

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



Maestría en Ciencias en Oceanografía Física

Efecto del oleaje en la capa límite superficial del océano

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

Presenta:

Daniel Santiago Peláez Zapata

Ensenada, Baja California, México
2018

Tesis defendida por:
Daniel Santiago Peláez Zapata

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Francisco Javier Ocampo Torres
Director de tesis

Dr. Oscar Sosa Nishizaki

Dr. José Pedro Osuna Cañedo

Dr. Héctor García Nava



Dr. Cuauhtémoc Turrent Thompson
Coordinador del Posgrado en Oceanografía Física

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Daniel Santiago Peláez Zapata © 2018

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

Resumen de la tesis que presenta Daniel Santiago Peláez Zapata como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Oceanografía Física.

Efecto del oleaje en la capa límite superficial del océano

Resumen aprobado por:

Dr. Francisco Javier Ocampo Torres
Director de tesis

El oleaje es uno de los procesos claves para entender la dinámica de la parte superior del océano y su interacción con la atmósfera. Sin embargo, no existen muchas observaciones que permitan entender el efecto del oleaje en la capa límite superficial del océano. En este trabajo se presentan mediciones de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta en los primeros 80 m de profundidad, realizadas con un perfilador vertical de microestructura. De manera simultánea, se midió el flujo de momentum y variables meteorológicas en la interfase entre el océano y la atmósfera usando una Boya Oceanográfica y de Meteorología Marina (BOMM). Se estimó el espectro direccional del oleaje usando el método WDM (*Wavelet Directional Method*) y el esfuerzo inducido por las olas usando la teoría casi lineal de crecimiento del oleaje. Los resultados indican que la velocidad de fricción presenta un comportamiento parabólico con respecto a la rapidez del viento a 10 metros en condiciones neutrales, sin embargo, cuando aumenta la energía del *swell*, aumenta la velocidad de fricción. Durante las condiciones observadas, donde dominó el oleaje generado por tormentas lejanas, se estimó que hasta un 35 % del flujo de momentum del viento se transfiere directamente a las olas. Entre más momentum se transfiere a las olas, más energía se disipa al océano. Los resultados sugieren que cuando se presentan condiciones de equilibrio en las altas frecuencias del espectro, se intensifica la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta cerca de la superficie. Finalmente, se encontró que al incluir el gradiente vertical de la deriva de Stokes como un término de producción dentro del balance de energía cinética turbulenta, la tasa de disipación es representada de manera más adecuada.

Palabras clave: oleaje, capa límite superficial, tasa de disipación de TKE, interacción océano-atmósfera

Abstract of the thesis presented by Daniel Santiago Peláez Zapata as a partial requirement to obtain the Master of Sciences degree in Physical Oceanography.

Effect of waves in the upper ocean boundary layer

Abstract approved by:

Dr. Francisco Javier Ocampo Torres
Thesis Advisor

Surface gravity waves represent a key process to determine the dynamics of the upper ocean and its interaction with the lower atmosphere. However, there are relatively few observations that could allow us to understand the effect of the waves in the upper ocean boundary layer. This work presents measurements of the dissipation rate of turbulent kinetic energy in the upper 80 m, collected with a free-fall vertical microstructure profiler. Simultaneously, measurements of air-sea momentum flux and meteorological conditions were made using an Oceanographic and Marine Meteorology Buoy (BOMM). Directional wave spectra were computed using the Wavelet Directional Method (WDM). Wave-induced stress was estimated using the quasi-linear theory of wave growth. Air-side friction velocity shows a quadratic behavior with the 10 meters wind speed at neutral conditions. However, the results show an increase (decrease) of the friction velocity as the swell energy increases (decreases), which suggests that the friction velocity is not well modelled solely with the wind speed but the sea-state play an important role and must be included in the parameterisation. The results show that almost 35% of the wind stress is transferred to the waves. This is expected since swell prevailed under wind-sea waves during the experiment. The more momentum is transferred from the atmosphere to the waves, the more energy is dissipated from the waves to the ocean. Results suggest that when the wave spectrum shows an equilibrium in the high frequency range, an enhanced dissipation rate is observed near to the sea surface. Finally, comparisons of different parameterisations of dissipation rates, indicate that when Stokes drift production term is included in the balance of turbulent kinetic energy, the dissipation rate is better represented when only the law of the wall scaling is used.

Palabras clave: surface waves, surface boundary layer, dissipation rate of TKE, air-sea interaction

*«Big whirls have little whirls that feed on their velocity,
and little whirls have lesser whirls and so on to viscosity.»*

L. F. Richardson



Agradecimientos

Agradezco al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría y por permitirme llevar a cabo satisfactoriamente esta etapa de mi formación. A mi *alma mater*, la Universidad Nacional de Colombia sede Medellín, especialmente a la Facultad de Minas y al Grupo de Investigación en Oceanografía e Ingeniería Costera (OCEANICOS), por haberme provisto de conocimientos y herramientas que han sido fundamentales en mi vida académica y personal. Agradezco a la tripulación de la Embarcación Menor “Rigel”: Iván Castro, José Luis Cadena y Juan Carlos Leñero, al igual que al Chun-Kun y a César Coronado de la embarcación “Calhypso”, por el apoyo brindado durante las campañas de medición. Al personal administrativo del Departamento de Oceanografía Física, Alondra Preciado, Sofía Zazueta, Julieta Castro y Lupita Pacheco, por su apoyo en los trámites relacionados con las salidas de campo. Un agradecimiento muy especial a toda la comunidad de desarrolladores de software libre, especialmente a todos los creadores y *maintainers* de SciPy.org (IPython, NumPy, SciPy, matplotlib, entre otros) y toda la gente detrás de GitHub, LaTeX y VIM, sin su entusiasmo y dedicación por el software libre esta tesis no hubiera sido posible.

Gracias a mi director Paco Ocampo y a los miembros de mi comité, Pedro Osuna, Oscar Sosa y Héctor García, por sus valiosos comentarios y sugerencias durante el desarrollo de este trabajo. Un agradecimiento muy especial a todos los profesores de Departamento de Oceanografía Física, particularmente a Manuel López, Luis Zabala, Julio Sheinbaum, Alejandro Parés, Pepe Ochoa, Paula Pérez, y José Gómez, quienes me enseñaron a ver el mundo desde la perspectiva de un oceanógrafo físico. A mis compañeros de generación, Nemo, Raúl, Lenin, Javier, Arturo, Eduardo, Flor y Nadia, por los buenos tiempos. A todos mis parceros y compañeros del grupo de oleaje, Marco, Rodrigo, Chiapas, Pancho, Jacinto, Isaac, Tito, Erick, Meli, Lucía, Laurita, Jessica, Reginaldo, Guillermo, Bernardo, Nicolás, Aimie, René, Monty, Diego L., Diego G., Vlado, y los demás, gracias a todos los que me acompañaron a las salidas de campo y gracias por todas las interesantes discusiones que tuvimos durante todo este tiempo. A los demás compañeros del posgrado Karina, Brenda, Mauro, el Javi, Chilango, y los otros. Gracias a todos por los buenos momentos. Finalmente, gracias infinitas a mi familia, a mis padres Danilo y Eunice, a mis hermanos Felipe y Carolina, gracias por todo lo que me han dado. A mis parceros de toda la vida, Juan

y Camilo, gracias por apoyarme en todo momento. A Julián, a Susana, y a Moni, gracias por estar pendientes de mí.

Este estudio es parte del proyecto No. 201441 “Implementación de redes de observación oceanográficas (físicas, geoquímicas, ecológicas) para la generación de escenarios ante posibles contingencias relacionadas con la exploración y producción de hidrocarburos en aguas profundas del Golfo de México”, financiado por el fondo sectorial SENER-CONACyT de Hidrocarburos. Esta es una contribución del Consorcio de Investigación del Golfo de México (CIGoM).

Tabla de contenido

| | Página |
|--------------------------------------------------------------------|---------------|
| Resumen en español | ii |
| Resumen en inglés | iii |
| Agradecimientos | v |
| Lista de figuras | viii |
| Lista de tablas | ix |
| Capítulo 1. Introducción | 1 |
| 1.1 Antecedentes | 1 |
| 1.2 Justificación | 3 |
| 1.3 Objetivos | 3 |
| 1.4 Marco teórico | 4 |
| Capítulo 2. Metodología | 10 |
| 2.1 Observaciones en la interfase océano-atmósfera | 10 |
| 2.1.1 Boya Oceanográfica y de Meteorología Marina - BOMM | 10 |
| 2.1.2 Correcciones por el movimiento | 13 |
| 2.1.3 Estimación del espectro direccional del oleaje | 14 |
| 2.2 Estimación del flujo de momentum | 19 |
| 2.3 Estimación de la tasa de disipación de TKE | 20 |
| 2.4 Campaña de medición | 27 |
| Capítulo 3. Resultados y discusión | 29 |
| 3.1 Condiciones meteorológicas y estado de mar | 29 |
| 3.2 Flujos de momentum océano-atmósfera | 33 |
| 3.3 Tasa de disipación de la TKE | 37 |
| Capítulo 4. Conclusiones | 43 |
| Literatura citada | 45 |

Lista de figuras

| Figura | | Página |
|---------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| 1 | Esquema de los procesos que intervienen en la capa límite superficial | 9 |
| 2 | Fotografía de la BOMM en la Isla Todos Santos | 11 |
| 3 | Distribución de los alambres de capacitancia en la BOMM | 12 |
| 4 | Transformada de wavelet de la elevación de la superficie libre | 17 |
| 5 | Fotografía del perfilador VMP-250 con la ubicación de los sensores | 20 |
| 6 | Depuración de datos anómalos en los datos del corte de la velocidad | 22 |
| 7 | Corrección de los espectros del corte por la vibración del sensor | 24 |
| 8 | Perfil de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta | 26 |
| 9 | Localización de la BOMM cerca de la Isla Todos Santos | 27 |
| 10 | Series de tiempo de las variables meteorológicas observadas con la BOMM | 30 |
| 11 | Histograma direccional de rapidez del viento y altura de ola | 31 |
| 12 | Series de tiempo de las condiciones del estado del mar | 32 |
| 13 | Espectros direccionales del oleaje | 33 |
| 14 | Serie de tiempo de la magnitud de la deriva de Stokes | 34 |
| 15 | Velocidad de fricción en función de la rapidez del viento | 35 |
| 16 | Esfuerzo del viento en función del inverso de la edad de la ola | 36 |
| 17 | Perfiles de temperatura, salinidad, densidad potencial y frecuencia de flotabilidad | 38 |
| 18 | Perfiles observados de la tasa de disipación de la TKE | 39 |
| 19 | Perfiles de la tasa de disipación de la TKE durante oleaje moderado y bajo | 40 |
| 20 | Perfiles de la tasa de disipación de la TKE durante oleaje energético | 42 |

Lista de tablas

| Tabla | | Página |
|--------------|-----------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| 1 | Lista de los instrumentos instalados en la BOMM | 12 |
| 2 | Número de perfiles de la tasa de disipación de la TKE realizados en cada fecha. | 28 |

Capítulo 1. Introducción

1.1. Antecedentes

Las olas juegan un papel importante en dinámica de la capa límite superficial del océano, ya que determinan en gran medida los procesos de transferencia de momentum, calor y gases, que son cruciales en la regulación del sistema climático a escala global (Belcher *et al.*, 2012; Sullivan y McWilliams, 2010). El oleaje es una de las principales fuentes de inyección de energía cinética turbulenta (TKE; *Turbulent Kinetic Energy*) hacia el océano, por lo que es un componente clave en la mezcla de la capa límite superficial (Cavaleri *et al.*, 2012; Sutherland *et al.*, 2013). Hay evidencias que muestran que el oleaje puede modificar la manera en la que se transfiere el momentum de la atmósfera al océano (Donelan *et al.*, 2004; García-Nava *et al.*, 2009). Existen al menos tres mecanismos asociados con el oleaje que influyen en la mezcla de la capa límite (Babanin, 2009): la inyección directa de turbulencia producida por el rompimiento de las olas, la cual está limitada a una profundidad del orden de la altura de la ola; la producción de turbulencia por los gradientes espaciales de las velocidades orbitales de las olas, que influyen hasta una profundidad del orden de la longitud de onda; y la producción de turbulencia debida al corte vertical de la deriva de Stokes, que está asociada con las celdas de Langmuir, y cuya influencia se puede extender a toda la capa mezclada.

Muchos trabajos que han investigado el efecto de las olas en la capa límite superficial, se han realizado con modelos LES (*Large Eddy Simulation*; Harcourt y D'Asaro, 2008; McWilliams *et al.*, 2014; Sullivan *et al.*, 2012). Algunos de ellos sugieren que las celdas de Langmuir pueden generar velocidades verticales de hasta 5 veces la velocidad de fricción en el agua y que, cuando la profundidad de influencia de la deriva de Stokes es al menos el 75 % de la profundidad de la capa mezclada, la turbulencia de Langmuir intensifica la mezcla en la capa límite (Sullivan *et al.*, 2012). La principal limitación de estos modelos es su alto costo computacional, como consecuencia de esto, los estudios se han limitado a condiciones de equilibrio entre el viento y el oleaje. En la naturaleza, estas condiciones de equilibrio rara vez se presentan, principalmente debido a cambios rápidos en el viento, al crecimiento de las olas limitado por el fetch, a la presencia de *swell* que interactúa con el oleaje local, entre otros, (McWilliams *et al.*, 2014).

Algunos autores han abordado el problema del efecto de las olas en la capa límite usando modelos de circulación general del océano, comparando los resultados al incluir el forzamiento de las olas y evaluando el efecto a largo plazo y el impacto en el clima global. (Belcher *et al.*, 2012; D'Asaro *et al.*, 2014; McWilliams y Restrepo, 1999; Qiao *et al.*, 2004). La mayoría de estos trabajos concluyen que al incluir los términos asociados con el oleaje, los resultados de los modelos se ajustan mejor a las observaciones. Belcher *et al.* (2012) presentan una comparación de resultados del modelo de circulación global HadGEM3 con observaciones de derivadores Argo, promediados en un período de 20 años. Esta comparación presenta evidencia que los actuales modelos del clima global, generalmente no reproducen bien la mezcla en la capa límite superficial del océano. Por ejemplo, en el océano del sur la profundidad de la capa mezclada se subestima aproximadamente 60 %, particularmente durante el invierno del hemisferio norte. Si bien los errores en los modelos de circulación pueden deberse a múltiples factores, como incertidumbre en las condiciones de frontera, resolución de los modelos, parametrizaciones, entre otros, se cree que la contribución de los procesos físicos inducidos por el oleaje es fundamental en la dinámica de la capa límite superficial del océano (Belcher *et al.*, 2012).

A partir del análisis de datos de dos experimentos, uno en un lago con olas por energéticas y otro en el océano abierto con olas más energéticas, ambos con condiciones de viento y flujos de flotabilidad similares, D'Asaro *et al.* (2014) observaron una mayor energía cinética turbulenta y una capa mezclada más profunda en el océano abierto en comparación con el lago. Sus resultados son consistentes con los modelos de turbulencia de Langmuir, donde es la deriva de Stokes y no el rompimiento de las olas, el mecanismo dominante en la intensificación de la turbulencia en la capa límite.

Debido a la complejidad en las mediciones y a que se requieren instrumentos especializados, existen relativamente pocas observaciones simultáneas de oleaje y turbulencia. Muchos de los estudios presentan algunas limitaciones, específicamente en la información relacionada con el oleaje. Por ejemplo, Huang *et al.* (2012) usan un modelo global de predicción del tiempo para obtener los parámetros integrales del oleaje. Por otra lado, Greenan *et al.* (2001) usan una boya *Datawell WaveRider* para estimar el espectro direccional del oleaje, la cual solo puede resolver olas con período mayor a 1.5 s. Por otro lado, Sutherland *et al.* (2013, 2014) miden el espectro en frecuencia con un altímetro que sólo puede resolver olas con períodos mayores a 2 s. La baja resolución en la estimación del espectro representa una importante limitación, por ejemplo para estimar la deriva de Stokes, que es altamente dependiente de la energía del espectro en las altas frecuencias del espectro (Rascle *et al.*, 2006).

El presente documento está organizado de la siguiente manera: en las secciones 1.2 y 1.3 se presentan la justificación y los objetivos del presente trabajo, respectivamente. En la sección 1.4 se presentan los conceptos y el marco teórico de la dinámica de la capa límite y el oleaje. En el capítulo 2 se hace una descripción de las observaciones en la interfase océano-atmósfera, el procesamiento de los datos, la estimación del espectro direccional y el cálculo del flujo de momentum. Se presentan también detalles sobre la metodología usada para el cálculo de la tasa de disipación a partir de las mediciones de corte vertical de la velocidad. Finalmente, en el capítulo 3 se discuten los resultados obtenidos y en el capítulo 4 se presentan las conclusiones del trabajo.

