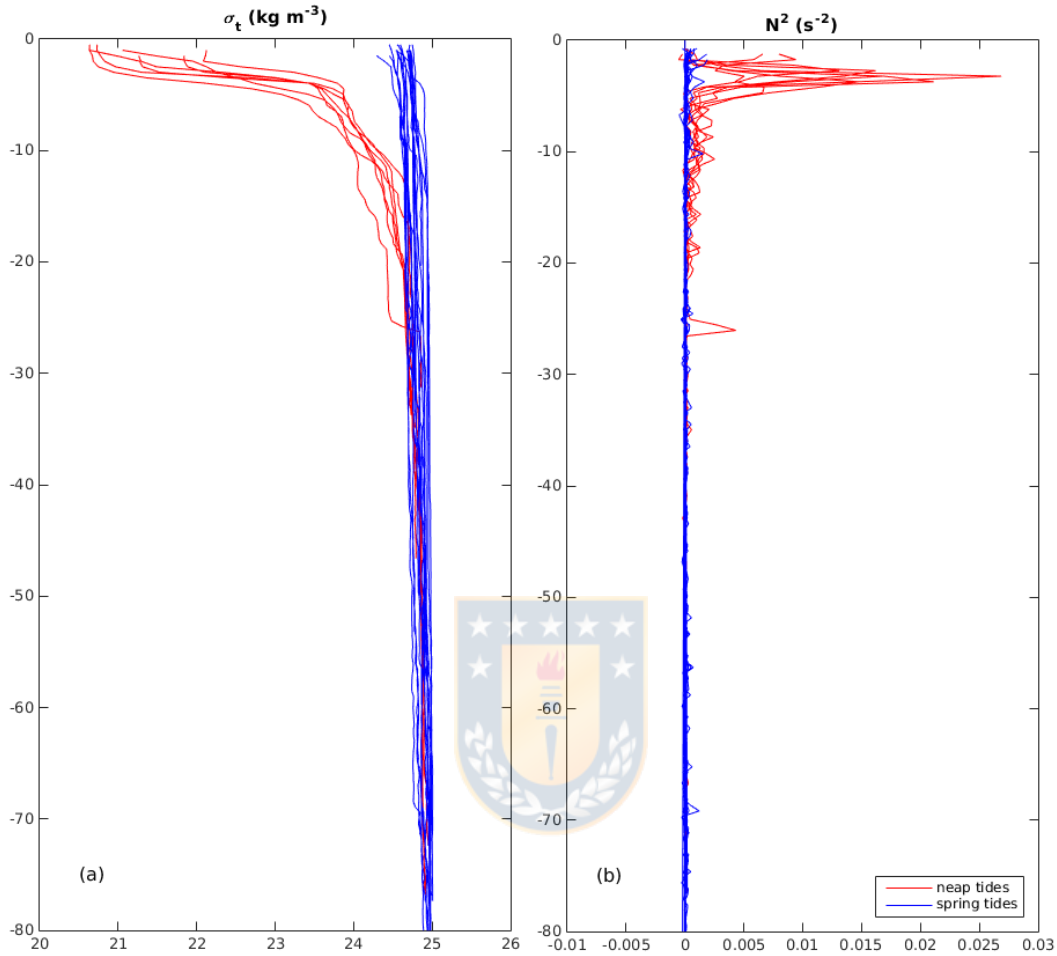


Figura 5.14: (a) Perfiles observados de densidad (σ_t) durante sicigia (azul) y cuadratura (rojo). (b) Lo mismo que en (a) pero para la frecuencia de Brunt-Vaisala (N^2).

Para establecer que simulación representa mejor la estabilidad de la columna de agua durante períodos de sicigia y cuadratura, se compararon estos resultados con datos de CTD tomados en el Canal Desertores durante Julio del 2013. La ubicación de estos datos se muestran en la figura 4.4. Las observaciones muestran una columna de agua mezclada durante sicigia y estratificada durante cuadratura (Fig. 5.14), lo cual se puede apreciar tanto en la densidad como en la frecuencia de Brunt-Vaisala. Calculando Ri para las observaciones (no mostrado aquí) se concluye que la simulación forzada con el esquema de turbulencia KPP es la de mejor desempeño.

5.4. Mezcla inducida por mareas

Para estudiar el efecto de las mareas durante períodos de sicigia y cuadratura en la estratificación y mezcla de la columna de agua utilizamos las simulaciones numéricas 3D del modelo ROMS Agrif del período de Julio del 2013. Dados los resultados de sensibilidad presentados anteriormente, en esta sección utilizaremos las

simulaciones realizadas con el esquema KPP (Large et al., 1994). El nivel del mar modelado dentro del dominio anidado fue validado con información de un mareógrafo ubicado cercano a la ciudad de Castro (Fig. 4.4). Se puede observar como el nivel del mar modelado reproduce correctamente los períodos de sicigia y de cuadratura (Fig. 5.15a). El rango de marea durante sicigia es de aproximadamente 4 m, mientras que en cuadratura el rango disminuye a la mitad con un rango aproximado de 2 m.

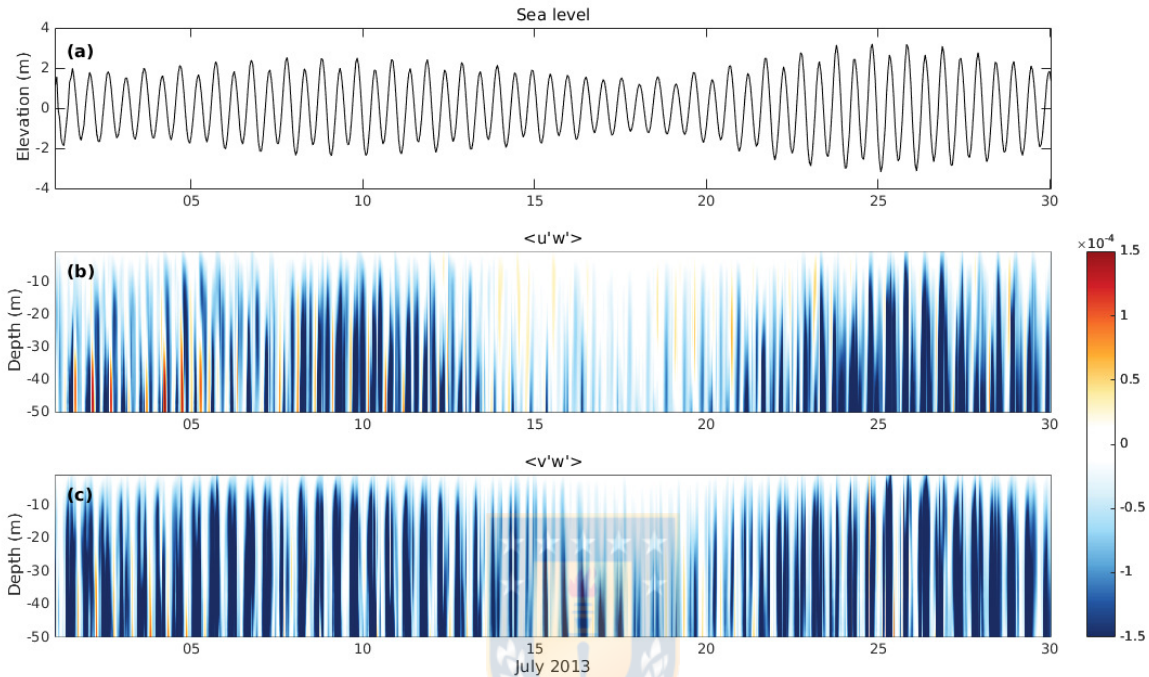


Figura 5.15: (a) Elevación del nivel del mar durante julio de 2013. Estimación de los esfuerzos de Reynolds (b) $\langle u'w' \rangle$ y (c) $\langle v'w' \rangle$.

Las componentes de los esfuerzos de Reynolds muestran que los procesos turbulentos están siendo regulados por variaciones mareales (Souza et al., 2004). En el caso del Paso Desertores, tanto los esfuerzos de Reynolds zonales ($\langle u'w' \rangle$) como meridionales ($\langle v'w' \rangle$) están reguladas por mareas altas y bajas, que se fortalecen o debilitan durante sicigia o cuadratura, respectivamente (Fig. 5.15a). Se observan valores menores de esfuerzo de Reynolds durante las mareas bajas durante sicigia y cuadratura. No se observa claramente una componente dominante, aunque en promedio hay valores más altos en la componente meridional. Los valores máximos de la componente meridional del esfuerzo de Reynolds son del orden de $-7 \times 10^{-4} m^2 s^{-2}$ con una dirección predominante hacia el sur (Fig. 5.15b). Los valores máximos de la componente zonal del esfuerzo de Reynolds son del orden de $-5 \times 10^{-4} m^2 s^{-2}$ con una dirección predominante hacia el oeste (Fig. 5.15b).

Para calcular la energía cinética turbulenta (EKE) se promediaron 48 horas en torno a los rangos máximos de sicigia y cuadratura en la zona marcada en la figura 4.4. La distribución espacial de EKE mostró una dependencia con la batimetría con altos valores en aguas poco profundas ($< 100 m$). Los valores más altos de EKE se observan en superficie en ambos períodos. La EKE promediada en superficie es mayor durante las mareas en sicigia (Fig. 5.16a) con valores máximos de $0.49 m^2 s^{-2}$. En contraste durante mareas en período de cuadratura los valores no superan los $0.1 m^2 s^{-2}$ (Fig. 5.16b). Esto también se observa al considerar el perfil promedio de EKE, donde en sicigia se tiene un valor medio de $\sim 0.15 m^2 s^{-2}$, mientras que este valor disminuye en un orden de magnitud durante cuadratura (Fig. 5.16c).

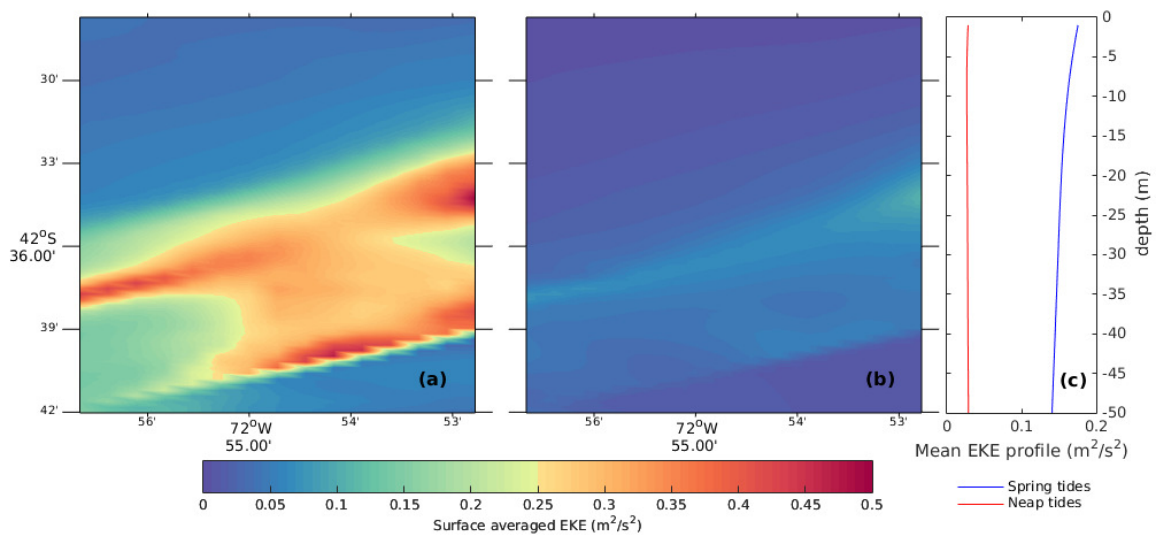


Figura 5.16: EKE superficial promedio calculada con mediciones de CTD durante las mareas en: (a) sicigia, y (b) cuadratura. (c) Perfiles EKE promedios durante sicigia y cuadratura.