1.2. Justificación

La falta de observaciones en la capa superior del océano dificulta el planteamiento de modelos teóricos que describan los procesos adecuadamente (Sutherland *et al.*, 2013). Por otro lado, son pocos los estudios que presentan mediciones simultáneas de la tasa de disipación de la TKE y espectro direccional del oleaje, lo que hace más difícil aún el entendimiento del efecto de las olas en la capa límite superficial. Considerando a la importancia que tienen las olas en los procesos que ocurren en la capa límite y las pocas observaciones existentes, en este trabajo se presentan mediciones de la tasa de disipación de la TKE con una perfilador vertical de microestructura, además de observaciones de las condiciones atmosféricas y oceánicas en la capa límite, incluyendo el espectro direccional del oleaje con alta resolución, con el fin de determinar la importancia relativa de las olas en la capa límite superficial del océano.

1.3. Objetivos

Objetivo general

Estudiar la importancia relativa del oleaje en la evolución de la capa límite superficial del océano mediante el análisis de observaciones del flujo de momentum y la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta en un perfil vertical.

Objetivos específicos

1. Cuantificar el flujo de momentum entre el océano y la atmósfera mediante mediciones directas.
2. Estimar el perfil vertical de la tasa de disipación de energía cinética turbulenta.
3. Determinar la posible relación entre los perfiles de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta con la dinámica del oleaje.

1.4. Marco teórico

La evolución de la capa límite superficial del océano en presencia del oleaje está controlada por un amplio rango de procesos. Existen principalmente dos representaciones de las ecuaciones de movimiento que vinculan el oleaje con la circulación de la capa superior del océano (Ardhuin *et al.*, 2008; Lane *et al.*, 2007; Mellor, 2003, 2016). La primera se basa en la incorporación de un término conocido como el tensor de esfuerzos de radiación (Longuet-Higgins y Stewart, 1964; Mellor, 2003) y la segunda es conocida con el nombre de *vortex-force* (Craik y Leibovich, 1976; McWilliams y Restrepo, 1999). A pesar de que las dos representaciones son equivalentes, no hay un consenso en la comunidad científica sobre cual es más adecuada para reproducir la interacción entre el oleaje y las corrientes (Ardhuin *et al.*, 2008; Mellor, 2016). Actualmente, la representación más utilizada es la de *vortex-force*, en la cual las ecuaciones de conservación de masa y momentum se escriben como:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

y,

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{f} \times (\mathbf{u} + \mathbf{u}_S) + (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}_S) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla J + \mathbf{g} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}, \quad (2)$$

respectivamente. En donde \mathbf{u} es la velocidad del flujo medio, \mathbf{u}_S es la deriva de Stokes, $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ es la vorticidad del flujo medio, ρ es la densidad del agua, p es la presión, J es la presión inducida por el oleaje (*Bernoulli head*), \mathbf{g} es la aceleración de la gravedad, \mathbf{f} es el parámetro de Coriolis, ν es la

viscosidad cinemática del agua y \mathbf{u}' son las componentes turbulentas de la velocidad. El término $\mathbf{f} \times \mathbf{u}_S$ está asociado con el forzamiento Stokes-Coriolis, el cual genera una aceleración a la derecha (hemisferio norte) de la dirección de propagación del oleaje. Esta aceleración puede modificar significativamente la espiral de Ekman (Perrie *et al.*, 2003; Polton *et al.*, 2005). El término $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}_S$ es conocido como el *vortex-force*, que es uno de los términos más importantes en la interacción oleaje-corrientes. Tiene un efecto de deformación de la componente vertical de la vorticidad del flujo medio en la dirección de propagación del oleaje. Además explica el mecanismo de generación de las celdas de Langmuir (Craik y Leibovich, 1976).

La deriva de Stokes surge al considerar que las trayectorias de las partículas, bajo el efecto de olas débilmente no lineales, no siguen una curva cerrada, lo que produce un desplazamiento neto de las partículas en la dirección de propagación de las olas. Usando la teoría lineal del oleaje y considerando la aproximación de aguas profundas, se puede obtener el perfil vertical de la deriva de Stokes en función del espectro direccional del oleaje $E(f, \theta)$ como (Breivik *et al.*, 2014, 2016):

$$\mathbf{u}_S(z) = \frac{2}{g} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \omega^3 \hat{\mathbf{k}} E(f, \theta) e^{2kz} df d\theta, \quad (3)$$

donde $\mathbf{k} = k_x \hat{\mathbf{i}} + k_y \hat{\mathbf{j}}$ es el vector número de onda, θ es la dirección de propagación, $k = |\mathbf{k}|$ es la magnitud del vector número de onda, ($\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$ es un vector unitario en la dirección de propagación del oleaje), $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia angular y f es la frecuencia cíclica. Estos últimos dos parámetros están directamente ligados a través de la relación de dispersión, que en el caso de aguas profundas, es $\omega^2 = gk$. La evolución del espectro direccional del oleaje está dada por la ecuación de balance de energía (Komen *et al.*, 1996):

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (c_x E) + \frac{\partial}{\partial y} (c_y E) + \frac{\partial}{\partial \theta} (c_\theta E) + \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \left(c_\omega \frac{E}{\omega} \right) = S_{\text{in}} + S_{\text{ds}} + S_{\text{nl}}, \quad (4)$$

donde $E(f, \theta)$ es la densidad de varianza de energía, c_x y c_y , son las velocidades de propagación de las olas en el espacio físico, c_θ y c_ω son las velocidades de propagación en el espacio de las frecuencias. En la parte derecha de la ecuación, S_{in} representa el término de suministro de energía al campo de olas por parte del viento, S_{ds} representa el término de disipación de energía, que se puede separar en diferentes

procesos como *white-capping* (rompimiento en aguas profundas), turbulencia, rompimiento e interacción con el fondo, entre otros, y S_{nl} representa el término de interacciones no lineales entre componentes espectrales.

Siguiendo las leyes de continuidad, debe existir un balance en la transferencia de momentum entre el océano y la atmósfera. Si se considera que el viento sopla sobre la superficie del mar en presencia del oleaje, una parte del flujo de momentum total (τ), es transferido al campo de olas (τ_w) y otra parte es transferido directamente al océano. El momentum transferido al oleaje se obtiene a partir del término de suministro de energía al campo de olas por parte del viento y de la velocidad de fase (Janssen, 1991; Raschle *et al.*, 2006):

$$\tau_w = \rho_w g \iint \frac{S_{in}(f, \theta)}{c} df d\theta, \quad (5)$$

donde $c = \omega/k$ es la velocidad de fase de cada componente del espectro, ρ_w es la densidad del agua en la capa superficial y g es la aceleración de la gravedad. La parte del momentum que se transfiere directamente al océano, lo hace principalmente de forma turbulenta, aunque muy cerca de la superficie (aproximadamente 1 mm cuando la rapidez del viento es mayor que 4 m/s) domina la transferencia molecular (Veron *et al.*, 2008). La mayor parte del momentum que entra al campo de olas se transfiere casi instantáneamente al océano (τ_c). De la misma manera, este flujo de momentum se obtiene a partir del término de disipación y de la velocidad de fase:

$$\tau_c = \rho_w g \iint \frac{S_{ds}(f, \theta)}{c} df d\theta. \quad (6)$$

El flujo de energía por unidad de área que se transfiere del campo de olas al océano se calcula como la integral en frecuencia y dirección del flujo de energía que disipan las olas localmente, es decir:

$$F_0 = -\rho_w g \iint S_{ds}(f, \theta) df d\theta. \quad (7)$$

Existen diversas parametrizaciones para calcular los términos de suministro y disipación de energía en el campo de olas. Uno de los más utilizados es la formulación de Janssen (1991), la cual se basa en la

teoría casi-lineal de la generación del oleaje. Esta formulación ha sido ampliamente usada en modelos operacionales de predicción del oleaje como WAM, WAVEWATCH IIITM y SWAN. Según [Mastenbroek et al. \(1993\)](#) el término de disipación se calcula en función de la pendiente promedio del espectro, como:

$$S_{ds}(f, \theta) = -2.25\bar{\omega} \left(\overline{E k^2} \right)^2 \left(\frac{k\bar{k}^2 + \bar{k}k^2}{\bar{k}^3} \right) E(f, \theta), \quad (8)$$

donde la barra indica el promedio entre componentes espectrales. El término de suministro de energía se calcula como:

$$S_{in}(f, \theta) = \omega \frac{\rho_a}{\rho_w} \beta \left(\frac{u_{*a}}{c} \right)^2 \cos^2(\theta - \theta_w) E(f, \theta), \quad (9)$$

donde ρ_a es la densidad del aire, θ_w es la dirección promedio del viento, u_{*a} es la velocidad de fricción en el aire, que se obtiene a partir del esfuerzo del viento como $u_{*a} = \sqrt{\tau/\rho_a}$, y β es el parámetro de Miles que se calcula como:

$$\beta = \frac{1.2}{\kappa^2} \mu \ln^4 \mu, \quad \mu \leq 1, \quad (10)$$

donde $\kappa = 0.4$ es la constante de von Kàrman y μ es la altura crítica definida como:

$$\mu = \frac{gz_e}{c^2} \exp \left\{ \frac{\kappa c}{|u_{*a} \cos(\theta - \theta_w)|} \right\}. \quad (11)$$

La rugosidad efectiva z_e se calcula de forma iterativa, ya que depende de las condiciones del estado del mar, específicamente de la rugosidad aerodinámica $z_0 = \alpha g/u_{*a}^2$, donde $\alpha = 0.0144$ es el parámetro de Charnock, y del esfuerzo inducido por las olas τ_w , y se obtiene como:

$$z_e = \frac{z_0}{\sqrt{1 - \tau/\tau_w}}. \quad (12)$$

Además de el flujo de momentum, otro de los aspectos fundamentales en la dinámica de la capa límite superficial del océano es el balance de TKE, el cual está dado por la producción, el transporte y la

disipación. La TKE se produce por los gradientes espaciales de la velocidad del flujo medio y de la deriva de Stokes (también conocido como turbulencia de Langmuir). El flujo de flotabilidad puede producir o inhibir la TKE dependiendo del signo. Adicionalmente, la TKE puede ser transportada por procesos turbulentos, moleculares o por el efecto de la presión. La ecuación de balance de TKE se puede escribir como (Belcher *et al.*, 2012):

$$\frac{De}{Dt} = -\overline{\mathbf{u}'w'} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} - \overline{\mathbf{u}'w'} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_S}{\partial z} + \overline{w'b'} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{w'e} + \frac{1}{\rho_w} \overline{w'p'} \right\} - \varepsilon, \quad (13)$$

donde $D/Dt = (\partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla)$ es el operador derivada material; e representa la energía cinética turbulenta por unidad de masa; $\mathbf{u}' = (u', v')$ y w' son las componentes horizontales y vertical de las fluctuaciones turbulentas de la velocidad, respectivamente, que se obtienen a partir de la descomposición de Reynolds de las ecuaciones de momentum; $b' = -\rho'_w g / \rho_w$ es la flotabilidad, ρ'_w y p' son las fluctuaciones turbulentas de la densidad del agua y de la presión, respectivamente. El primer término del lado derecho es la producción de TKE por el corte vertical del flujo medio, el segundo término representa la producción de TKE por el corte vertical de la deriva de Stokes y el tercer término es la producción/destrucción de TKE por flotabilidad. El quinto término representa el transporte vertical de TKE por la turbulencia y por la presión y el sexto término es la tasa de disipación de TKE.

Si se considera la TKE en un estado estacionario, se desprecian el transporte vertical, la advección lateral, el efecto de las olas y la flotabilidad, debe de existir un balance entre la TKE producida por el corte de la velocidad y la disipación. Bajo estas condiciones, es válido suponer que el perfil de la velocidad puede escribirse en términos de la velocidad de fricción en el agua como $\partial \mathbf{u} / \partial z \sim u_{*w} / \kappa z$, y que los esfuerzos de Reynolds se pueden escribir como $\overline{\mathbf{u}'w'} \sim u_{*w}^2$. Por lo tanto, la tasa de disipación se puede escribir como:

$$\varepsilon = \frac{u_{*w}^3}{\kappa z}. \quad (14)$$

Esta ecuación se conoce como la ley de la pared, y ha sido ampliamente usada para describir el comportamiento de la tasa de disipación de la TKE en flujos dominados por el corte de la velocidad. En la Fig. 1 se presenta un modelo conceptual que describe los principales procesos que ocurren en la capa

límite superficial y que afectan el perfil de la tasa de disipación de la TKE. Cerca de la superficie existe una capa dominada por el flujo de energía del campo de olas al océano F_0 , el cual es generado por la disipación del oleaje. Esta capa, cuya profundidad está limitada a una fracción de la altura significativa, presenta una intensificación de la tasa de disipación y un decaimiento más rápido de lo que predice la ley de la pared (Craig y Banner, 1994; Terray *et al.*, 1996).

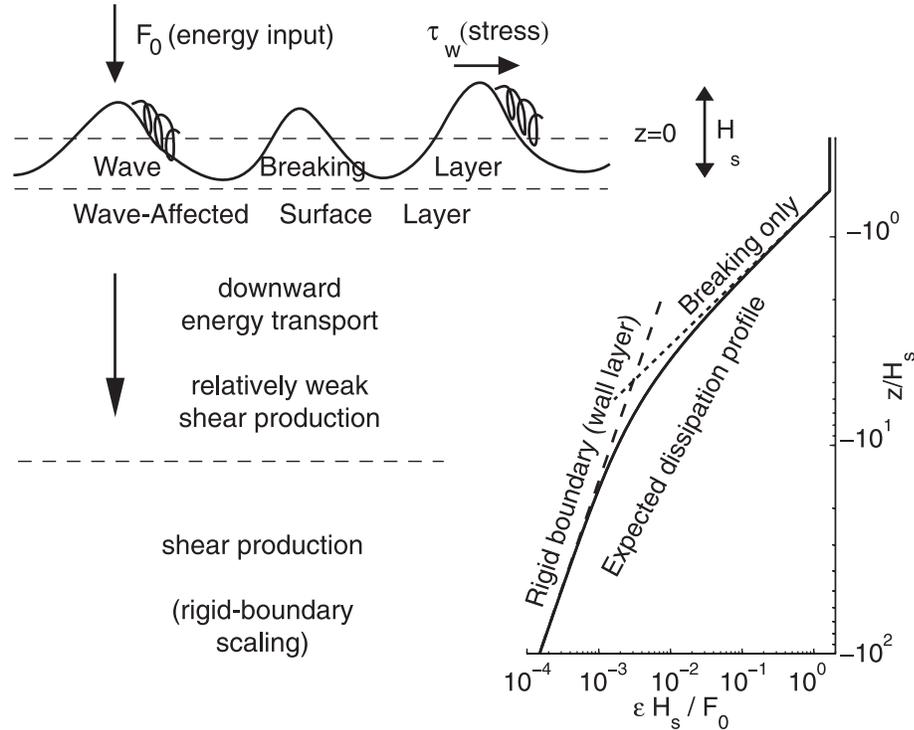


Figura 1. Esquema de los procesos que intervienen en el perfil de tasa disipación de la energía cinética turbulenta en la capa límite superficial del océano. Tomado de Gerbi *et al.* (2009).

Por debajo de esta capa se encuentra una segunda capa, que está influenciada por la turbulencia que es transportada desde la superficie hacia el interior, pero en la que el rompimiento no interviene directamente. En la parte superior de esta capa, el balance de TKE es entre la disipación y el transporte. En profundidades mayores, la importancia relativa del transporte de TKE disminuye y se presenta un balance de TKE entre la producción y la disipación, similar a lo que predice la ley de la pared (Gerbi *et al.*, 2009).

Capítulo 2. Metodología

2.1. Observaciones en la interfase océano-atmósfera

En esta sección se presentan las generalidades de los sensores e instrumentos usados en este trabajo para observar las condiciones meteorológicas y las características de la interfase entre el océano y la atmósfera. Asimismo se describen los métodos implementados para el procesamiento de los datos.

2.1.1. Boya Oceanográfica y de Meteorología Marina - BOMM

La BOMM es una plataforma diseñada para medir los flujo de momentum, calor y gases en la interfase entre el océano y la atmósfera, además de la elevación de la superficie libre en un arreglo de puntos, el perfil de las corrientes cerca de la superficie, entre otras variables ([García-Nava, 2006](#); [Graber *et al.*, 2000](#); [Ocampo-Torres *et al.*, 2010](#)). En la Fig. 2 se presenta una fotografía de la BOMM instalada cerca de la Isla Todos Santos, Ensenada, BC.