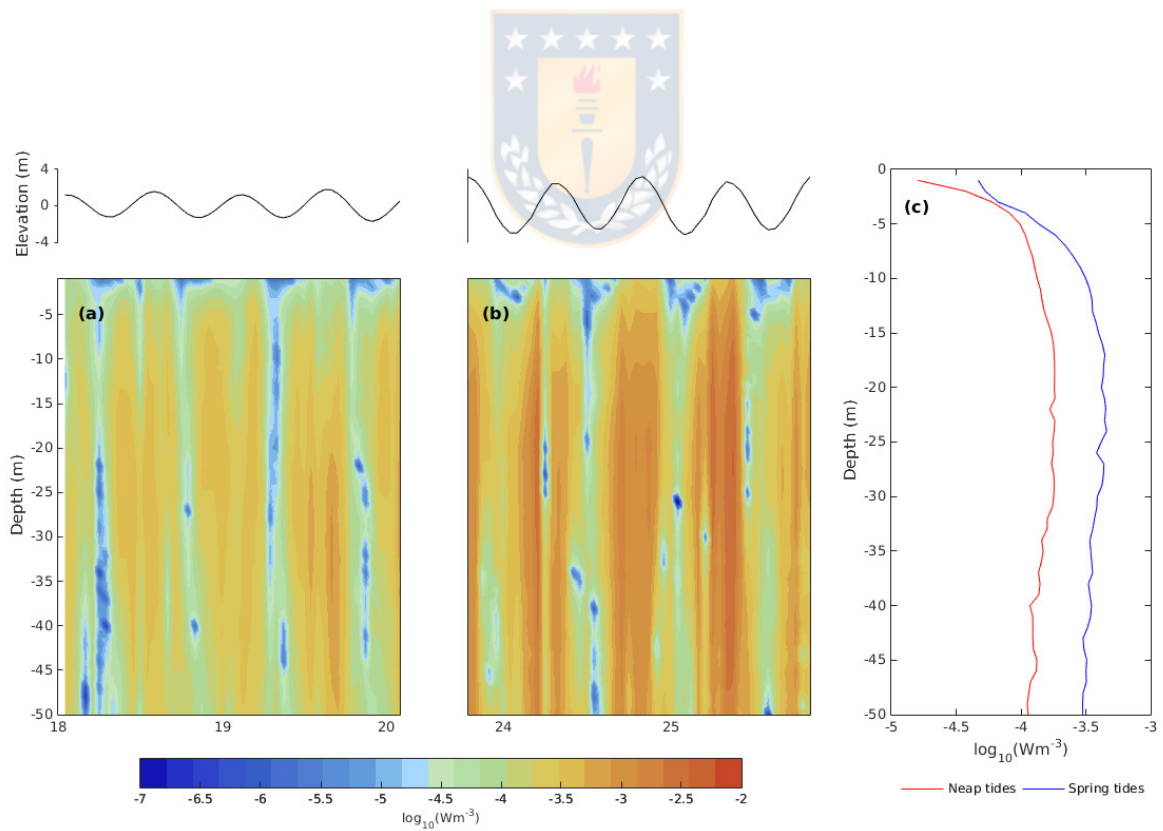


Figura 5.17: Estimación de la tasa de producción de energía cinética turbulenta en Wm^{-3} durante (a) cuadratura, (b) sicigia. (c) El perfil TKE promedio durante las mareas de sicigia y cuadratura.

La tasa más alta de producción de TKE se observa durante sicigia en toda la columna de agua. Durante cuadratura la producción de TKE se reduce al final del periodo vaciante y en bajamar aumentando en llenante y pleamar (Fig. 5.17a). Este comportamiento es similar durante sicigia con la diferencia que los valores máximos son mayores (Fig. 5.17b). La producción media de EKE (Fig. 5.17c) muestra un perfil con valores más bajos en la superficie ($2.7 \times 10^{-5} Wm^{-3}$ en cuadratura, $7.2 \times 10^{-5} Wm^{-3}$ en sicigia), y valores máximos en $\sim 25 m$ de profundidad ($2.5 \times 10^{-4} Wm^{-3}$ en cuadratura y $7.5 \times 10^{-4} Wm^{-3}$ en sicigia).



Capítulo 6

Discusión

Una simulación barotrópica del Mar Interior de Chile (MIC) para que sea útil debe ser capaz de reproducir amplitudes relativamente mayores del rango de marea en la parte norte (más de 7 m en Puerto Montt y Seno del Reloncaví) en contraste con el rango de marea en la Boca del Guafo (2 m). En otras palabras, el modelo debe poder reproducir el efecto de resonancia que se produce en el rango mareal al ingresar al MIC (Aiken, 2008). La propagación y amplificación de la marea al interior del MIC obtenida en nuestra simulación es consistente con otras simulaciones de modelos barotrópicos en la Patagonia chilena (Aiken, 2008; Marín and Campuzano, 2008). Los valores de RMSE entre las mareas observadas y la elevación mostraron una sobre-estimación entre un 8 % y un 11 % en los puntos analizados. Aunque no se realizaron pruebas específicas de sensibilidad, es probable que estos errores puedan reducirse mejorando la resolución horizontal del modelo, la batimetría y la línea de costa (opinión que es compartida por (Marín and Campuzano, 2008)). Otro aspecto a considerar es la sensibilidad de la marea al interior del MIC a pequeñas variaciones en la amplitud de la marea entrante, la cual actúa como forzante de la marea interior. Estos aspectos serán abordados en futuros estudios usando el modelo barotrópico. Actualmente el modelo ROMS no permite cambiar el valor del coeficiente de fricción de fondo en cada punto de grilla, lo cual permitiría una mejor representación de la marea local.

Nuestras simulaciones son diferentes del modelo 2D implementado por Aiken (2008), ya que este último solo usó una componente de marea en cada simulación. Esta metodología no permite interacciones entre diferentes armónicos de marea, los cuales generan constituyentes no lineales (*overtides*), como M_4 , M_6 . Estos *overtides* se han registrado en el Canal de Chacao (Cáceres et al., 2002) y aparecen tanto en las observaciones de marea como en las simulaciones numéricas, lo que demuestra la importancia de permitirles interactuar. Nuestra simulación utilizó diez componentes de marea simultáneamente con un valor constante de fricción de fondo. El modelo reprodujo *overtides* similares a los observado, pero estos no se analizaron en este trabajo.

La validación de la amplitud de los principales constituyentes semi-diurnos y diurnos es comparable a otros estudios de modelación de mareas en otras regiones, como la plataforma europea NW (Neill et al., 2014; Robins et al., 2015). Un punto importante a tener en cuenta es que limitada información oceanográfica actual en el MIC (Letelier et al., 2011) y, por lo general, esta se concentra en zonas costeras y al centro de canales pequeños (Fig. 4.2). Los rangos de error podrían disminuir si se compararan los resultados de la simulación con datos en áreas más oceánicas dentro del MIC, como los Golfo de Ancud y/o Corcovado. Nuestro modelo muestra un RMSE de 3–5 cms^{-1} en corrientes de marea y un RMSE de 6–18 cm en las amplitudes de los armónicos M_2 y S_2 (Fig. 5.2).

Estudios anteriores han señalado la importancia de considerar la variabilidad de la fase lunar de la marea

en la generación de energía mareomotriz (De Dominicis et al., 2017). En Chile, las evaluaciones de energía mareomotriz se han realizado a través de informes técnicos y existen escasas o nulas publicaciones científicas (validadas por pares) al respecto. Estas evaluaciones consideran los valores máximos de las corrientes de marea y no tienen en cuenta la variabilidad de las diferentes fases de la marea. Estos estudios han utilizado mediciones *in situ* (Cruz et al., 2009) y/o modelos numéricos (Guerra et al., 2017).

Si M_2 y S_2 tienen amplitudes similares hay gran contraste entre sicigia y cuadratura ya que debido a sus diferentes frecuencias ellos se suman en sicigia y se restan en cuadratura (así, en sicigia la marea tendría un rango que es el doble al de M_2 y S_2). Los valores de F_u y R explican las principales diferencias encontradas entre los potenciales sitios de energía mareomotriz, específicamente el bajo valor de R en el Canal Desertores. Los valores más altos de F_u generalmente generan menos potencia energética, y valores más grandes de R generarán un rendimiento energético más continuo, porque la variabilidad entre sicigia y cuadratura es relativamente baja (Robins et al., 2015). Esto indica que la densidad de potencia es menos continua en El Canal Desertores en comparación con el Canal de Chacao.

Cruz et al. (2009) identificó algunos sitios potenciales para la extracción de energía mareomotriz, incluido el Canal de Chacao y las regiones del Golfo de Corcovado (el Canal de Desertores en nuestro caso). Guerra et al. (2017) estimó un promedio de 5 kWm^{-2} en la densidad de potencia cinética en el Canal de Chacao utilizando un modelo 3D. Este valor es corroborado en este estudio con nuestro modelo 2D. Complementamos este valor separando las evaluaciones durante períodos de sicigia y cuadratura, encontrando valores máximos de 40 kWm^{-2} y 10 kWm^{-2} , respectivamente. El Canal Desertores mostró una densidad de potencia de 0.9 kWm^{-2} en promedio, pero con valores más altos durante sicigia.

Aunque las corrientes son claramente más rápidas en el Canal de Chacao que en el Canal de Desertores, debido al rango de operación permitido por este tipo en particular de turbina, ambos son sitios potenciales dada la potencia de salida potencial y teórica obtenida en nuestro modelo. Ambos sitios pueden ser buenas opciones para probar y desarrollar energía mareomotriz. Se podrían incorporar otras consideraciones, como rutas de navegación, zonas de pesca, acuicultura y turismo. Se deberían realizar más investigaciones para analizar la circulación residual de las mareas. Los valores de velocidad podrían modificarse significativamente por el efecto del oleaje tanto en la intensidad como en la dirección e incluso en la misma columna de agua (Senechal et al., 2013). Hashemi et al. (2015) dijo que el efecto del oleaje puede reducir la potencia de la marea entre un 15 % y un 20 % para condiciones invernales promedios o de oleaje extremo. Por lo tanto, se sugiere un estudio adicional con enfoque en el efecto del oleaje en la evaluación de energía mareomotriz.

Para el caso de la evaluación de los cambios en la estratificación de la columna de agua asociados con las variaciones de la marea durante los períodos de sicigia y cuadratura, las observaciones mostraron que durante cuadratura las corrientes mareales son relativamente más pequeñas que durante sicigia, por lo que la mezcla disminuye y permite que el agua se estratifique. Por el contrario, en sicigia las corrientes de marea son más altas ($> 2 \text{ ms}^{-1}$) lo que generara más mezcla, implicando una homogeneización vertical de la columna de agua tanto en temperatura como en salinidad, y por lo tanto, una disminución en la estratificación en el Canal de Desertores. Aunque esta disminución es significativa, todavía es posible observar una ligera estratificación muy cerca de la superficie. Por otro lado, la componente meridional de la velocidad observada muestra una capa superficial delgada ($\sim 2 \text{ m}$) y un flujo débil por debajo de esta profundidad hacia el noroeste, mostrando diferencias considerables con el período de cuadratura, en el que se muestra un flujo por debajo de 5 m hacia el norte, que aumenta con la profundidad hasta 4 veces más que en sicigia.

La escorrentía de agua dulce en la parte norte del MIC proviene de los principales ríos del fiordo Reloncaví (ríos Petrohué, Cochamó y Puelo) con una descarga media anual combinada de $968 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (Silva and Vargas,

2014). Esta descarga de agua dulce durante cuadratura produce una intensificación del modo de circulación estuarina más definido durante cuadratura (cuando hay más estratificación). Por conservación de volumen, un aumento de agua dulce en superficie implica un aumento de aporte de agua salina desde el fondo. Al contrario, en un estuario mixto, la salinidad y el momento se homogeneizan completamente en la vertical logrando que la escorrentía de agua dulce solo puede salir del sistema como un flujo débil de salida (Griffin and LeBlond, 1990).

En un sistema de obstrucción-constricción, el intercambio de agua entre un fiordo y una zona costera se puede regular principalmente por 3 mecanismos: circulación estuarina regulada por el flujo de agua dulce hacia el fiordo; Circulación de aguas profundas, generada por eventos de vientos intensos o propagación de ondas internas; Bombeo de mareas, a través de las mareas altas y bajas (Salinas and Hormazábal, 2004). En el Canal Desertores, las mareas explican el 80 % de la variabilidad de las corrientes (Salinas and Castillo, 2012), principalmente asociada a la marea semi-diurna. Esta dependencia de las mareas también se encuentra en nuestras observaciones y simulaciones numéricas. Valle-Levinson and Blanco (2004) mostraron que en un área de constricción, el esfuerzo del viento superficial está relacionado con las variaciones en el nivel del mar, lo que modifica el equilibrio entre el gradiente de presión y la fricción del fondo generando modificaciones submareales a los flujos de intercambio promedio en un sistema estuarino de 2 capas. Caceres et al. (2003) también describe que el viento y la fricción del fondo pueden causar efectos no lineales, produciendo *overtides* como mareas cuarto-diurnas (M_4) y mareas sexto-diurnas (M_6).

Una dificultad en el modelamiento de la circulación estuarina, la estratificación y la mezcla de la columna de agua tiene relación con la correcta elección de la parametrización de la retroalimentación entre movimientos de gran escala y aquellos no resueltos por la escala de la grilla computacional. Estos movimientos de escalas menores a la grilla del modelo (procesos de sub-grilla) pueden tener un gran impacto en la dinámica de mayor escala. La física de la escala vertical de la sub-grilla a menudo se parametriza con un esquema de clausura turbulenta que calcula los coeficientes de difusión turbulenta o coeficientes de Foucault utilizando un conjunto de ecuaciones y supuestos (Soontiens and Allen, 2017). Hay muchos esquemas de clausura turbulentos en la vertical y no siempre está claro cuál es el mejor para cada escenario. En este estudio, se realizaron experimentos numéricos con diferentes esquemas de turbulencia vertical. La ventaja de este enfoque es que los esquemas de clausura pueden compararse bajo la misma discretización numérica. El resultado muestra que esta parametrización es importante para reproducir la mezcla en el área de estudio durante períodos de sicigia y cuadratura. El esquema KKL demostró que es una parametrización muy eficiente para mezclar durante sicigia, pero que no pudo estratificar la columna de agua durante cuadratura (5.11). Los esquemas KPP y BVF mostraron que podían reproducir esta dualidad en el comportamiento promedio de la columna de agua, con aguas bien mezcladas en sicigia y estratificadas en cuadratura.