La estructura se divide en tres partes: el mástil (4 m), donde se localizan los sensores que miden las variables atmosféricas, los paneles solares y un generador eólico; la caja (3.5 m) es una estructura tubular que tiene forma pentagonal de aproximadamente 0.9 m de apotema, cada lado está instrumentado con alambres para medir la elevación de la superficie libre del mar; y el pie (3 m), donde se soportan los sensores que miden las variables por debajo de la superficie del mar, además del paquete de baterías, el sistema de adquisición y almacenamiento de datos y los sensores de movimiento. La BOMM está sujeta a una boya auxiliar (*tether*), y esta a su vez está anclada al fondo mediante un peso muerto de dos toneladas. El diseño de la estructura de la BOMM está basado en la boya ASIS (*Air-Sea Interaction Spar*). Detalles sobre su funcionamiento se pueden encontrar en [Graber *et al.* \(2000\)](#).

La boya cuenta con un anemómetro sónico Gill R3-100, instalado en la parte superior del mástil, a ~ 6 m de altura respecto al nivel medio de flotación de la boya (aproximadamente a 2 m de la parte superior de la caja). Este instrumento mide las componentes tridimensionales del viento y la temperatura sónica a una tasa de muestreo de 100 Hz, con lo que se pueden calcular directamente los flujos de momentum

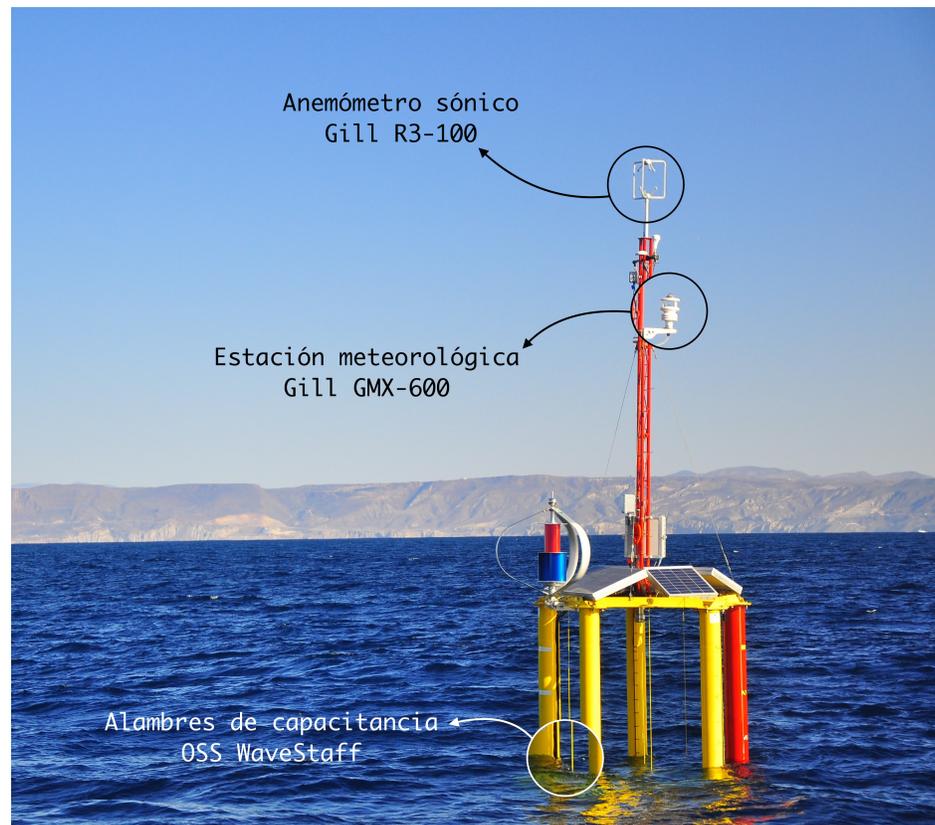


Figura 2. Fotografía de la Boya Oceanográfica y de Meteorología Marina (BOMM) instalada cerca de la Isla Todos Santos, Ensenada, BC. Se presenta la posición de el anemómetro sónico, la estación meteorológica y los alambres de capacitancia. Cortesía: M.J. Larrañaga.

y calor sensible a partir de las correlaciones entre las fluctuaciones turbulentas. Adicionalmente la boya está equipada con una estación meteorológica Gill GMX-600 instalada a 4.5 m de altura respecto al nivel medio. Este instrumento mide la temperatura del aire, la rapidez y dirección del viento, la presión atmosférica, la humedad relativa y la intensidad de precipitación, a una tasa de muestreo de 1 Hz.

En los lados y centro de la caja se instalaron 6 alambres de capacitancia OSS WaveStaff de 3.5 m de longitud, para realizar mediciones de la elevación de la superficie libre con una tasa de muestreo de 20 Hz. Los alambres están dispuestos en un arreglo que permite calcular el espectro del oleaje en función de la frecuencia, la dirección y el número de onda. La precisión en la estimación del espectro depende de la distribución espacial de los alambres (Fig. 3a) y del llamado co-arreglo (Fig. 3b), que se define como el rezago espacial de la posición de los alambres para cada dirección, por lo tanto, entre más puntos contenga el co-arreglo y más uniforme sea su distribución, mejor se podrá resolver el espectro para una dirección específica (Davis y Regier, 1977; Young, 1994).

El co-arreglo indica que las olas que se propagan en la dirección y estarán mejor resueltas que aquellas

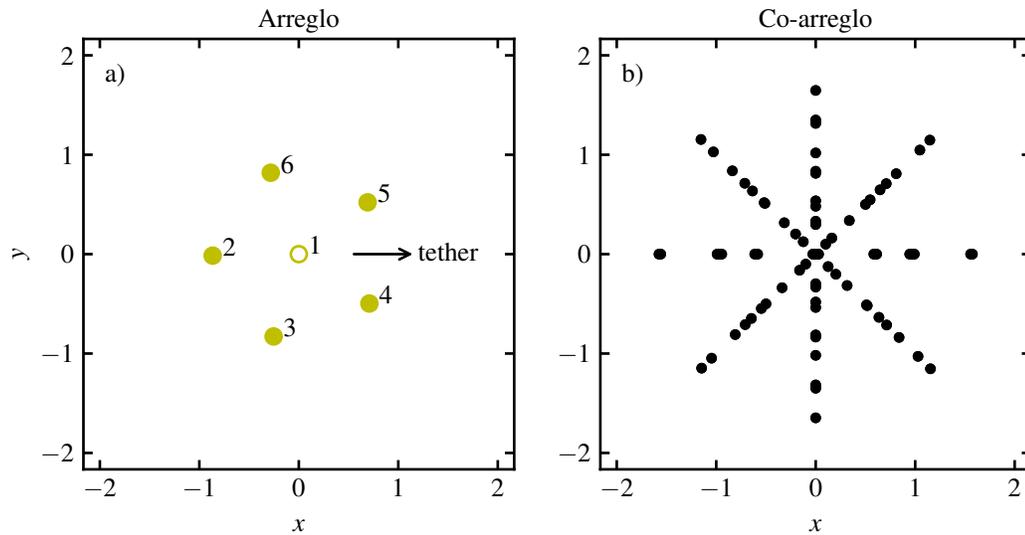


Figura 3. a) Arreglo geométrico de los alambres de capacitancia instalados en la BOMM. El alambre 1 no se tuvo en cuenta debido a fallas en las mediciones. La flecha negra indica la dirección de sujeción de la boya. b) Co-arreglo de para el arreglo geométrico implementado.

que vayan en dirección x (hacia o desde la *tether*). Esto es debido a que en esta dirección hay menos alambres alineados que en la dirección perpendicular. A pesar de esto, el co-arreglo presenta una buena distribución de puntos, suficiente para resolver el espectro en frecuencia y dirección para los alcances de este trabajo.

En la base del pie se tiene un sensor de movimiento de seis grados de libertad SBG System Ekinox-M, el cual mide las aceleraciones y las tasas de cambio de los ángulos en las tres dimensiones a una tasa de muestreo de 100 Hz. Estos datos se usan para corregir las observaciones de la velocidad del viento y la elevación de la superficie libre como se presenta en la sección 2.1.2. Adicionalmente, en el pie se encuentra un CTD+pH+O₂ RBR-Concerto que mide la temperatura y conductividad del agua, el oxígeno disuelto y el pH en intervalos de 10 minutos. En la Tab. 1 se presenta un resumen de las principales características de los instrumentos de la boya.

Tabla 1. Lista de los instrumentos instalados en la BOMM

| Sensor | Referencia | Tasa de muestreo | Altura snmm |
|--------------------------|----------------------|------------------|-------------|
| Anemómetro sónico | Gill R3-100 | 100 Hz | 6 m |
| Estación meteorológica | Gill Maximet GMX-600 | 1 Hz | 4.5 m |
| Alambres de capacitancia | OSS Wave Staff | 20 Hz | +1.5, -2 m |
| Sensor de movimiento | SBG Systems Ekinox-M | 100 Hz | -7.8 m |
| CTD+pH+O ₂ | RBR-Concerto | 10 min | -7.8 m |

snmm: sobre nivel medio del mar

2.1.2. Correcciones por el movimiento

Las observaciones de la velocidad del viento realizadas en la boya incluyen la contribución espúrea de los movimientos de rotación y translación de la misma. Esto representa una de las mayores fuentes de incertidumbre en la estimación de los flujos en la interfase entre el océano y la atmósfera (Miller *et al.*, 2008). Para corregir la velocidad del viento observada se realizó una transformación a un marco de referencia inercial. Se definió el eje x positivo en la dirección de sujeción de la boya (hacia la *tether*), el eje y positivo a la izquierda del eje x y el eje z positivo hacia arriba, formando un sistema de mano derecha. El vector velocidad $\mathbf{U} = (u, v, w)$ en el sistema inercial se expresa como (Anctil *et al.*, 1994):

$$\mathbf{U} = \mathbf{T}\mathbf{U}_B + \mathbf{T} \int \mathbf{a}dt + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{T}\mathbf{L}, \quad (15)$$

donde \mathbf{T} es la matriz de rotación, \mathbf{U}_B es la velocidad observada en el sistema en movimiento, $\mathbf{a} = (\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z})$ es la aceleración observada por el sensor de movimiento, $\boldsymbol{\Omega}$ es la matriz de velocidades angulares y $\mathbf{L} = (-0.413 \text{ m}, -0.339 \text{ m}, 13.01 \text{ m})$ es la posición del anemómetro con respecto al sensor de movimiento. El primer término del lado derecho representa las observaciones transformadas al sistema inercial, el segundo es la corrección por las velocidades inducidas por la translación de la boya, y el tercero las velocidades inducidas por la rotación. La matriz de rotación \mathbf{T} está dada por:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \psi & \sin \phi \sin \theta \cos \psi - \cos \phi \sin \psi & \cos \phi \sin \theta \cos \psi + \sin \phi \sin \psi \\ \cos \theta \sin \psi & \sin \phi \sin \theta \sin \psi + \cos \phi \cos \psi & \cos \phi \sin \theta \sin \psi - \sin \phi \cos \psi \\ -\sin \theta & \sin \phi \cos \theta & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (16)$$

donde $\theta(t)$, $\phi(t)$ y $\psi(t)$ representan el *pitch*, *roll* y *yaw*, que son definidos como las rotaciones al rededor de los eje x , y y z , respectivamente. De igual forma se definen los desplazamientos *surge*, *sway* y *heave* en las mismas direcciones. La matriz de velocidades angulares $\boldsymbol{\Omega}$ está dada por:

$$\boldsymbol{\Omega} = \begin{bmatrix} -\dot{\theta} \sin \psi + \dot{\phi} \cos \theta \cos \psi \\ \dot{\theta} \cos \psi + \dot{\phi} \cos \theta \sin \psi \\ \dot{\psi} - \dot{\phi} \sin \theta \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Para obtener una correcta estimación del espectro, es necesario considerar el movimiento de la boya (baja frecuencia) en las mediciones de los alambres de capacitancia (alta frecuencia). La corrección de la posición y elevación de la superficie libre medida con los alambres de capacitancia es análoga a la corrección de la velocidad (Drennan *et al.*, 1994). El vector de posición de un alambre de capacitancia es $\mathbf{X} = (x, y, \eta)$, donde $\eta(t)$ es la elevación de la superficie libre y $x(t)$ y $y(t)$ representan la posición del alambre. Este vector en el sistema de referencia inercial se escribe como:

$$\mathbf{X} = \mathbf{T}\mathbf{X}_B + \mathbf{T} \iint \mathbf{a} dt dt + \int \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{T}\mathbf{L} dt. \quad (18)$$

Debido a que el sensor de movimiento instalado en la boya mide las aceleraciones y la tasa de cambio de las rotaciones, es necesario integrar para encontrar las velocidades y realizar una doble integración para encontrar los desplazamientos. Como no se conocen las condiciones iniciales, se aprovechan las propiedades de la transformada de Fourier y se hace una integración en el dominio de la frecuencia. La transformada de Fourier de una serie de tiempo $x(t)$ se define como $\mathcal{F}\{x(t)\} = X(\omega) = \int x(t)e^{-i\omega t} dt$, por lo tanto, la doble integral es $\iint x(t) dt = \mathcal{F}^{-1}\{(-i\omega)^{-2}X(\omega)\}$. La ventaja de la integración en el dominio de la frecuencia es que se pueden filtrar las oscilaciones de baja frecuencia. En este caso se aplicó la integral para frecuencias mayores de 0.04 Hz, es decir, descartando los movimientos con períodos mayores que 25 s (Drennan *et al.*, 1994).

2.1.3. Estimación del espectro direccional del oleaje

Es una práctica común considerar que el espectro dirección del oleaje se puede expresar en términos del espectro en frecuencia $S(f)$ como $E(f, \theta) = S(f)D(f, \theta)$, donde $D(f, \theta)$ es una función que describe la distribución de la energía en las direcciones para en frecuencia, llamada función de distribución direccional (Young, 1994). Esta función debe satisfacer que,

$$\int_0^{2\pi} D(f, \theta) d\theta = 1, \quad (19)$$

para garantizar que la energía del espectro se conserva en cada frecuencia. Mediante observaciones con boyas direccionales o arreglos de sensores, algunos autores han propuesto diferentes formas para

la función de distribución direccional (Donelan *et al.*, 1985; Hasselmann *et al.*, 1980; Longuet-Higgins *et al.*, 1963; Mitsuyasu *et al.*, 1975).

Existen diferentes aproximaciones para obtener el espectro direccional del oleaje. Las más usadas son el FEM (*Fourier Expansion Method*; Hasselmann *et al.*, 1980), MEM (*Maximum Entropy Method*; Capon, 1969) y MLM (*Maximum Likelihood Method*; Lygre y Krogstad, 1986). Una aproximación diferente es el WDM (*Wavelet Directional Method*), propuesto por Donelan *et al.* (1996) como una alternativa a los métodos convencionales. La principal diferencia es que el WDM usa la variación en el tiempo de la diferencia de fases entre pares de sensores obtenida con la transformada de wavelet, mientras que los métodos clásicos usan la fase promediada en el tiempo calculada a partir del espectro cruzado entre sensores (Hampson *et al.*, 2008). A continuación se presentan los pasos para estimar el espectro direccional y la función de distribución de direccional usando el WDM.

Primer paso: transformada de wavelet

El primer paso es calcular la transformada continua de wavelet (CWT; Continuous Wavelet Transform) de las series de tiempo de superficie libre $\eta(t)$ en cada sensor del arreglo. La CWT se define como la convolución entre la señal en el tiempo y una función que actúa como el núcleo de la transformada, trasladada un tiempo τ y escalada por un factor σ . Esta función se conoce como la wavelet madre $\psi(\tau, \sigma)$. Los coeficientes de la transformada de wavelet están dados por:

$$W(\tau, \sigma) = \int_t \eta(t) \psi^* \left(\frac{t - \tau}{\sigma} \right) dt, \quad (20)$$

donde * indica el complejo conjugado. Usando el teorema de la convolución, se pueden obtener los coeficientes de la transformada de wavelet como la transformada inversa de Fourier del producto entre la transformada de Fourier de la señal y de la wavelet madre (Torrence y Compo, 1998):

$$W(\tau, \sigma) = \int_{\omega} \hat{\eta}(\omega) \hat{\psi}^*(\sigma\omega) e^{i\omega\tau} d\omega. \quad (21)$$

En principio, cualquier wavelet madre puede usarse en el WDM. Donelan *et al.* (1996) proponen usar

la wavelet madre de Morlet que consiste en una onda plana modulada por una campana de Gauss. La transformada de Fourier de dicha función es:

$$\hat{\psi}(\sigma\omega) = \left(\frac{2\pi\sigma}{\Delta t}\right)^{1/2} \pi^{-1/4} H(\omega) e^{-(\sigma\omega - \omega_0)^2/2}, \quad (22)$$

donde $H(\omega)$ es la función escalón y $\omega_0 = 6$ para que se cumpla la condición de admisibilidad (es decir, para que la media de la wavelet madre sea cero). El término $(2\pi\sigma/\Delta t)^{1/2}$ es un factor de normalización que garantiza que la transformada sea comparable en las diferentes escalas, haciendo que la wavelet madre tenga energía unitaria (Torrence y Compo, 1998). Debido a que las escalas de tiempo τ y forma σ son directamente comparables con el tiempo t y la frecuencia f , podemos calcular la densidad de energía para cada frecuencia y para cada tiempo como $|W|^2$ y de igual manera la fase como $\tan^{-1}(-\text{Im}\{W\}/\text{Re}\{W\})$.