Capítulo 7

Conclusiones

El objetivo general de este trabajo de tesis fue determinar patrones de corrientes y mezcla asociados a periodos de sicigia y cuadratura en regiones claves del MIC y analizar sus impactos en las características oceanográficas de la región. Con respecto a la propagación y amplitud de la onda de marea, se reafirma lo encontrados por otros autores. La marea ingresa por la Boca del Guafo y se propaga hacia el norte por el Golfo de Corcovado y hacia el sur por el Canal Moraleda. Se produce una amplificación de las corrientes de marea al ingresar al MIC por efecto de resonancia producido por la interacción de esta onda larga y el largo del MIC. También se encontró que la región esta modulada principalmente por mareas semi-diurnas. Finalmente se encontró que la marea en fases de cuadratura o sicigia es cambiar de estratificar o homogeneizar la columna de agua.

Un objetivo específico de este trabajo de tesis fue evaluar posibles sitios para extracción de energía mareomotriz en la Patagonia chilena y determinar la importancia de la fase lunar en su evaluación. Este estudio ha demostrado que cuando las diferencias de amplitud entre sicigia y cuadratura son significativas, se debe considerar todo el ciclo de la marea y no simplemente los valores promedio o máximos. Encontramos dos zonas potenciales, cada una con valores de velocidades de corriente de marea superiores a 1 ms^{-1} : el Canal de Chacao y el Canal Desertores. El rendimiento de la energía mareomotriz es más continuo en el Canal de Chacao en comparación con el Canal de Desertores, donde la extracción de corrientes de marea solo es posible durante periodos de sicigia. Durante sicigia, la densidad de potencia máxima es de 40 kWm^{-2} en el Canal Chacao y 10 kWm^{-2} en el Canal Desertores, y una turbina SeaGen-S de 2 MW podría obtener una potencia máxima de 739 MWh y 348 MWh, respectivamente.

Esta investigación muestra que es posible evaluar corrientes de marea utilizando un modelo barotrópico. A su vez, permite una mayor investigación de las fuentes potenciales de energía renovable no convencional. La investigación adicional podría explorar otros procesos, incluidos los efectos no lineales producidos por la resonancia, la contribución del producto de advección de los flujos del río o la contribución de la variabilidad del viento. Además, sería interesante calcular cuánta energía mareomotriz podría ser aprovechada por pequeñas poblaciones rurales y/o granjas de acuicultura.

Las mediciones en cuadratura mostraron una columna de agua bien estratificadas, en contraste con las observaciones en sicigia, que mostraron una columna de agua mucho más mezclada. Tanto en sicigia como en cuadratura, se observaron corrientes relativamente intensas con oscilaciones asociadas con las mareas bajas y altas. Durante cuadratura, la componente barotrópica de la corriente mostró una gran asimetría entre las magnitudes del flujos de llenado y vaciado. Antes de la marea alta, la corriente barotrópica no excedía los 20 cms^{-1} , mientras que al vaciar la magnitud de la corriente excedía los 40 cms^{-1} . En el período de sicigia, las

corrientes de marea fueron mucho más altas y las magnitudes de las mareas bajas y altas mostraron una mayor simetría. La componente baroclínica de la corriente también fue significativa en ambos períodos.

Las simulaciones numéricas mostraron que la variabilidad de las mareas entre sicigia y cuadratura modifican la estratificación de la columna de agua. Durante sicigia, la corriente de marea es más intensa y la columna de agua está más mezclada. En cambio, en cuadratura la corriente de marea son menos intensa lo que produce una columna de agua más estratificada. Los experimentos con diferentes esquemas de turbulencia vertical muestran que esta parametrización es importante para reproducir la mezcla en el área de estudio. El esquema KKL demostró que es una parametrización muy eficiente para mezclar durante sicigia, pero que no pudo estratificar la columna de agua durante cuadratura. Los esquemas de KPP y BVF mostraron que podían reproducir esta dualidad en el comportamiento promedio de la columna de agua, con aguas bien mezcladas en sicigia y bien estratificadas en cuadratura.

En resumen, en el canal de Desertoires durante sicigia, las corrientes de marea aumentan produciendo una energía cinética más turbulenta que mezcla de manera eficiente toda la columna de agua. Durante cuadratura, las corrientes de marea disminuyen y la columna de agua se estratifica nuevamente. Estos procesos de mezcla y estratificación, a su vez, están influenciados por las mareas altas y bajas. Este resultado comprueba la hipótesis de este estudio y sugiere que los cambios en el régimen de mareas generan ondas baroclínicas de baja frecuencia capaces de propagarse alrededor de la cuenca.



Capítulo 8

Contribuciones: Artículos y presentaciones

El desarrollo de la presente tesis ha conducido a las siguientes contribuciones:

Publicaciones principales

- **Artal, O.**, Pizarro, O., & Sepúlveda, H. H. (2019). The impact of spring-neap tidal-stream cycles in tidal energy assessments in the Chilean Inland Sea. *Renewable energy*, 139, 496–506.
- **Artal, O.**, Pizarro, O., & Sepúlveda, H. H. (Enviado). Tidal stream and vertical mixing at an energetic channel. *Limnology and Oceanography*

Presentaciones en congresos y seminarios

- **Artal, O.**, Pizarro, O. & Sepúlveda, H. H. Variabilidad de la capa de mezcla en el Paso Desertores en fases de sicigia y cuadratura. V Congreso de Oceanografía Física, Meteorología y Clima del Pacífico Sur Oriental. Concepción. 6–10 Noviembre 2017.
- **Artal, O.**, Pizarro, O. & Sepúlveda, H. H. Evaluación de energía mareomotriz en el Mar Interior de Chiloé según su fase lunar. V Congreso de Oceanografía Física, Meteorología y Clima del Pacífico Sur Oriental. Concepción. 6–10 Noviembre 2017.
- Narváez, D., Brieva, D., Castillo, M., Piñones, A., **Artal, O.**, & Ovalle, E. Avances y desafíos en la modelación hidrodinámica de fiordos y zonas costeras en la Patagonia chilena. V Congreso de Oceanografía Física, Meteorología y Clima del Pacífico Sur Oriental. Concepción. 6–10 Noviembre 2017.
- Ruiz, C., Pinilla, E, Sepulveda, H. H. & **Artal, O.** Desarrollo de un Modelo Operacional para el sur de Chile. V Congreso de Oceanografía Física, Meteorología y Clima del Pacífico Sur Oriental. Concepción. 6–10 Noviembre 2017.
- Sepúlveda, H. H., & **Artal, O.** On teaching ocean numerical modelling – lessons from the classroom. CROCO's Users Meeting 2017. Toulouse, France. 22–24 Mayo 2017.