En la Fig. 4 se presenta un ejemplo de la distribución de energía en el tiempo obtenida a partir de la transformada de wavelet de los datos de elevación de la superficie libre observados por el alambre de capacitancia 2 de la BOMM el día 2018-01-23 a las 20:50 UTC. Se observa que la mayor parte de la energía está concentrada entre las frecuencias 2^{-4} y 2^{-3} Hz, que corresponde aproximadamente a al período asociado al pico espectral (~ 13 s). Se observa como la transformada de wavelet puede detectar la presencia de grupos de olas, lo que la hace una herramienta útil para estudiar las características no estacionarias del oleaje (Donelan *et al.*, 1996).

Segundo paso: estimación del número de onda y la dirección

El WDM supone que cada componente de W se propaga como una onda plana, por lo tanto en dos puntos m y n con vectores posición \mathbf{x}_m y \mathbf{x}_n , respectivamente, se debe cumplir que:

$$|W_m| e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_m - \omega t)} = |W_n| e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_n - \omega t)}, \quad (23)$$

como la amplitud no cambia entre los dos puntos, la diferencia entre las fases está dada por:

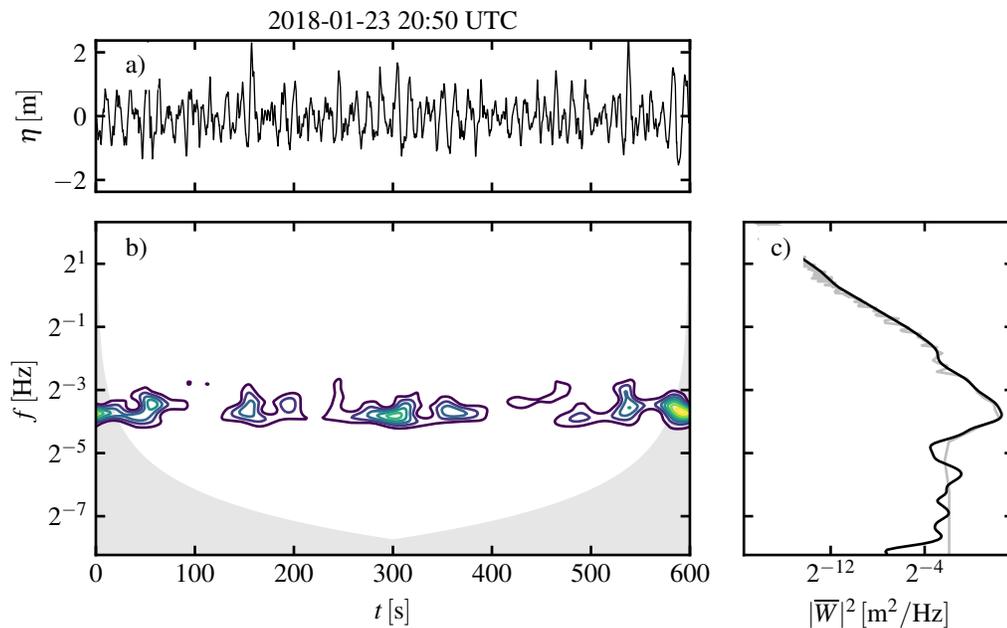


Figura 4. a) Elevación de la superficie libre observada el día 2018-01-23 20:50 UTC. b) Densidad de energía obtenida de la transformada de wavelet. La zona sombreada representa los valores que están por debajo del 95% de confiabilidad. c) Densidad de energía obtenida de wavelet integrada en el tiempo (línea negra) comparada con la densidad de energía obtenida de la transformada de Fourier (línea gris).

$$\Delta\varphi_{mn} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_m - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n. \quad (24)$$

Donelan *et al.* (1996) proponen que si se tienen dos pares de sensores se puede plantear un sistema de dos ecuaciones y dos incógnitas, que se puede resolver para las componentes k_x y k_y del vector número de onda. Si se tienen más de dos pares de sensores en el arreglo, las estimaciones redundantes de k_x y k_y se usan para tener una estimación del error aleatorio. Una restricción que se impone es que los pares de sensores formen un ángulo de $90^\circ \pm 20^\circ$ o $270^\circ \pm 20^\circ$, es decir, que sean aproximadamente perpendiculares entre sí, ya que con pares paralelos no se puede determinar la dirección de las olas.

Una forma más general de resolver el sistema cuando se tiene un arreglo es usando el método de minimización de cuadrados (Barstow *et al.*, 2005; Hampson *et al.*, 2008). Para un arreglo de N sensores se tiene un sistema de $R = N(N - 1)/2$ ecuaciones (para el arreglo pentagonal del presente trabajo se tienen $R = 15$ ecuaciones). Sin pérdida de generalidad, se puede expresar (24) de forma matricial como $X\mathbf{k} = \Delta\varphi$, así la estimación del número de onda \mathbf{k} usando el método de minimización de cuadrados como:

$$\mathbf{k}^{LS} = (X^T X)^{-1} X^T \Delta\varphi, \quad (25)$$

donde,

$$X = \begin{pmatrix} \Delta x_{12} & \Delta y_{12} \\ \Delta x_{13} & \Delta y_{13} \\ \vdots & \vdots \\ \Delta x_{mn} & \Delta y_{mn} \end{pmatrix}; \quad \Delta\varphi = \begin{pmatrix} \Delta\varphi_{12} \\ \Delta\varphi_{13} \\ \vdots \\ \Delta\varphi_{mn} \end{pmatrix}, \quad (26)$$

donde Δx_{mn} y Δy_{mn} son las distancias en x y y entre cada par de sensores. El error cuadrático medio asociado a la estimación de \mathbf{k} está dado por $\Delta_{\text{RMS}} = \|X\mathbf{k}^{LS} - \Delta\varphi\|^2$. Con esta forma de resolver, se debe imponer una restricción al desfase $\Delta\varphi$: los desfases cercanos a $\pm 2\pi$ están asociados con componentes con dirección paralela al par de sensores. Como se busca que el par sea aproximadamente perpendicular a la dirección de las olas, entonces el desfase se debe restringir de tal forma que $|\Delta\varphi| \leq \alpha 2\pi$, donde $0 < \alpha_0 < 1$ es un factor de proporcionalidad. En este trabajo se usó $\alpha_0 = 0.5$. Al resolver el sistema para cada pareja frecuencia-tiempo, se forma un arreglo de componentes del número de onda de las mismas dimensiones, por lo tanto se puede calcular la dirección como $\Theta(t, f) = \tan^{-1}(k_y/k_x)$ y la magnitud del número de onda como $K(f, t) = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$.

Tercer paso: estimación del espectro direccional

El tercer paso es estimar el espectro direccional $E(f, \theta)$. Primero se obtiene la función de distribución direccional $D(f, \theta)$ buscando en el arreglo $\Theta(t, f)$ el número de veces n que ocurre una dirección específica θ_i para cada frecuencia f_j en todos los tiempos t_k , es decir:

$$D_{ij} = p_{ij} \sum_{k=1}^n k|_{\Theta_{jk}=\theta_i}, \quad \theta_i = 0, 1, \dots, 360, \quad (27)$$

donde p_{ij} es una función de peso que depende de la energía y se calcula como:

$$p_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n |W_{jk}|^2_{\Theta_{jk}=\theta_i}, \quad (28)$$

Finalmente, como se mencionó anteriormente, el espectro direccional se obtiene multiplicando la función de distribución direccional y la densidad de energía promediada en el tiempo:

$$E(f, \theta) = S_F(f) D(f, \theta), \quad (29)$$

donde $S_F(f)$ es el espectro de Fourier interpolado a las frecuencias de wavelet.

2.2. Estimación del flujo de momentum

El momentum total transferido entre el océano y la atmósfera se obtiene a partir de la correlación de las fluctuaciones turbulentas de la velocidad medidas con el anemómetro sónico a 6.5 m de altura sobre el nivel medio del mar, como:

$$\boldsymbol{\tau} = -\rho_a \overline{\mathbf{u}'w'}, \quad (30)$$

donde ρ_a es la densidad del aire. Las fluctuaciones turbulentas fueron calculadas removiendo la tendencia lineal de los datos de velocidad del viento en intervalos de 30 minutos. Se aplicó una doble rotación de coordenadas usando una versión reducida de la matriz de rotación (16) para garantizar que el flujo es horizontal ($\bar{w} = 0$) y que está alineado con la dirección promedio del viento ($\bar{v} = 0$). Es común expresar el esfuerzo del viento en función de la velocidad de fricción en el aire, que se calcula como $u_{*a} = \sqrt{\tau/\rho_a}$ (donde $\tau = |\boldsymbol{\tau}|$ es la magnitud del esfuerzo del viento). Considerando que el momentum que cede el aire es igual al momentum que gana el agua, se puede obtener la velocidad de fricción en el agua como $u_{*w} = u_{*a} \sqrt{\rho_a/\rho_w}$. El momentum que se transfiere a las olas se calculó mediante el modelo de crecimiento del oleaje basado en la teoría casi lineal (Janssen, 1991).

2.3. Estimación de la tasa de disipación de TKE

Para obtener los perfiles de la tasa de disipación de TKE y la microestructura de la turbulencia en la capa límite, se usó un perfilador vertical de caída libre VMP-250 de la marca Rockland Scientific International (Prairie *et al.*, 2015). Este instrumento consiste en un tubo de 1.6 m de longitud y 90 mm de diámetro (Fig. 5). Está equipado con dos sensores del corte vertical de la velocidad horizontal SPM-6000, un termistor de microescala FP07, un sensor de presión Keller y un sensor estándar de temperatura y conductividad (CT). Adicionalmente, el instrumento cuenta con un OBS (*Optical Backscatter Sensor*) que mide la concentración de clorofila y partículas en suspensión, sin embargo los datos del OBS no se consideraron en este trabajo. Los sensores de corte de la velocidad, la presión y la temperatura de microescala miden a una tasa de muestreo de 512 Hz, mientras que el CT y el OBS miden a una tasa de muestreo de 64 Hz. Los sensores están ubicados en la parte frontal del perfilador por lo que la perturbación del flujo no afecta las mediciones (Venables *et al.*, 2014).

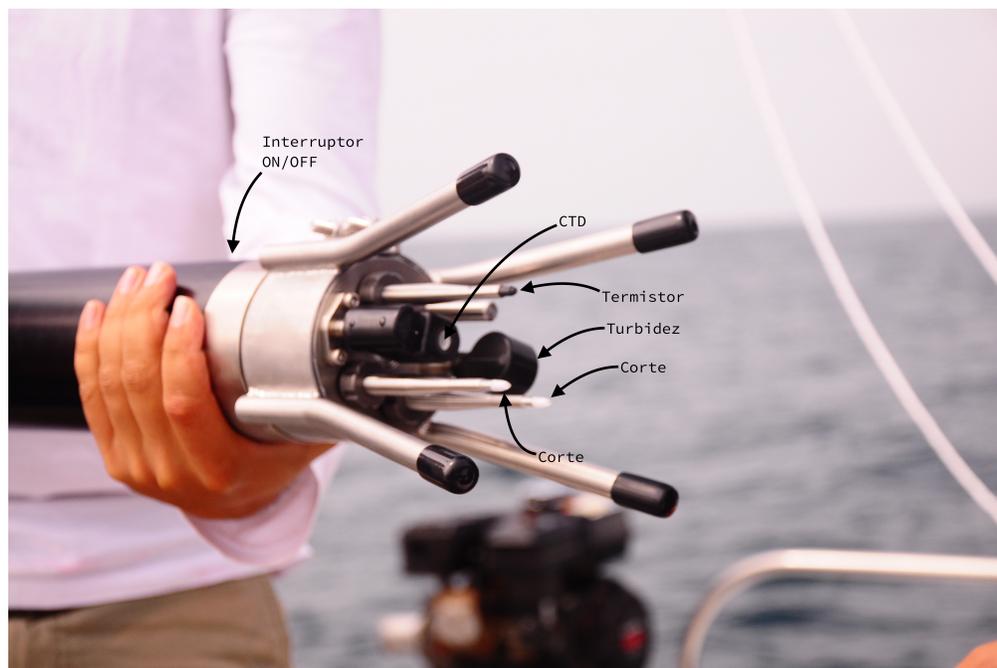


Figura 5. Fotografía del perfilador VMP-250 con la ubicación de los sensores, durante la campaña de medición realizada en 2018-01-18. Cortesía: M. Larrañaga.

Los sensores del corte de velocidad aprovechan la sustentación aerodinámica para medir pequeñas variaciones en la velocidad (Macoun y Lueck, 2004). El sensor de corte está formado por una viga en voladizo hecha de un material piezo-eléctrico que genera un cambio de voltaje a medida que se deforma por las fluctuaciones horizontales del flujo. El voltaje V_B es proporcional al producto entre la velocidad de caída

del instrumento W y a la velocidad del flujo transversal al movimiento del mismo. La señal analógica del voltaje y su derivada temporal se obtienen mediante un procesamiento que explican [Mudge y Lueck \(1994\)](#). Por lo tanto, usando la hipótesis de turbulencia congelada de Taylor (ver p.ej. [Sutherland, 2014](#)), el corte vertical de la velocidad se puede expresar en términos de la velocidad del instrumento y de la derivada temporal del voltaje como:

$$\frac{\partial u'}{\partial z} = \frac{1}{W} \frac{\partial u'}{\partial t} = \frac{1}{\hat{s}W^2} \frac{\partial V_B}{\partial t}, \quad (31)$$

donde \hat{s} es una constante de proporcionalidad que se obtiene a partir de la calibración del sensor. Esta relación implica que durante el período de medición, la velocidad del instrumento W deber ser aproximadamente constante ([Wolk et al., 2002](#)). El VMP-250 tiene dos sensores de corte de la velocidad dispuestos de tal forma que permiten medir las componentes $\partial u'/\partial z$ y $\partial v'/\partial z$. Para obtener los perfiles de la tasa de disipación de la TKE se usó la metodología que se describe a continuación.

Primer paso: depuración de datos anómalos

Es común que las señales del corte de la velocidad presenten datos anómalos causados por colisiones del sensor con partículas u organismos presentes a lo largo de su recorrido por la columna de agua (plancton, medusas, etc.). Esto es especialmente evidente en zonas de alta productividad biológica, como por ejemplo cerca de la termoclina. Los datos anómalos se identifican al comparar la señal rectificadora con su pseudo desviación estándar local, cuando esta razón supera cierto umbral, los datos son etiquetados como anómalos. En este caso se tomó un umbral de 8. La señal rectificadora se obtiene aplicando un filtro pasa-altas a la señal del corte de la velocidad observada y tomando su valor absoluto. La pseudo desviación estándar se obtiene mediante un filtro pasa-bajas de la señal rectificadora. Los datos anómalos y los datos adyacentes que se encuentran en una ventana de 0.04 s se reemplazan por el promedio de los datos de una ventana de mayor duración, que en este caso fue de 0.5 s a cada lado del valor anómalo. Este procedimiento se hace de forma iterativa hasta que no se encuentra ningún valor mayor que umbral definido ([Douglas y Lueck, 2016](#)).

En la Fig. 6 se presenta la serie de tiempo del corte de la velocidad rectificadora (línea gris) y su pseudo desviación estándar (línea negra) correspondientes a los datos obtenidos día 2018-01-18 a las 18:41 UTC.

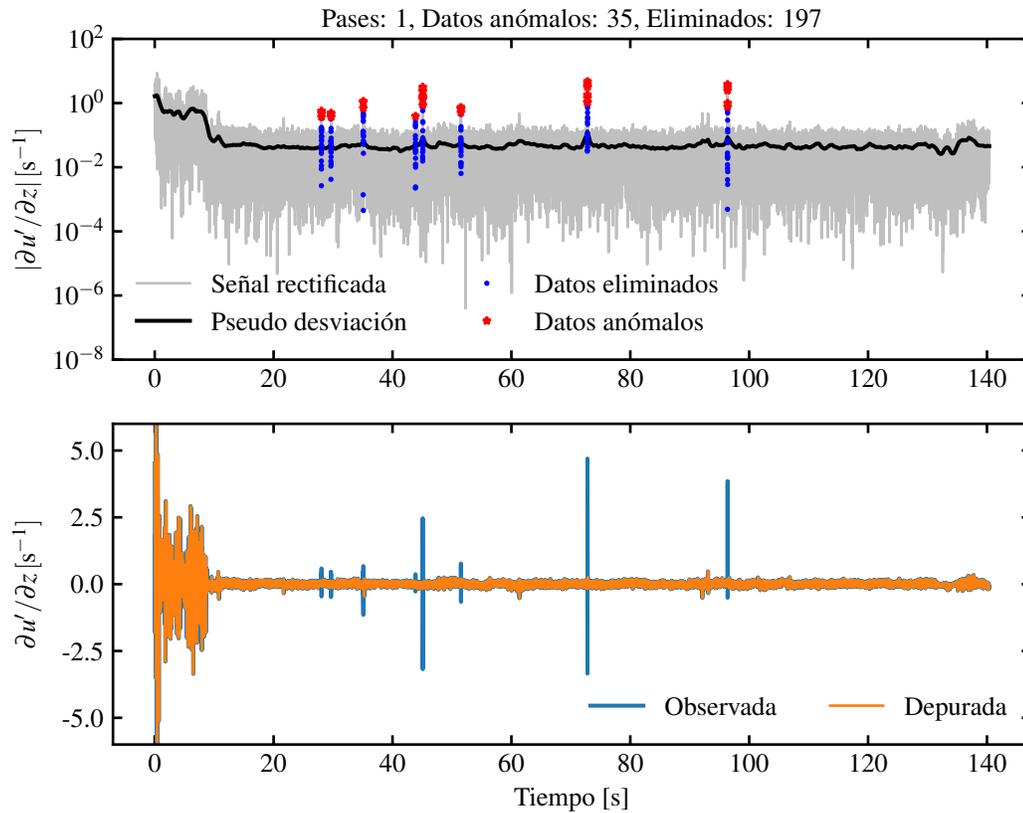


Figura 6. Ejemplo de depuración de datos anómalos para un perfil de corte de la velocidad realizado el día 2018-01-18 18:41 UTC.

Las estrellas rojas representan los datos anómalos identificados (35) y los puntos azules representan los datos adyacentes que fueron eliminados junto con los anómalos (197) en la primera iteración. En el panel inferior se presenta la señal observada (línea azul) y la señal después de eliminar los datos anómalos (línea naranja).

Segundo paso: corrección por vibración

El VMP-250 tiene incorporados sensores que miden la aceleración en la dirección perpendicular al eje de caída del instrumento. Estas aceleraciones se usan para corregir el espectro del corte de la velocidad por la contaminación producida por las vibraciones del instrumento. [Goodman et al. \(2006\)](#) proponen un método de corrección que consiste en eliminar el ruido coherente entre las señales del corte de la velocidad y las aceleraciones en las dos direcciones. Para esto se definen $\Psi_i(\omega)$ y $\alpha_i(\omega)$ como las transformadas de Fourier de las señales del corte de la velocidad y de la aceleración en cada dirección, respectivamente, entonces la ecuación de corrección según [Goodman et al. \(2006\)](#) es:

$$\Psi_{ij} = \tilde{\Psi}_{ij} - \chi_{ik} \Gamma_{kl}^{-1} \chi_{lj}^*, \quad (32)$$

donde $\tilde{\Psi}_{ij} = \langle \tilde{\Psi}_i \tilde{\Psi}_j^* \rangle$ es el espectro cruzado de las señales del corte de la velocidad en cada dirección contaminadas por la vibración del instrumento, $\Psi_{ij} = \langle \Psi_i \Psi_j^* \rangle$ es el espectro cruzado de las señales del corte de la velocidad corregido por la vibración, $\Gamma_{ij} = \langle \tilde{\Psi}_i \alpha_j^* \rangle$ es el espectro cruzado entre las señales del corte de la velocidad y las aceleraciones, y $\chi_{ij} = \langle \alpha_i \alpha_j^* \rangle$ es el espectro cruzado de las señales de la aceleración.

En virtud de la hipótesis de turbulencia congelada de Taylor, se puede obtener el número de onda a partir de la frecuencia f y la velocidad de caída del instrumento W (que debe ser aproximadamente constante), como $k = f/W$ (en unidades de ciclos por metro), y el espectro en número de onda como $\Psi(k) = \Psi(f)/W$ (en unidades de s^{-2}/cpm).

En la Fig. 7 se presenta un ejemplo de los espectros en función del número de onda del corte de la velocidad de cada sensor. Los datos corresponden al perfil observado el día 2018-01-18 a las 18:41 UTC para el caso en particular de dos profundidades (Fig. 7a). Los espectros del corte de la velocidad en la profundidad de $z = -7$ m (Fig. 7b y Fig. 7c) son más energéticos que los espectros correspondientes a una profundidad de $z = -54$ m (Fig. 7b y Fig. 7c). Los espectros de las aceleraciones muestran un nivel de energía similar en ambas profundidades. Sin embargo, a 7 m de profundidad no se observa un efecto significativo de las vibraciones en la energía del espectro del corte de la velocidad, mientras que a 54 m de profundidad, a partir de $k \sim 20$ cpm se observa que la energía del espectro del corte de la velocidad está altamente contaminada por las vibraciones del instrumento.

En zonas de turbulencia intensa, como en la capa límite superficial, se presenta una subestimación del espectro del corte de la velocidad en las altas frecuencias. Esto se debe a que la forma y el tamaño finito del sensor, no permiten resolver de manera adecuada fluctuaciones o remolinos más pequeños que su tamaño. Este comportamiento se puede modelar como un filtro de un sólo polo (Macoun y Lueck, 2004; Oakey, 1982; Wolk *et al.*, 2002). La forma de corregir esta subestimación es multiplicando el espectro del corte de la velocidad por el inverso de la función de respuesta del filtro, $H(k) = 1/[1 + (k/48)^2]$, donde 48 cpm representa el número de onda de corte dado para el sensor usado en el presente trabajo (Lueck, 2013).

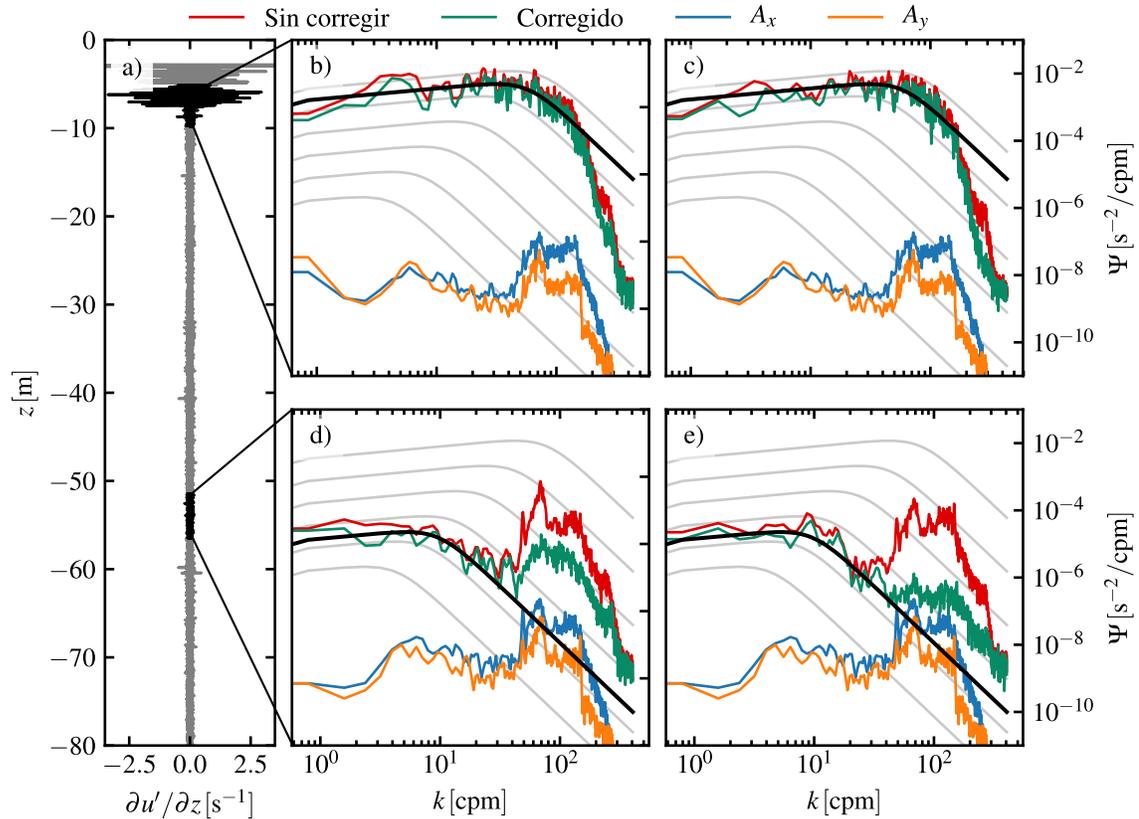


Figura 7. Corrección de los espectros del corte de la velocidad correspondientes al perfil observado el día 2018-01-18 a las 18:41 UTC (a), con el sensor de corte 1 (b y d) y el sensor de corte 2 (c y e), en una profundidad media de $z = -7$ m (b y c) y de $z = -54$ m (d y e). En cada panel se presentan los espectros de las aceleraciones en las dos direcciones escalados por $10^{-9} \text{ s}^2 \text{ m}^{-2}$. Las líneas grises y negra son los espectros de Nasmyth.

Tercer paso: integración del espectro del corte de la velocidad

Para estimar directamente la tasa de disipación de TKE es necesario medir todos los términos asociados con las fluctuaciones turbulentas, lo cual representa una tarea difícil en el océano abierto (Sutherland *et al.*, 2013), por lo tanto, es común suponer que el campo turbulento es isotrópico, lo que implica que los gradientes son iguales en todas las direcciones. Esta suposición permite escribir la tasa de disipación como:

$$\varepsilon = \frac{15}{2} \nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} \quad (33)$$

donde $\partial u'/\partial z$ es el corte vertical de la velocidad observado en una dirección. Esta ecuación se puede expresar de una forma más práctica como:

$$\varepsilon = \frac{15}{2} \nu \int_0^{k_c} \Psi(k) dk \quad (34)$$

donde $\Psi(k)$ es el espectro del corte de la velocidad en función del número de onda y k_c es el número de onda máximo que corresponde al tamaño mínimo de las fluctuaciones que puede resolver el sensor de corte de la velocidad. Existen dos formas de obtener la tasa de disipación de la TKE: integrando el espectro hasta el número de onda máximo y sumar la varianza no tenida en cuenta a partir de un espectro universal de referencia (Wolk *et al.*, 2002), o encontrando un ajuste que minimice el error entre los datos observados y el espectro universal de referencia (Roget *et al.*, 2006; Ruddick *et al.*, 2000). El espectro de referencia puede derivarse teóricamente (Panchev y Kesich, 1969) o empíricamente (Nasmyth, 1970). En este trabajo se usó como espectro de referencia el espectro de Nasmyth (Nasmyth, 1970; Wolk *et al.*, 2002), modificado por Lueck (2013), que tiene la forma:

$$\Psi_N(k) = \frac{8.05(k\eta)^{1/3}}{1 + (20.6k\eta)^{3.715}}, \quad (35)$$

donde $k\eta$ es el número de onda adimensional y $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ es la escala de Kolmogorov. Existe una zona en la que el espectro del corte de la velocidad es proporcional a $k^{1/3}$. Esta zona se conoce como el subrango inercial. En números de onda mayores, la energía decae rápidamente con el número de onda, esta zona se denomina como subrango disipativo.

En este trabajo se combina el ajuste del espectro de referencia (método del ajuste en el subrango inercial) y la integral del espectro observado (método de la varianza) para la estimación de ε . Primero se calcula ε_{10} integrando el espectro hasta 10 cpm y se usa la relación $\varepsilon/\varepsilon_{10} = \sqrt{1 + a\varepsilon_{10}}$, con $a = 1.0774 \cdot 10^{-9} \text{ kg W}^{-1}$, para obtener una primera estimación de la tasa de disipación de la TKE. Si esta primera estimación es mayor que $10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$, entonces se hace un ajuste del espectro del corte de la velocidad en el subrango inercial. Si es menor, se usa el método de la varianza, integrando el espectro hasta el número de onda máximo. Una descripción detallada del algoritmo es presentada por Lueck (2013).

La Fig. 8a presenta el perfil de la tasa de disipación de la TKE calculado a partir de la señal del corte vertical de la velocidad (Fig. 8b) del día 2018-01-18 a las 18:41 UTC. Para obtener el perfil de ε , se

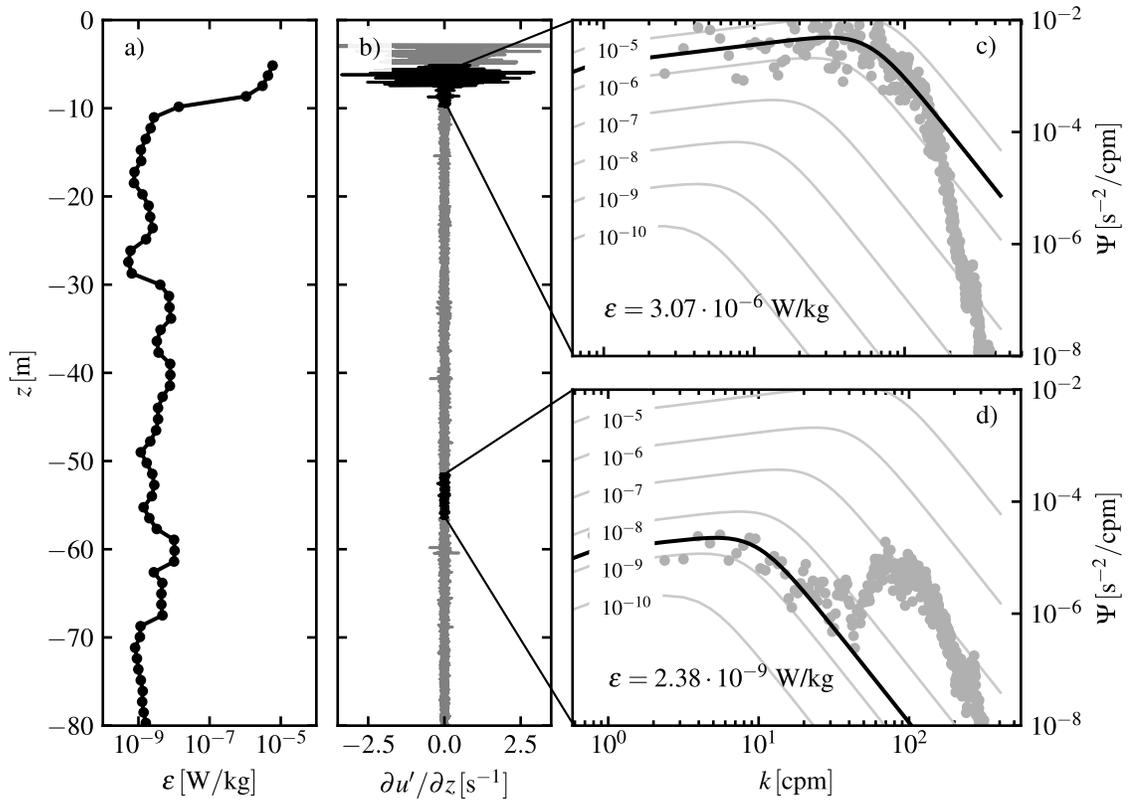


Figura 8. a) Perfil de la tasa de disipación para el día 2018-01-18 18:41 UTC. b) Perfil del corte de la velocidad del sensor 1. c) Espectro del corte de la velocidad para una profundidad de $z = -7$ m (puntos grises). La línea negra es el espectro de Nasmyth correspondiente al valor encontrado de tasa de disipación. Las líneas grises son los espectros de Nasmyth para diferentes niveles. d) Igual que c) para una profundidad de $z = -54$ m.

divide la señal en segmentos de 2^{12} datos, que corresponden a $8\text{ s} \sim 4\text{ m}$ (cuando la velocidad de caída promedio es $\bar{W} = 0.5\text{ m/s}$). Cada segmento se traslapa 25% con el siguiente. El espectro se obtiene usando el método de Welch con secciones de 2^{10} datos traslapadas 50% y una ventana de Hann. El resultado es un espectro con una frecuencia mínima igual a 0.5 Hz, una frecuencia Nyquist igual a 256 Hz y con 22 grados de libertad.