Bibliografía

- Aiken, C. M. (2008). Barotropic tides of the chilean inland sea and their sensitivity to basin geometry. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C8).
- Antonov, J., Seidov, D., Boyer, T., Locarnini, R., Mishonov, A., Garcia, H., Baranova, O., Zweng, M., and Johnson, D. (2010). World ocean atlas 2009, volume 2: Salinity. s. levitus, ed. noaa atlas nesdis 69. *US Government Printing Office*.
- Arakawa, A. and Lamb, V. R. (1981). A potential enstrophy and energy conserving scheme for the shallow water equations. *Monthly Weather Review*, 109(1):18–36.
- Artal, O., Pizarro, O., and Sepúlveda, H. H. (2019). The impact of spring-neap tidal-stream cycles in tidal energy assessments in the chilean inland sea. *Renewable Energy*, 139:496–506.
- Bahaj, A. and Myers, L. E. (2003). Fundamentals applicable to the utilisation of marine current turbines for energy production. *Renewable Energy*, 28(14):2205–2211.
- Brattström, H. and Dahl, E. (1951). *Reports of the Lund University Chile Expedition 1948-49: 1. General Account, Lists of Stations, Hydrography*. Gleerup.
- Buschmann, A. H., Cabello, F., Young, K., Carvajal, J., Varela, D. A., and Henríquez, L. (2009). Salmon aquaculture and coastal ecosystem health in chile: analysis of regulations, environmental impacts and bioremediation systems. *Ocean & Coastal Management*, 52(5):243–249.
- Buschmann, A. H., Riquelme, V. A., Hernández-González, M. C., Varela, D., Jiménez, J. E., Henríquez, L. A., Vergara, P. A., Guíñez, R., and Filún, L. (2006). A review of the impacts of salmonid farming on marine coastal ecosystems in the southeast pacific. *ICES Journal of Marine Science*, 63(7):1338–1345.
- Cáceres, M. and Valle-Levinson, A. (2010). Variabilidad transversal del flujo y salinidad en paso nao. *Ciencia y Tecnología del Mar*, 33(2).
- Caceres, M., Valle-Levinson, A., and Atkinson, L. (2003). Observations of cross-channel structure of flow in an energetic tidal channel. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 108(C4).
- Cáceres, M., Valle-Levinson, A., Fierro, J., Bello, M., and Castillo, M. (2007). Características del flujo residual en canales pulluche y chacabuco. *Ciencia y Tecnología del Mar*, 30(2).
- Cáceres, M., Valle-Levinson, A., Fierro, J., Valenzuela, C., and Castillo, M. (2010). Variabilidad transversal del flujo y de la densidad en la boca del fiordo aysén. *Ciencia y Tecnología del Mar*, 33(1).

- Cáceres, M., Valle-Levinson, A., Sepúlveda, H. H., and Holderied, K. (2002). Transverse variability of flow and density in a chilean fjord. *Continental Shelf Research*, 22(11-13):1683–1698.
- Calvete, C. and Sobarzo, M. (2011). Quantification of the surface brackish water layer and frontal zones in southern chilean fjords between boca del guafo (43° 30' s) and estero elefantes (46° 30' s). *Continental Shelf Research*, 31(3-4):162–171.
- Cameron, W. and Pritchard, D. (1963). Estuaries, the sea. *John Wiley & Sons*, 2:306–324.
- Cárdenas, J., Aldea, C., and Valdovinos, C. (2008). Moluscos marinos chilenos del norte de la patagonia recolectados durante el crucero de fiordos cimar-10. *Gayana*, 72(2):202–240.
- Carrasco, C. and Silva, N. (2007). Distribución de temperatura, salinidad, oxígeno disuelto y nutrientes entre puerto montt y boca del guafo (cimar 12 fiordos). *Informes Preliminares. Taller de Resultados Crucero CIMAR*, 10:35–46.
- Carrasco, C. and Silva, N. (2010). Comparación de las características oceanográficas físicas y químicas presentes en la zona de puerto montt a la boca del guafo entre el invierno y la primavera de 2004 y entre las primaveras de 1995 y 2004. *Ciencia y Tecnología del Mar*, 33(2).
- Castillo, M., Bello, M., Reyes, H., and Guerrero, Y. (2006). Patrones de corrientes y distribución vertical de temperatura y salinidad en la entrada oceánica del canal darwin en invierno y primavera de 2002. *Ciencia y Tecnología del Mar*, 29(2).
- Castillo, M. I., Cifuentes, U., Pizarro, O., Djurfeldt, L., and Cáceres, M. (2016). Seasonal hydrography and surface outflow in a fjord with a deep sill: the reloncaví fjord, chile. *Ocean Science*, 12(2):533–544.
- Castillo, M. I., Pizarro, O., Cifuentes, U., Ramirez, N., and Djurfeldt, L. (2012). Subtidal dynamics in a deep fjord of southern chile. *Continental Shelf Research*, 49:73–89.
- Castillo, M. I., Pizarro, O., Ramírez, N., and Cáceres, M. (2017). Seiche excitation in a highly stratified fjord of southern chile: the reloncaví fjord. *Ocean Science*, 13(1):145–160.
- Chen, W.-B., Liu, W.-C., and Hsu, M.-H. (2013). Modeling assessment of tidal current energy at kinmen island, taiwan. *Renewable Energy*, 50:1073–1082.
- Cruz, J., Thomson, M., Stavroulia, E., and Rawlinson-Smith, R. (2009). Preliminary site selection—chilean marine energy resources. *Garrad Hassan*.
- De Dominicis, M., Murray, R. O., and Wolf, J. (2017). Multi-scale ocean response to a large tidal stream turbine array. *Renewable Energy*, 114:1160–1179.
- Debreu, L., Marchesiello, P., Penven, P., and Cambon, G. (2012). Two-way nesting in split-explicit ocean models: algorithms, implementation and validation. *Ocean Modelling*, 49:1–21.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M. A., Balsamo, G., Bauer, P., Bechtold, P., Beljaars, A. C. M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Delsol, C., Dragani, R., Fuentes, M., Geer, A. J., Haimberger, L., Healy, S. B., Hersbach, H., Hólm, E. V., Isaksen, L., Kallberg, P., Kohler, M., Matricardi, M., McNally, A. P., Monge-Sanz, B. M., Morcrette, J. J., Park, B., Peubey, C., de Rosnay, P., Tavolato, C., Thépaut, J. N., and Vitart, F. (2011). The era-interim reanalysis: Configuration