En el espectro del corte de la velocidad correspondiente a una profundidad de 7 m (Fig. 8c) se observa una tasa de disipación de la TKE es del orden $\varepsilon \sim 10^{-6}\text{ W kg}^{-1}$, por lo que la mayoría de los datos del espectro están en el subrango inercial. En k mayores que 100 cpm el sensor no puede resolver fluctuaciones de más alta frecuencia, por lo que se presenta una rápida caída de la energía consecuente con el modelo de (Oakey, 1982). En este caso, se usó el método del ajuste en el subrango inercial usando el espectro de Nasmyth. Por otro lado, en el espectro correspondiente a 54 m de profundidad, la tasa de disipación de la TKE es del orden $\varepsilon \sim 10^{-9}\text{ W kg}^{-1}$, es decir, tres órdenes de magnitud menor que la observada a 7 m. Debido a esta poca energía, el espectro está dominado por el ruido en números de onda mayores

que 30 cpm. En este caso se utilizó el método de la varianza, integrando hasta $k = 30$ cpm y agregando la varianza restante a partir del espectro de Nasmyth.

2.4. Campaña de medición

La BOMM se instaló cerca de la Isla Todos Santos, en Ensenada, Baja California, en el punto con coordenadas $31^{\circ}49.332' N$ y $116^{\circ}50.178' W$, con una profundidad aproximada de 100 m (Fig. 9). La BOMM estuvo midiendo casi de forma continua desde el 17 de noviembre de 2017 hasta el 2 de febrero de 2018.

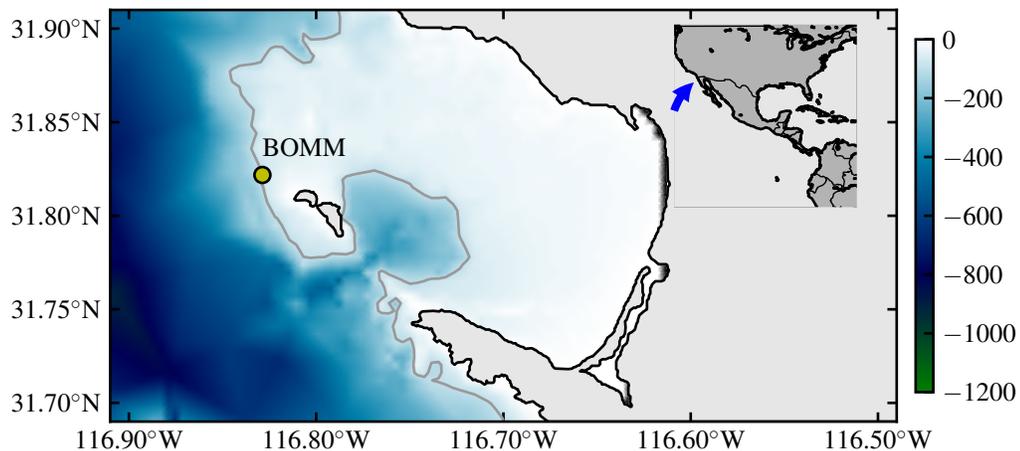


Figura 9. Localización de la BOMM (punto amarillo) cerca de la Isla Todos Santos, Ensenada, BC. Los contornos de color indican la profundidad en metros. La línea gris marca la isóbata de 100 m.

Los datos fueron adquiridos y analizados en bloques de 30 minutos. A partir de los datos del anemómetro sónico se estimó el flujo de momentum y el flujo de calor sensible entre el océano y la atmósfera. Se calculó la rapidez promedio del viento a 10 m a partir de las mediciones realizadas a 6.5 m de altura sobre el nivel medio del mar, suponiendo que la velocidad presenta un perfil logarítmico en la vertical. La rapidez del viento se transformó a condiciones neutrales, corrigiendo por el efecto de la estabilidad atmosféricas usando el perfil adimensional propuesto por Högström (1988).

Se calcularon los espectros direccionales del oleaje usando el método WDM en intervalos de 30 minutos, a partir de los cuales se estimaron los parámetros integrales del oleaje como altura de ola significativa, período asociado al pico espectral, velocidad de fase y longitud de onda. Se estimó el perfil vertical de la deriva de Stokes a partir de los espectros en función de la frecuencia. Finalmente, los datos de la estación meteorológica se promediaron en intervalos de 30 minutos para ser consistentes con los demás

datos.

Tabla 2. Número de perfiles de la tasa de disipación de la TKE realizados en cada fecha.

| Fecha | Hora inicio | Hora final | Sets | Perfiles |
|--------------|--------------------|-------------------|-------------|-----------------|
| 2017-07-04 | 18:01 | 19:31 | 3 | 15 |
| 2017-09-26 | 16:17 | 16:37 | 1 | 3 |
| 2018-01-15 | 17:49 | 19:03 | 3 | 13 |
| 2018-01-18 | 17:26 | 20:31 | 6 | 29 |
| 2018-01-23 | 17:06 | 19:51 | 5 | 24 |
| 2018-01-30 | 17:23 | 23:02 | 12 | 60 |
| 2018-01-31 | 17:54 | 23:08 | 10 | 50 |

Se realizaron 194 perfiles de la microestructura de la capa límite superficial del océano usando el VMP-250 cerca de la BOMM en las fechas que se presentan en la Tab. 2. Los perfiles se realizaron en un punto con una profundidad promedio de 100 m, por lo que la máxima profundidad fue de aproximadamente 80 m debido a la deriva del instrumento por las corrientes superficiales. En los primeros 3 m del perfil, el sensor estaba acelerado y no en caída libre, por lo que esa información no se utilizó en este análisis. Las mediciones se realizaron en sets o bloques de 5 perfiles consecutivos (en algunas ocasiones fueron sets de 3 o 4 perfiles). Los perfiles de cada set se promediaron para tener una estimación más robusta de la tasa de disipación, la temperatura y la conductividad.

Capítulo 3. Resultados y discusión

3.1. Condiciones meteorológicas y estado de mar

Durante la campaña de medición se presentaron condiciones meteorológicas de baja a mediana intensidad. La rapidez del viento promedio a una altura de 10 metros en condiciones atmosféricas neutras fue de $U_{10} \sim 4.5$ m/s, llegando a máximos de hasta $U_{10} \sim 15$ m/s en algunos eventos de tormenta, en los cuales además se presentaron disminuciones en la presión atmosférica, valores de humedad relativa cercanos al 90 % y una predominancia de flujos de calor sensible positivos, es decir, del océano hacia la atmósfera. En promedio, se presentaron vientos con una dirección predominante del noroeste, que representan cerca de 35 % del total de las observaciones (Fig. 10 y Fig. 11).

Por otro lado, se presentaron algunos eventos correspondientes a vientos de Santa Ana, en los cuales la temperatura en el aire fue hasta 10°C mayor que la temperatura subsuperficial del agua (medida a 7 m de profundidad), por lo que los flujos de calor sensible predominantes fueron de la atmósfera al océano. Durante estos eventos, se observaron vientos provenientes de tierra, con direcciones entre 45° y 90° respecto al norte e intensidades no mayores a 8 m/s. Los valores de humedad relativa durante los eventos Santa Ana fueron bajos, llegando hasta 12 %. Adicionalmente, la zona se encuentra fuertemente influenciada por las brisas, por lo que durante el día predominan los vientos del noroeste y en la noche se presenta una componente importante de vientos débiles con dirección este-noreste.

En cuanto al oleaje, se observaron valores de altura significativa promedio de 1.5 m. En la Fig. 12 se pueden identificar por lo menos cuatro eventos de tormenta en donde las olas alcanzaron una altura significativa de $H_s \geq 3$ m. El evento más intenso presentó una altura significativa mayor que 5 m. Durante la mayor parte del tiempo predominó el *swell* sobre el oleaje local, solamente el $\sim 3.4\%$ del tiempo se presentaron casos donde la energía del oleaje local superó la energía del *swell*. En promedio, los períodos asociados con el pico del espectro estuvieron alrededor de $T_p \sim 12$ s, relacionados con una rapidez de fase asociada al pico espectral de $c_p \sim 20$ m/s, excepto en los eventos de tormenta, en donde se presentaron períodos de $T_p \sim 6$ s y una rapidez de fase de $c_p \sim 10$ m/s. La razón entre la rapidez de fase del oleaje y la velocidad de fricción en el aire c_p/u_{*a} , se conoce como la edad de la ola. Este parámetro es una medida

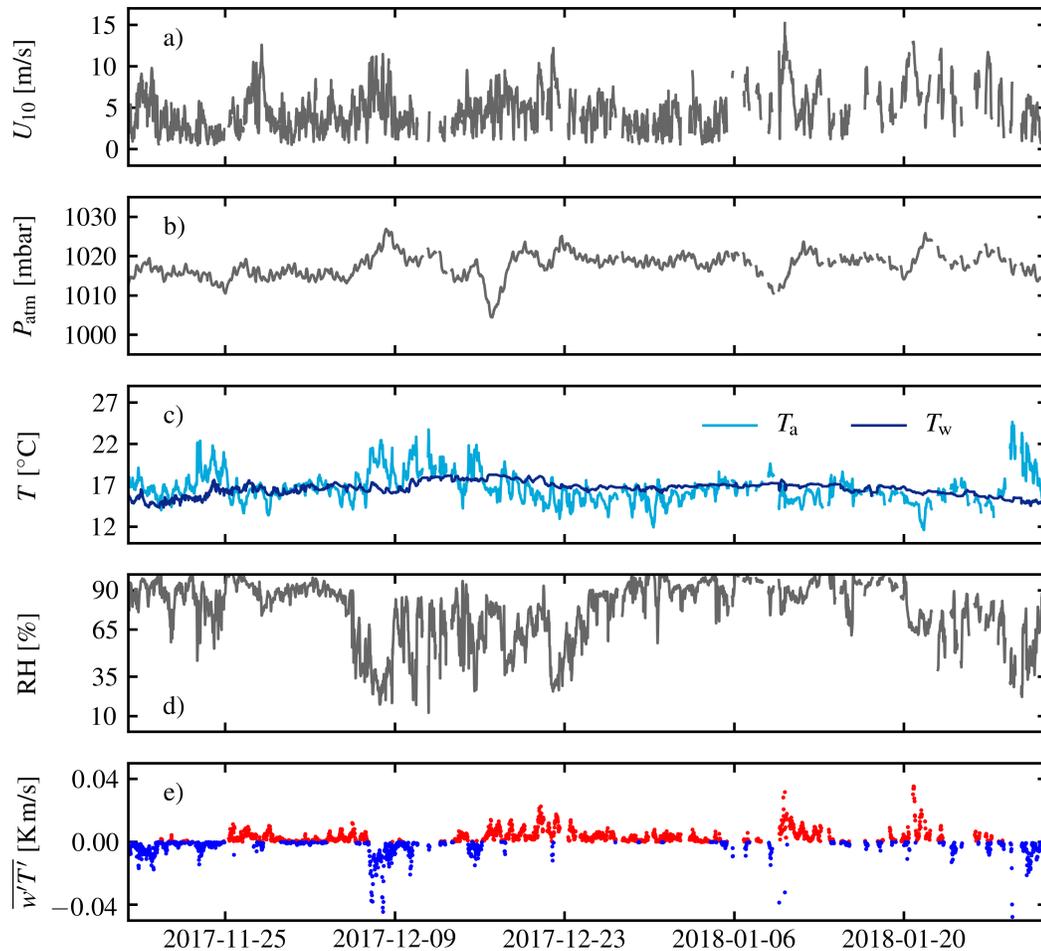


Figura 10. Series de tiempo de las variables meteorológicas observadas por la BOMM. a) Rapidez del viento a 10 metros. b) Presión atmosférica. c) Temperaturas del agua y del aire. d) Humedad relativa. e) Flujo de calor sensible. Los tiempos están en UTC.

del estado de desarrollo del oleaje con respecto al viento local. En este caso, donde se tiene un estado de mar caracterizado por una combinación de *swell* casi permanente y un oleaje local relativamente de baja intensidad y poco frecuente, la edad de la ola se entiende como una medida de la energía cinética de las olas respecto a la energía cinética del viento. Los valores de edad de la ola observados son del orden de $c_p/u_{*a} \sim 140$. En los casos de tormenta la edad de la ola fue de $c_p/u_{*a} \sim 20$, lo que corresponde a un oleaje local en estado de desarrollo. Cuando la edad de la ola es $c_p/u_{*a} > 30$ se considera que el oleaje está totalmente desarrollado (Rascle *et al.*, 2006).

La dirección del oleaje fue predominantemente entre el oeste y el noroeste (aproximadamente 45% de los casos). El oleaje generado por el viento proveniente de tierra durante los eventos de Santa Ana fue muy poco común y representa menos del 3% del total de los datos. También se presentaron algunos eventos importantes de *swell* provenientes del oeste y el suroeste (aproximadamente el 15% de los casos). En la

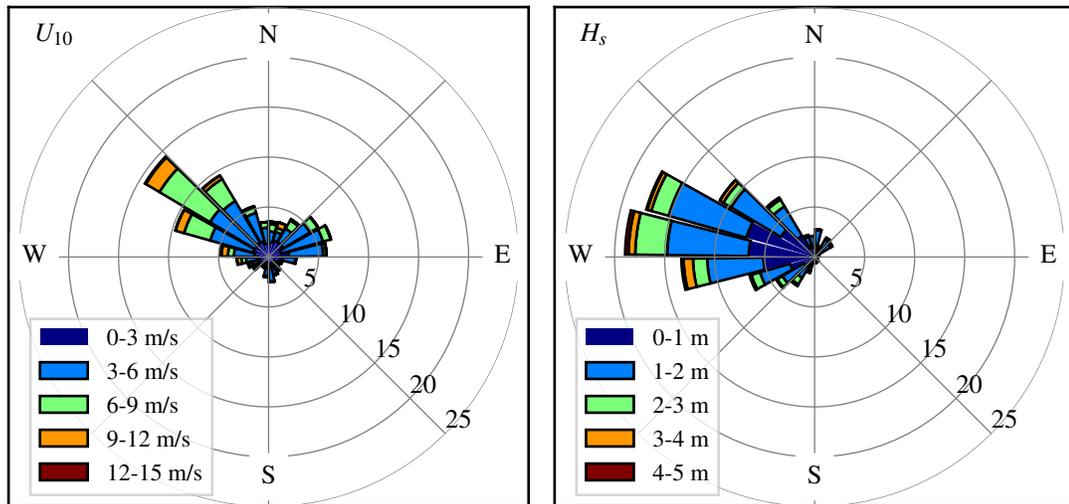


Figura 11. Histograma direccional de la rapidez del viento a 10 metros (izquierda) y la altura significativa del oleaje (derecha). Las direcciones están en convención náutica, es decir, los ángulos indican la dirección “de donde viene.”

Fig. 13 se presenta el espectro direccional del oleaje en dos fechas particulares, una del día 2018-01-18 a las 19:30 (izquierda), que corresponde a oleaje energético; y la otra el día 2018-01-30 a las 21:30 (derecha), que corresponde a oleaje poco energético. En el primer caso las olas van hacia el este, con una altura cercana a los ~ 2 m y un período mayor a 12.6 s, por otro lado, el viento tiene una dirección promedio (en un intervalo de media hora) hacia el noroeste. En el segundo caso, donde las condiciones son poco energéticas ($H_s \sim 0.5$ m y $T_p \sim 12$ s), y la dirección de las olas coincide con la dirección del viento.