- and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656):553–597.
- DiBacco, C., Sutton, D., and McConnico, L. (2001). Vertical migration behavior and horizontal distribution of brachyuran larvae in a low-inflow estuary: implications for bay-ocean exchange. *Marine Ecology Progress Series*, 217:191–206.
- Dionne, J. (1963). Towards a more adequate definition of the st. lawrence estuary. *Zeitschrift für Geomorphologie*, 7:36–44.
- Drévilion, M., Bourdallé-Badie, R., Derval, C., Lellouche, J., Rémy, E., Tranchant, B., Benkiran, M., Greiner, E., Guinehut, S., Verbrugge, N., others Garric, G., Testut, C. E., Laborie, M., Nouel, L., Bahurel, P., Bricaud, C., Crosnier, L., Dombrowsky, E., Durand, E., Ferry, N., Hernandez, F., Le Galloudec, O., Messal, F., and Parent, L. (2008). The godae/mercator-ocean global ocean forecasting system: results, applications and prospects. *Journal of Operational Oceanography*, 1(1):51–57.
- Egbert, G. D. and Erofeeva, S. Y. (2002). Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 19(2):183–204.
- Farmer, D. M. and Freeland, H. J. (1983). The physical oceanography of fjords. *Progress in Oceanography*, 12(2):147–219.
- Fierro, J., Bravo, M., and Castillo, M. (2000). Caracterización del régimen de mareas y corrientes a lo largo del canal moraleda (43 54's-45 17's). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 23:3–14.
- Fischer, H. B., List, J. E., Koh, C. R., Imberger, J., and Brooks, N. H. (1979). *Mixing in inland and coastal waters*. Elsevier.
- Griffin, D. A. and LeBlond, P. H. (1990). Estuary/ocean exchange controlled by spring-neap tidal mixing. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 30(3):275–297.
- Guerra, M., Cienfuegos, R., Thomson, J., and Suarez, L. (2017). Tidal energy resource characterization in chacao channel, chile. *International Journal of Marine Energy*, 20:1–16.
- Gula, J., Molemaker, M., and McWilliams, J. (2015). Topographic vorticity generation, submesoscale instability and vortex street formation in the gulf stream. *Geophysical Research Letters*, 42(10):4054–4062.
- Guzmán, D. and Silva, N. (2002). Caracterización física y química y masas de agua en los canales australes de chile entre boca del guafo y golfo elefantes (crucero cimar-4 fiordos). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 25(2):45–76.
- Haidvogel, D. B., Arango, H. G., Hedstrom, K., Beckmann, A., Malanotte-Rizzoli, P., and Shchepetkin, A. F. (2000). Model evaluation experiments in the north atlantic basin: simulations in nonlinear terrain-following coordinates. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 32(3-4):239–281.
- Hansen, D. and Rattray, M. (1966). New dimensions in estuary classification 1. *Limnology and Oceanography*, 11(3):319–326.
- Hashemi, M. R., Neill, S. P., Robins, P. E., Davies, A. G., and Lewis, M. J. (2015). Effect of waves on the tidal energy resource at a planned tidal stream array. *Renewable Energy*, 75:626–639.

- Herrera, J., Cornejo, P., Sepúlveda, H. H., Artal, O., and Quiñones, R. A. (2018). A novel approach to assess the hydrodynamic effects of a salmon farm in a patagonian channel: Coupling between regional ocean modeling and high resolution les simulation. *Aquaculture*, 495:115–129.
- Kasai, A., Hill, A. E., Fujiwara, T., and Simpson, J. H. (2000). Effect of the earth's rotation on the circulation in regions of freshwater influence. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 105(C7):16961–16969.
- Komar, P. D. (1971). Hydraulic jumps in turbidity currents. *Geological Society of America Bulletin*, 82(6):1477–1488.
- Kundu, P. K., Cohen, I., and Hu, H. (2004). *Fluid Mechanics*. Academic.
- Large, W. G., McWilliams, J. C., and 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.
- Largier, J. L., Hearn, C. J., and Chadwick, D. B. (1996). Density structures in "low inflow estuaries". *Coastal and Estuarine Studies*, pages 227–242.
- Lesieur, M. (1987). *Turbulence in fluids: stochastic and numerical modelling*. Nijhoff Boston, MA.
- Letelier, J., Soto-Mardones, L., Salinas, S., Osuna, P., López, D., Sepúlveda, H. H., Pinilla, E., and Rodrigo, C. (2011). Variabilidad del viento, oleaje y corrientes en la región norte de los fiordos patagónicos de Chile. *Biología Marina y Oceanografía*, 46(3):363–377.
- Locarnini, R., Mishonov, A., Antonov, J., Boyer, T., Garcia, H., Baranova, O., Zweng, M., and Johnson, D. (2010). World ocean atlas 2009, vol. 1. *Temperature*, NOAA Atlas NESDIS, 68.
- Marín, V. H. and Campuzano, F. J. (2008). Un modelo hidrodinámico-barotrópico para los fiordos australes de Chile entre los 41° S y los 46° S. *Ciencia y Tecnología del Mar*, 31(2):125–136.
- Martins, F., Leitão, P., Silva, A., and Neves, R. (2001). 3d modelling in the Sado estuary using a new generic vertical discretization approach. *Oceanologica Acta*, 24:51–62.
- Molinet, C., Valle-Levinson, A., Moreno, C. A., Cáceres, M., Bello, M., and Castillo, M. (2006). Effects of sill processes on the distribution of epineustonic competent larvae in a stratified system of southern Chile. *Marine Ecology Progress Series*, 324:95–104.
- Neill, S. P., Hashemi, M. R., and Lewis, M. J. (2014). The role of tidal asymmetry in characterizing the tidal energy resource of Orkney. *Renewable Energy*, 68:337–350.
- Olivares, G., Sepúlveda, H., and Yannicelli, B. (2015). Definition of sanitary boundaries to prevent ISAV spread between salmon farms in southern Chile based on numerical simulations of currents. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 158:31–39.
- Pantoja, S., Iriarte, J. L., and Daneri, G. (2011). Oceanography of the Chilean Patagonia. *Continental Shelf Research*, 31(3-4):149–153.
- Pawlowicz, R., Beardsley, B., and Lentz, S. (2002). Classical tidal harmonic analysis including error estimates in Matlab using `t_tide`. *Computers & Geosciences*, 28(8):929–937.
- Penven, P., Debreu, L., Marchesiello, P., and 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.