Se calculó la deriva de Stokes integrando el espectro del oleaje hasta una frecuencia de 10 Hz. Esta deriva alcanza valores de aproximadamente 0.6 m/s en la superficie y su efecto se percibe hasta una profundidad de 50 m, en donde su magnitud oscila entre 10^{-2} y 10^{-3} m/s (Fig. 14c). Al comparar la magnitud de la deriva de Stokes en superficie con la rapidez del viento a 10 metros en condiciones neutrales (Fig. 14a), se puede identificar que cuando el viento es menor que 5 m/s, la razón $u_{S,0}/U_{10}$ decrece al aumentar la rapidez del viento. Cuando $U_{10} \rightarrow 0$, la deriva de Stokes tiende a infinito, lo que indica que aunque el viento es débil, existe una deriva de Stokes debida al *swell*. Además, tal como mencionan [Rascle et al. \(2008\)](#), la alta variabilidad durante vientos débiles corresponde a variaciones relativamente rápidas con disminuciones en la rapidez del viento, mientras las olas siguen en desarrollo. Por otro lado, cuando la rapidez del viento es mayores que 5 m/s, la razón $u_{S,0}/U_{10}$ aumenta prácticamente de manera lineal con la rapidez del viento, y esto corresponde con condiciones de oleaje joven (valores relativamente altos de u_{*a}/c_p). Durante esas condiciones, es precisamente el oleaje que se genera localmente el que controla la

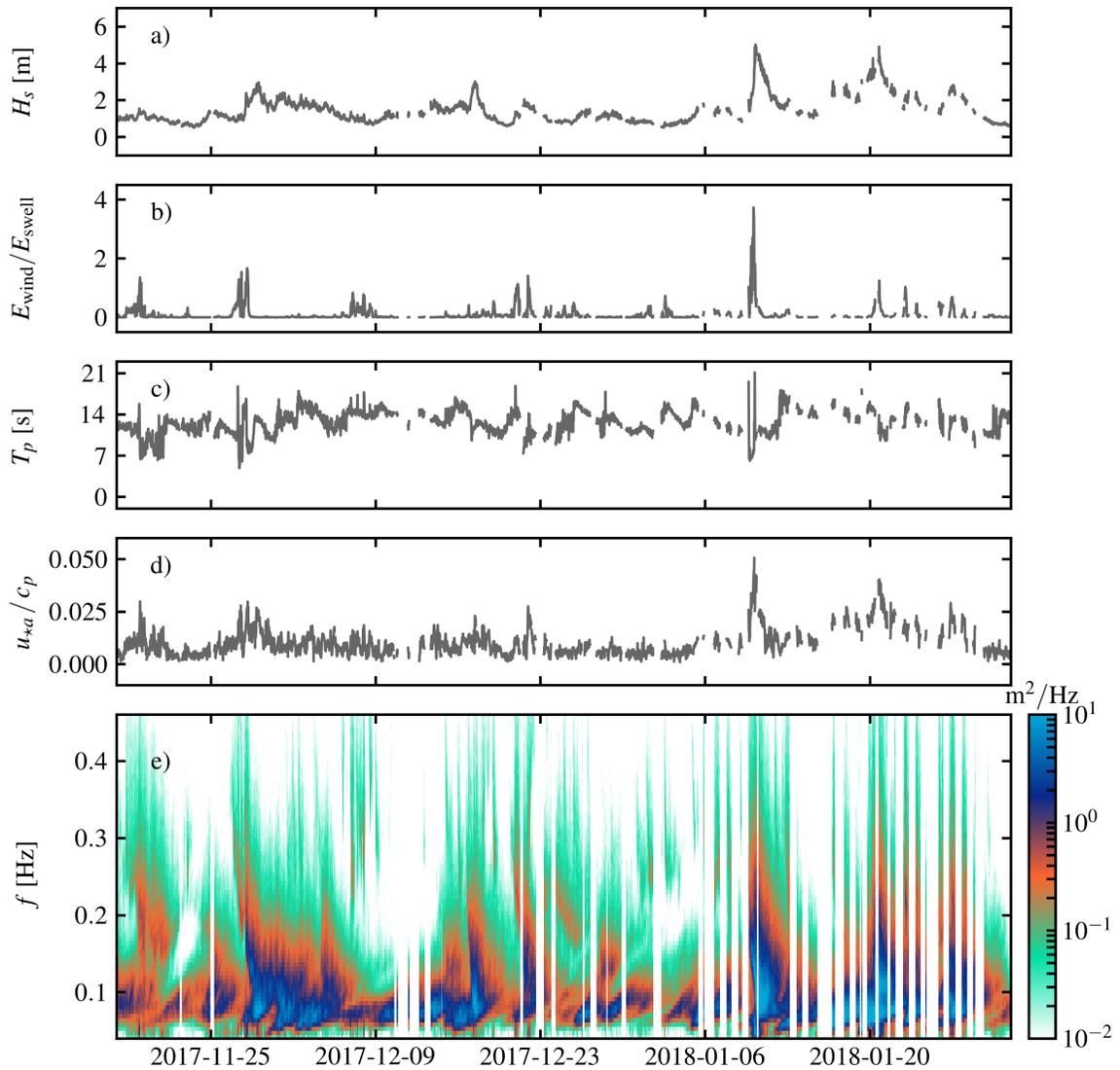


Figura 12. Series de tiempo de las condiciones del estado del mar. a) Altura significativa del oleaje. b) Razón entre energía del oleaje local y el oleaje libre. c) Período asociado al pico espectral. d) Inverso de la edad de la ola. e) Variación temporal del espectro del oleaje integrado en dirección.

deriva de Stokes. De acuerdo a las observaciones, el comportamiento de $u_{S,0}/U_{10}$ se puede representar con una función parabólica, tal como:

$$u_{S,0}/U_{10} = 0.000735 U_{10}^2 - 0.009112 U_{10} + 0.04755, \quad 0 < U_{10} \leq 13 \text{ m/s}. \quad (36)$$

Es importante notar que durante el período de observación, los valores de la razón $u_{S,0}/U_{10}$ estuvieron alrededor de 2.5% lo que implica casi el doble de lo que reportan [Rasche et al. \(2008\)](#) con datos de simulación numérica a escala global. La distribución de probabilidad de $u_{S,0}/U_{10}$ sigue un comportamiento que se ajusta muy bien a una función log-normal con parámetro de localización $\mu = 9.5 \cdot 10^{-4}$,

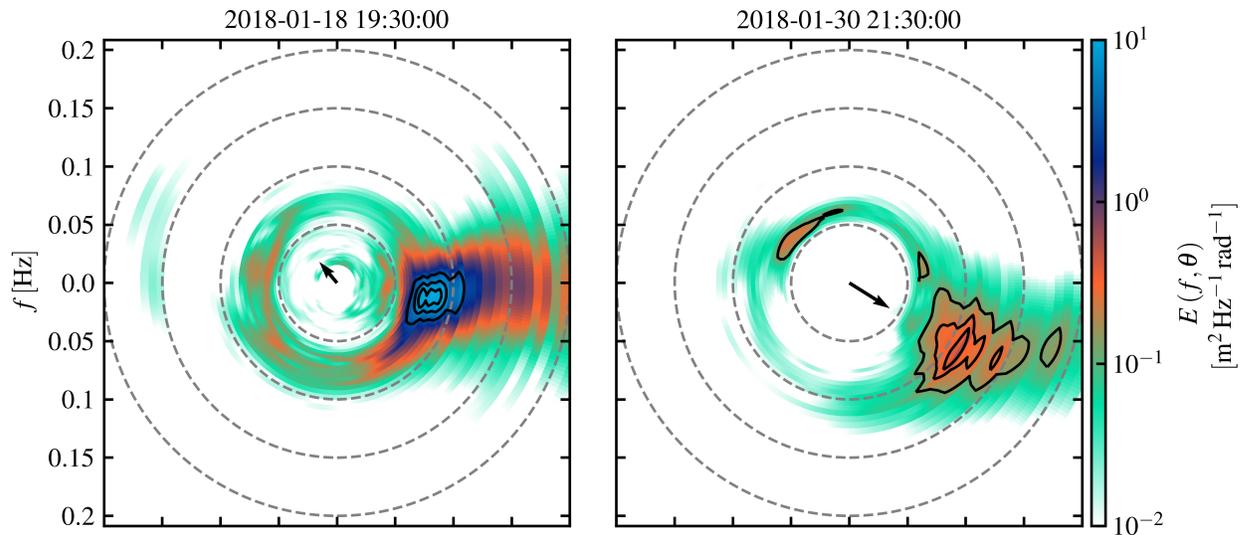


Figura 13. Espectros direccionales del oleaje del día 2018-01-18 19:30 (izquierda) y el día 2018-01-30 21:30 (derecha). Los contornos negros indican el 25, 50 y el 75 % de la energía. Las flechas negras indican la dirección promedio del viento.

forma $\sigma = 0.021$ y escala $m = 0.53$ (Fig. 14b). Cuando se presentan condiciones de vientos muy débiles ($U_{10} < 2$ m/s) y de vientos intensos ($U_{10} > 11$ m/s), la magnitud de la deriva de Stokes en superficie es más del 5% de la rapidez del viento U_{10} .

3.2. Flujos de momentum océano-atmósfera

Es una práctica común parametrizar el esfuerzo del viento en función de la rapidez del viento a 10 metros en condiciones neutrales, como:

$$\tau = \rho_a C_D U_{10}^2, \quad (37)$$

donde C_D es el coeficiente de arrastre, que históricamente, se ha tratado de representar en términos de las condiciones del estado del mar, la rapidez del viento y la estabilidad atmosférica. Generalmente, es comúnmente aceptado que el coeficiente de arrastre crece linealmente con la rapidez del viento ante condiciones de vientos moderados (Large y Pond, 1981; Smith, 1980). Sin embargo, hay evidencias que sugieren que en condiciones de vientos muy intensos el C_D tiende a ser constante (Donelan *et al.*, 2004) y en condiciones de vientos débiles el C_D tiende a aumentar a medida que disminuye la rapidez del viento, aun más en presencia de *swell* (García-Nava *et al.*, 2009). La ecuación (37) puede ser planteada en

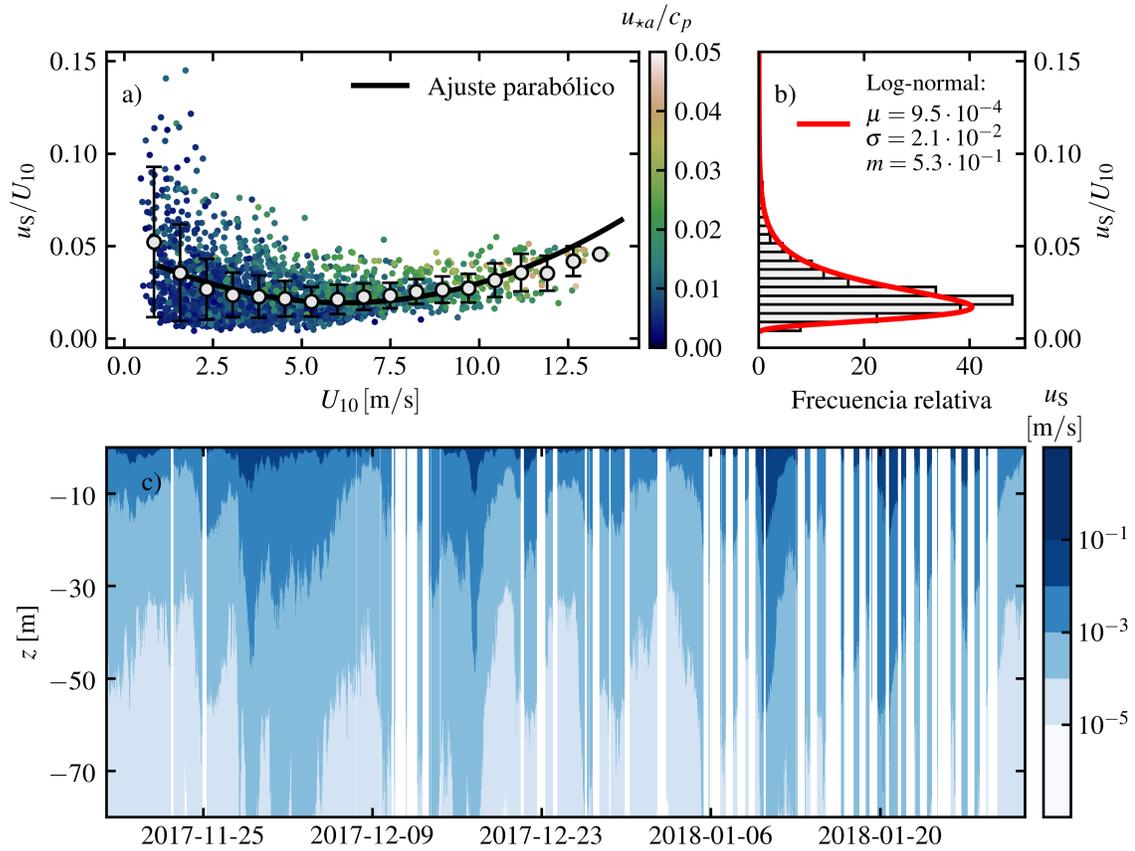


Figura 14. a) Razón entre la magnitud de la deriva de Stokes en superficie y la rapidez del viento U_{10} . La línea negra representa un ajuste parabólico dado por la ecuación (36). Los puntos grises claros indican promedio y la barras verticales desviación estándar en intervalos de clase de 0.7 m/s. b) Histograma de la razón entre la deriva de Stokes en superficie y la rapidez del viento a 10 metros en condiciones neutrales. La línea roja presenta una ajuste a una distribución log-normal de tres parámetros. c) Serie de tiempo de la estructura vertical de la deriva de Stokes. Los tiempos están en UTC.

términos de la velocidad de fricción como:

$$u_{*a} = C_D^{1/2} U_{10}. \quad (38)$$

Con esta descripción se espera que la velocidad de fricción varíe de forma proporcional a la rapidez del viento. Foreman y Emeis (2010) sugieren que la dependencia del C_D con respecto a la rapidez del viento, se debe a un planteamiento inadecuado de la relación entre la velocidad de fricción y la rapidez del viento. Por lo tanto, proponen agregar una constante en la relación lineal entre u_{*a} y U_{10} .

En la Fig. 15 se presenta la velocidad de fricción en el aire u_{*a} como función de la rapidez del viento U_{10} . Los resultados sugieren que la cuando la rapidez del viento es menor que 6 m/s, la velocidad de fricción en el aire presenta un crecimiento lento, mientras que cuando la rapidez del viento es mayor

que este valor, la razón de crecimiento es mayor. Se observa que cuando $U_{10} < 2$ m/s, la velocidad de fricción se acerca en promedio a $u_{*a} \sim 0.1$ m/s.

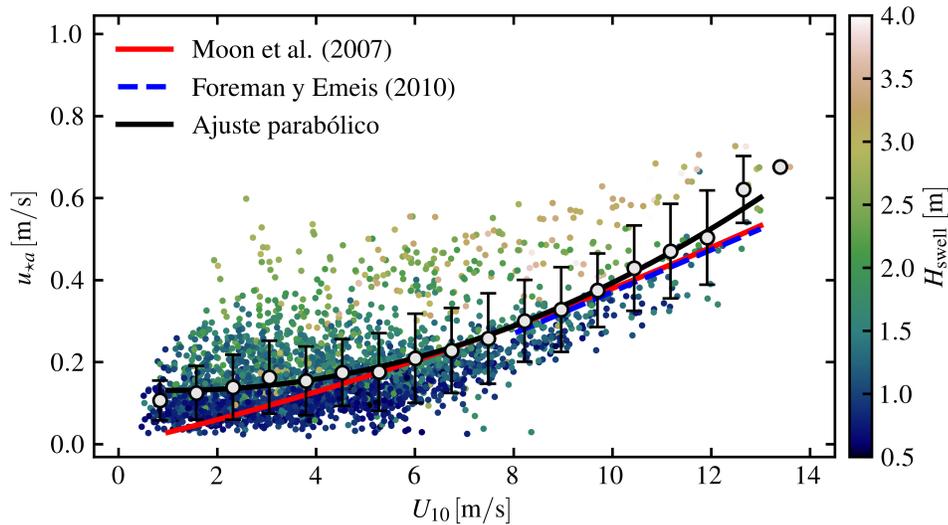


Figura 15. Velocidad de fricción en función de la velocidad del viento U_{10} . Los puntos grises claros indican el promedio y las barras verticales la desviación estándar en intervalos de clase de 0.7 m/s. Las líneas roja sólida y azul segmentada representan las parametrizaciones de Moon *et al.* (2007) y Foreman y Emeis (2010), respectivamente. La línea negra representa un ajuste parabólico dado por la ecuación (39).

Estos resultados son consistentes con lo que plantean Foreman y Emeis (2010) sobre la inclusión de una constante en la relación entre la velocidad de fricción y la rapidez del viento. Sin embargo, los resultados de las mediciones que se presentan en este trabajo, sugieren que una forma aproximada de representar la variación de la velocidad de fricción durante condiciones de vientos débiles y moderados en función de la rapidez del viento U_{10} , es mediante la ecuación:

$$u_{*a} = 0.003348 U_{10}^2 - 0.0077 U_{10} + 0.1360, \quad 0 < U_{10} \leq 13 \text{ m/s.} \quad (39)$$

El ajuste propuesto es similar a la parametrización que proponen Moon *et al.* (2007) para vientos menores a 12.5 m/s, la cual se usa en el modelo operacional de GFDL (*Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*). Además, en la Fig. 15 se observa una ligera dependencia de la velocidad de fricción en la altura significativa del *swell*. En el caso particular de una determinada rapidez del viento, la velocidad de fricción crece a medida que crece la altura significativa del *swell*, la cual fue calculada integrando el espectro del oleaje hasta una frecuencia $f_{\text{cut}} = 0.83 g/2\pi U_{10}$ (Drennan *et al.*, 2003). Estos resultados sugieren que hay una componente de la velocidad de fricción que es debida al oleaje y por lo tanto, puede ser indicio de una transferencia de momentum entre el *swell* y la atmósfera.