- Pickard, G. (1971). Some physical oceanographic features of inlets of Chile. *Journal of the Fisheries Board of Canada*, 28(8):1077–1106.
- Pinet, P. R. (2011). *Invitation to oceanography*. Jones & Bartlett Publishers.
- Pingree, R. and Griffiths, D. (1981). S 2 tidal simulations on the north-west European shelf. *Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom*, 61(3):609–616.
- Robins, P. E., Neill, S. P., Lewis, M. J., and Ward, S. L. (2015). Characterising the spatial and temporal variability of the tidal-stream energy resource over the northwest European shelf seas. *Applied Energy*, 147:510–522.
- Rodrigo, C. (2006). Topografía submarina en canales de la Patagonia Norte. *Avances en el conocimiento oceanográfico de las aguas interiores chilenas, Puerto Montt a Cabo de Hornos*, pages 19–23.
- Salinas, S. and Castillo, M. (2012). Caracterización de las corrientes mareales y submareales en canal Desertores (42° 42' S; 72° 50' W). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 35:5–18.
- Salinas, S. and Hormazábal, S. (2004). Capacidad de transporte de la constricción de Meninea para un flujo de dos capas y el efecto de la corriente de marea. *Ciencia y Tecnología del Mar*, 27:5–15.
- Sandwell, D. T., Gille, S., and Smith, W. (2002). Bathymetry from space: Oceanography, geophysics, and climate. *Geoscience Professional Services, Bethesda, MD*.
- Senechal, N., Sottolichio, A., Bertrand, F., Goeldner-Gianella, L., and Garlan, T. (2013). Observations of waves' impact on currents in a mixed-energy tidal inlet: Arcachon on the southern French Atlantic coast. *Journal of Coastal Research*, 65(sp2):2053–2059.
- Shchepetkin, A. F. and 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.
- Siedler, G. and Paul, U. (1991). Barotropic and baroclinic tidal currents in the eastern basins of the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 96(C12):22259–22271.
- Sievers, H. (2008). Water masses and circulation in austral Chilean channels and fjords. *Progress in the oceanographic knowledge of Chilean interior waters, from Puerto Montt to Cape Horn*, pages 53–58.
- Silva, N., Calvete, C., and Sievers, H. (1997). Características oceanográficas físicas y químicas de canales australes chilenos entre Puerto Montt y Laguna San Rafael (crucero CIMAR-FIORDO 1). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 20:23–106.
- Silva, N., Calvete, C., and Sievers, H. (1998). Masas de agua y circulación general para algunos canales australes entre Puerto Montt y Laguna San Rafael, Chile (crucero CIMAR-FIORDO 1). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 21:17–48.
- Silva, N. and Guerra, D. (2008). Distribución de temperatura, salinidad, oxígeno disuelto y nutrientes en el canal Pulluche-Chacabuco, Chile (crucero CIMAR 9 FIORDOS). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 31(2):29–43.
- Silva, N. and Guzmán, D. (2006). Condiciones oceanográficas físicas y químicas, entre boca del Guafo y Fiordo Aysén (crucero CIMAR 7 FIORDOS). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 29(1).
- Silva, N., Sievers, H., and Prado, R. (1995). Características oceanográficas y una proposición de circulación, para algunos canales australes de Chile entre 41° 20' S y 46° 40' S. *Revista de Biología Marina*, 30(2):207–254.

- Silva, N. and Valdenegro, A. (2008). Caracterización oceanográfica de canales australes chilenos entre la boca del guafo y los canales pulluche-chacabuco (cimar 8 fiordos). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 31(1):5–44.
- Silva, N. and Vargas, C. A. (2014). Hypoxia in chilean patagonian fjords. *Progress in Oceanography*, 129:62–74.
- Soontiens, N. and Allen, S. E. (2017). Modelling sensitivities to mixing and advection in a sill-basin estuarine system. *Ocean Modelling*, 112:17–32.
- Soto, D., Jara, F., and Moreno, C. (2001). Escaped salmon in the inner seas, southern chile: facing ecological and social conflicts. *Ecological Applications*, 11(6):1750–1762.
- Soto, D. and Norambuena, F. (2004). Evaluation of salmon farming effects on marine systems in the inner seas of southern chile: a large-scale mensurative experiment. *Journal of Applied Ichthyology*, 20(6):493–501.
- Souza, A. J., Alvarez, L. G., and Dickey, T. D. (2004). Tidally induced turbulence and suspended sediment. *Geophysical Research Letters*, 31(20).
- Stigebrandt, A. (1990). On the response of the horizontal mean vertical density distribution in a fjord to low-frequency density fluctuations in the coastal water. *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*, 42(5):605–614.
- Stigebrandt, A. (2012). Hydrodynamics and circulation of fjords. *Encyclopedia of Lakes and Reservoirs*, pages 327–344.
- Tennekes, H., Lumley, J. L., Lumley, J., et al. (1972). *A first course in turbulence*. MIT press.
- Thomson, R. E. and Emery, W. J. (2014). *Data analysis methods in physical oceanography*. Newnes.
- Turner, J. S. (1979). *Buoyancy effects in fluids*. Cambridge university press.
- Umlauf, L. and Burchard, H. (2003). A generic length-scale equation for geophysical turbulence models. *Journal of Marine Research*, 61(2):235–265.
- Valenzuela, M. and Avaria, S. (2009). Distribución del microfitoplancton marino entre el seno reloncaví y boca del guafo en invierno y primavera de 2005 (crucero cimar 11 fiordos). *Ciencia y Tecnología del Mar*, 32(2):43–77.
- Valle-Levinson, A. (2008). Density-driven exchange flow in terms of the kelvin and ekman numbers. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C4).
- Valle-Levinson, A. (2010). *Contemporary issues in estuarine physics*. Cambridge University Press.
- Valle-Levinson, A. and Atkinson, L. P. (1999). Spatial gradients in the flow over an estuarine channel. *Estuaries*, 22(2):179–193.
- Valle-Levinson, A. and Blanco, J. L. (2004). Observations of wind influence on exchange flows in a strait of the chilean inland sea. *Journal of Marine Research*, 62(5):720–740.
- Valle-Levinson, A., Caceres, M. A., and Pizarro, O. (2014). Variations of tidally driven three-layer residual circulation in fjords. *Ocean Dynamics*, 64(3):459–469.

- Valle-Levinson, A., Jara, F., Molinet, C., and Soto, D. (2001). Observations of intratidal variability of flows over a sill/contraction combination in a chilean fjord. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 106(C4):7051–7064.
- Valle-Levinson, A., Sarkar, N., Sanay, R., Soto, D., and León, J. (2007). Spatial structure of hydrography and flow in a chilean fjord, estuario reloncaví. *Estuaries and Coasts*, 30(1):113–126.
- Vallis, G. K. (2017). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press.
- Warner, J. C., Geyer, W. R., and Lerczak, J. A. (2005a). Numerical modeling of an estuary: A comprehensive skill assessment. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C5).
- Warner, J. C., Sherwood, C. R., Arango, H. G., and Signell, R. P. (2005b). Performance of four turbulence closure models implemented using a generic length scale method. *Ocean Modelling*, 8(1-2):81–113.
- Wolanski, E. (1986). An evaporation-driven salinity maximum zone in australian tropical estuaries. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 22(4):415–424.