Para entender de manera adecuada la influencia de la edad o la pendiente del oleaje en la transferencia de momentum entre el océano y la atmósfera se requieren aún mayores esfuerzos de investigación, y el tema es todavía bajo debate. Algunos autores han observado que en presencia de *swell* se presenta una reducción del coeficiente de arrastre (Drennan *et al.*, 2003; García-Nava *et al.*, 2009; Potter, 2015). Sin embargo, otros estudios sugieren que el efecto de las olas es menos importante, especialmente durante vientos moderados a intensos, cuando el mar está fuertemente influenciado por el viento (Andreas *et al.*, 2012). Las presentes observaciones sugieren que si bien se puede plantear una parametrización de la velocidad de fricción solamente en términos de la rapidez del viento, existe una clara tendencia de crecimiento de la velocidad de fricción conforme aumenta la energía del *swell*. Andreas *et al.* (2012) discuten que este efecto puede ser un reflejo de la dificultad de medir los flujos de momentum durante vientos débiles y en presencia de *swell*, y que de hecho cuando se presentan condiciones de *swell* que se propaga en dirección contraria a la dirección del viento, es el oleaje el que transfiere momentum a la atmósfera.

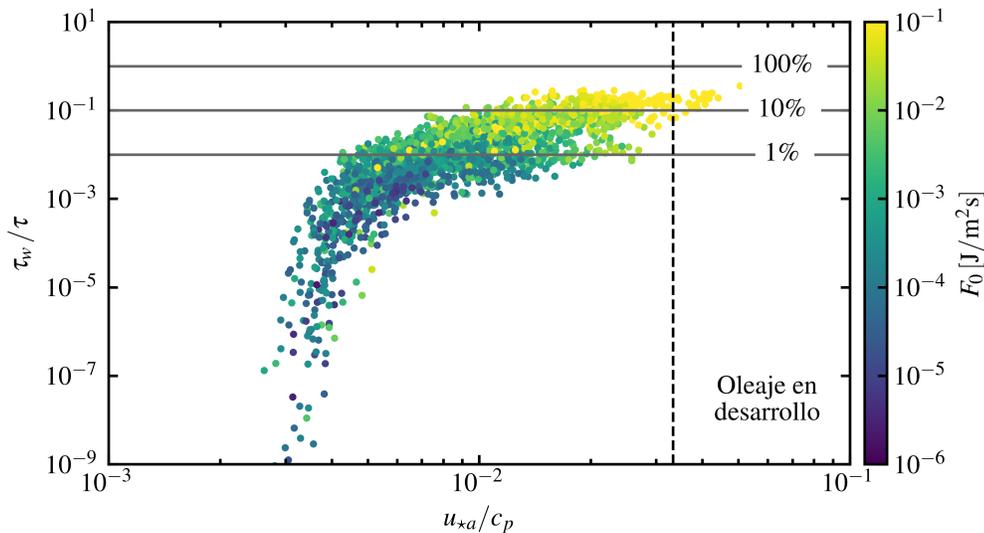


Figura 16. Relación entre el esfuerzo inducido por las olas y el esfuerzo del viento en función del inverso de la edad de la ola. Las líneas grises continuas representan el 100 %, 10 % y 1 % del esfuerzo del viento que es transferido a las olas. La línea negra segmentada representa el límite inferior de u_{*a}/c_p en el cual se considera que el oleaje está en desarrollo. Los colores indican el flujo de energía que se disipa del campo de olas y que es transferido al océano.

En la Fig. 16 se presenta la razón entre el esfuerzo inducido por las olas τ_w y el esfuerzo total medido en la atmósfera τ , en función del inverso de la edad de la ola u_{*a}/c_p y del flujo de energía del campo de olas al océano F_0 , que se calcula a partir de integrar el término de disipación de energía del oleaje. Mientras mayor sea u_{*a}/c_p , el esfuerzo inducido por las olas y el flujo de energía son mayores.

Durante el período de medición, se observó que del total del esfuerzo que actúa sobre la superficie del

mar, no más del 35 % corresponde con el esfuerzo inducido por el oleaje. Esto supone que el 65 % restante es transferido directamente a las corrientes. A medida que u_{*a}/c_p disminuye, la teoría de [Janssen \(1991\)](#) predice un decrecimiento asintótico de la razón τ/τ_w , lo que corresponde con una menor cantidad de energía disipada por el oleaje. Cuando $u_{*a}/c_p \lesssim 3 \cdot 10^{-3}$ el esfuerzo inducido por el oleaje tiende a cero. Estos casos corresponden con condiciones de vientos débiles en presencia de *swell*, en donde el esfuerzo inducido por el oleaje podría ser negativo. Durante estas condiciones, la transferencia de momentum podría ser de las olas a la atmósfera. La teoría de [Janssen \(1991\)](#) no predice el comportamiento esperado para dichas condiciones, lo cual representa una fuerte limitación en esa teoría, especialmente cuando se presentan condiciones de oleaje influenciado por el *swell*.

3.3. Tasa de disipación de la TKE

En la Fig. 17 se presentan los perfiles en función del tiempo, de la temperatura, la salinidad, la densidad potencial y la frecuencia natural de flotabilidad, que se realizaron los días 18, 30 y 31 de enero de 2018. En estas fechas se tienen mediciones simultáneas de perfiles de microestructura y observaciones en la interfase entre el océano y la atmósfera. A partir de estas variables se calculó la profundidad de la capa mezclada usando la metodología que proponen [de Boyer Montégut et al. \(2004\)](#). Los perfiles se clasificaron en dos grupos según las condiciones dominantes: *i*) los que presentaron condiciones de oleaje y viento con intensidad moderada, que corresponden a los obtenidos el día 18 de enero 2018, y *ii*) los que presentaron condiciones de oleaje y viento con intensidades relativamente menores, obtenidos durante los días 30 y 31 de enero de 2018.

En los perfiles del día 18 de enero, se observa una temperatura en la profundidad $z = -10$ m de aproximadamente 16°C y una profundidad de la capa mezclada entre 18 y 23 m. En el campo de salinidad se observa una capa entre ~ 30 y ~ 60 m de profundidad, en la que la salinidad es menor que en la superficie y en el fondo, coincidiendo además con valores de frecuencia de flotabilidad relativamente altos en las interfases de la capa. Estas observaciones son similares a las que reportan [Pérez-Brunius et al. \(2006\)](#) a partir de mediciones hidrográficas cerca de la costa de la parte norte de la península de Baja California. Por otro lado, durante los días 30 y 31 de enero se presentó un oleaje poco energético ($H_s \sim 0.5$ m), vientos débiles ($U_{10} \sim 4$ m) y un flujo de calor sensible negativo, es decir, de la atmósfera al océano (Fig. 10). La temperatura observada cerca de la superficie es aproximadamente 15°C y la profundidad

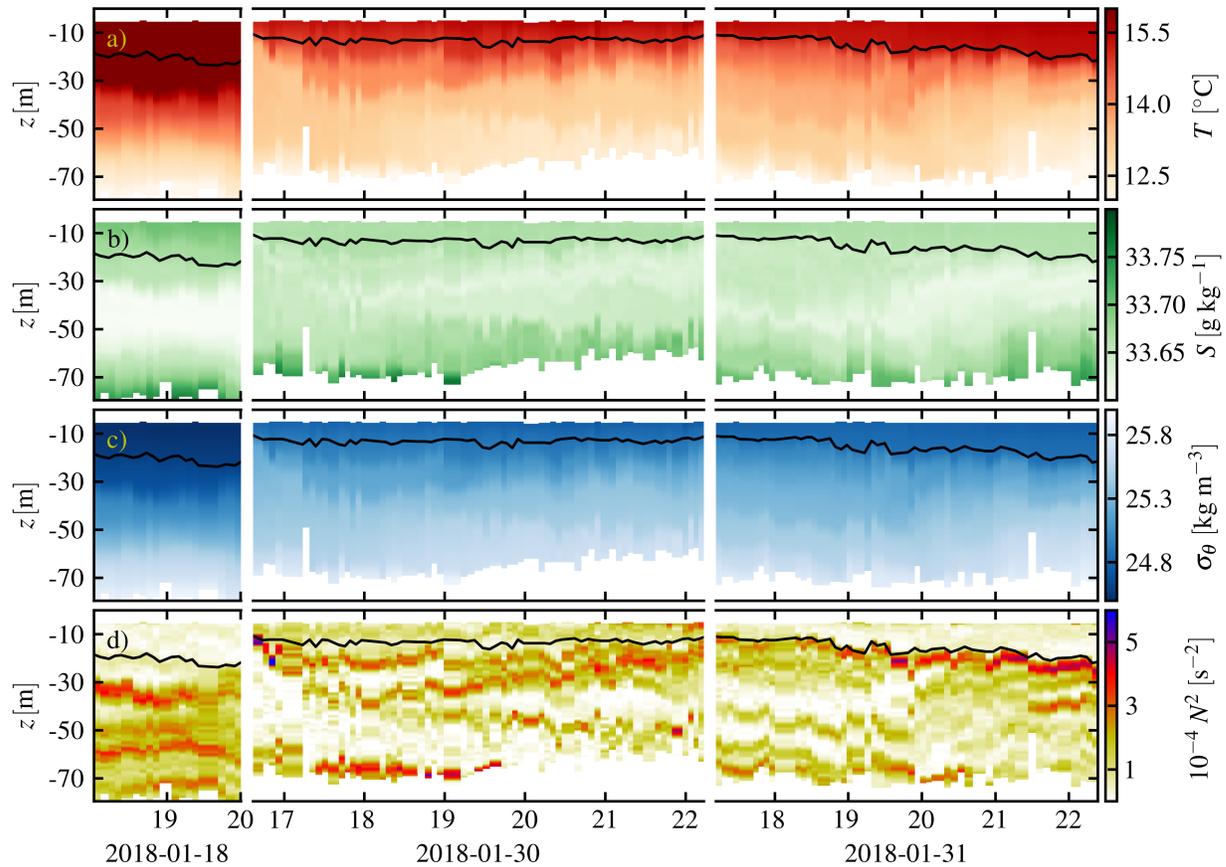


Figura 17. Perfiles observados de: a) temperatura; b) salinidad absoluta; c) densidad potencial; d) frecuencia de flotabilidad. La línea negra indica la profundidad de la capa mezclada. Los tiempos están en UTC.

de la capa mezclada 14 m. Durante el día 31 se registró un aumento en la temperatura y un aumento de la profundidad de la capa mezclada después de las 20:00 UTC, alcanzando aproximadamente 22 m. La salinidad presenta una estructura similar a la del 18 de enero, sin embargo existe un menor gradiente y una marcada variabilidad durante el día.

En la Fig. 18a se presenta la evolución temporal de los perfiles de la tasa de disipación de TKE. Durante el 18 de enero se observa una intensificación de la tasa de disipación de TKE en la capa superior (entre 5 y 12 m de profundidad), con valores del orden de $\varepsilon \sim 10^{-5}$ W/kg. En niveles inferiores, por debajo de la capa mezclada, no se observan valores significativos de la tasa de disipación de TKE, contrario a lo que sucede durante el día 30 de enero, en donde se observa una tasa de disipación del orden de $\varepsilon \sim 10^{-6}$ W/kg, en profundidades menores que la profundidad de la capa mezclada entre las 17:00 y las 19:00, y en profundidades menores que 50 m entre las 19:00 y las 22:00. Durante el día 31 de enero también se observa una estructura de la tasa de disipación de TKE similar a la que se observa el 30 de enero. Aunque no se sabe con exactitud a qué se debe esto, se podría atribuir a la presencia de ondas

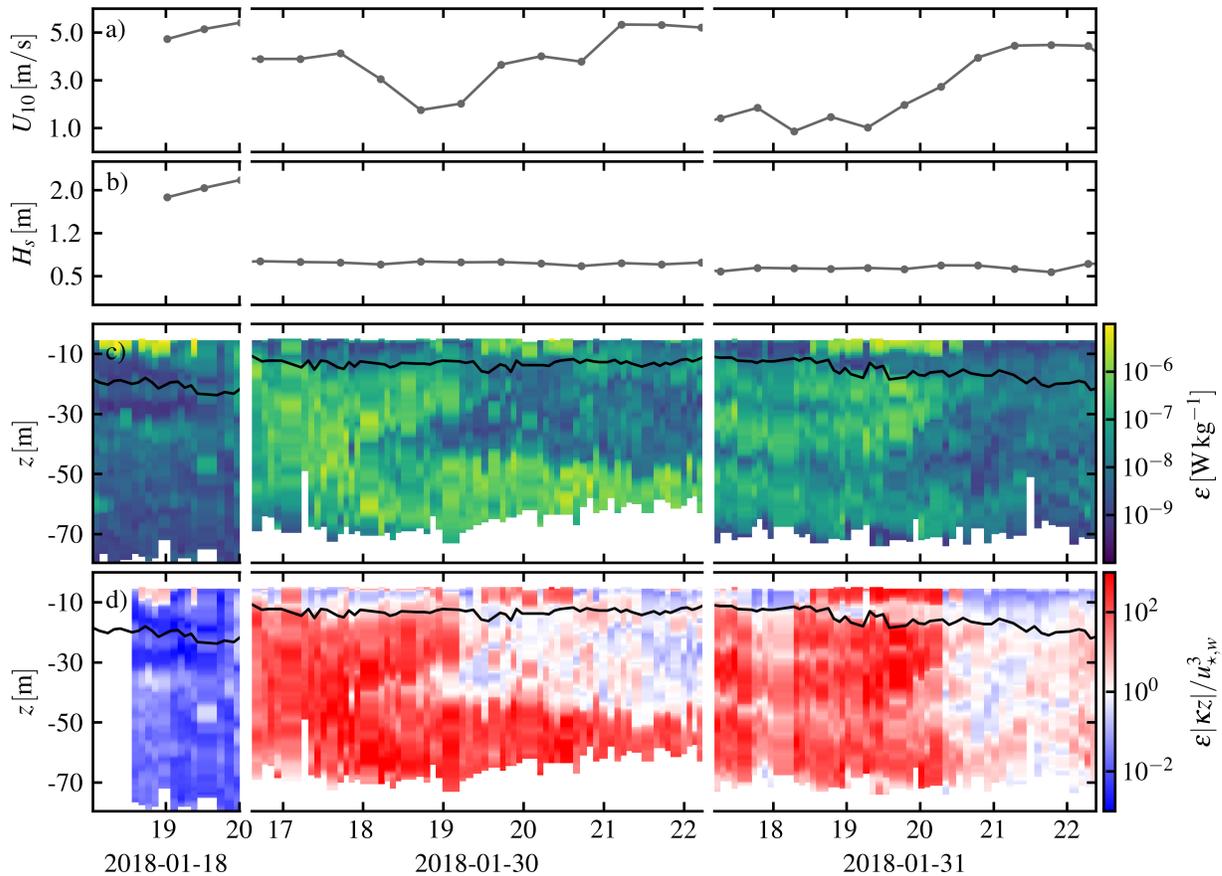


Figura 18. Series de tiempo de las variables ambientales observadas durante las mediciones simultáneas con la BOMM y con el perfilador VMP-250. a) Rapidez del viento a 10 metros. b) Altura significativa del oleaje. c) Tasa de disipación de TKE observada. d) Tasa de disipación de TKE normalizada con la ley de la pared. La línea negra indica la profundidad de la capa mezclada. Los tiempos están en UTC.

internas, ya que las mayores tasas de disipación de TKE se presentan en las regiones con los máximos gradientes de densidad, es decir, en las interfases entre capas de diferentes características (Fig. 17).

Aún ante condiciones de oleaje con relativamente baja energía representado con altura significativa entre 0.5 m y 1.0 m, aproximadamente, en los resultados de los perfiles de la tasa de disipación de TKE se identifica una intensificación de manera particular durante las 19:00-20:00 UTC en los perfiles de los días 30 y 31 de enero (Fig. 18). Esto se podría explicar teniendo en cuenta que durante esos días (y algunos días antecedentes), se presentaron condiciones de aire seco y cálido, típicas de vientos de San Ana, lo que pudo haber provocado un calentamiento de la capa más superficial del océano en las primeras horas de la mañana. Posteriormente, cuando el viento comienza a intensificarse (alrededor de las 19:00 UTC), debido a la baja humedad, se presenta una rápida evaporación, y por lo tanto una rápida liberación de calor latente del océano a la atmósfera. Esto genera una desestabilización de la capa límite oceánica, y hace que las primeras capas del océano pierdan flotabilidad y tiendan a generar movimientos convectivos,

lo que da lugar a una intensificación de la tasa de disipación. Este proceso es similar a lo que se espera que ocurra durante la noche, cuando el océano libera calor sensible a la atmósfera (Bogucki *et al.*, 2015), generando una desestabilización de la capa límite oceánica.

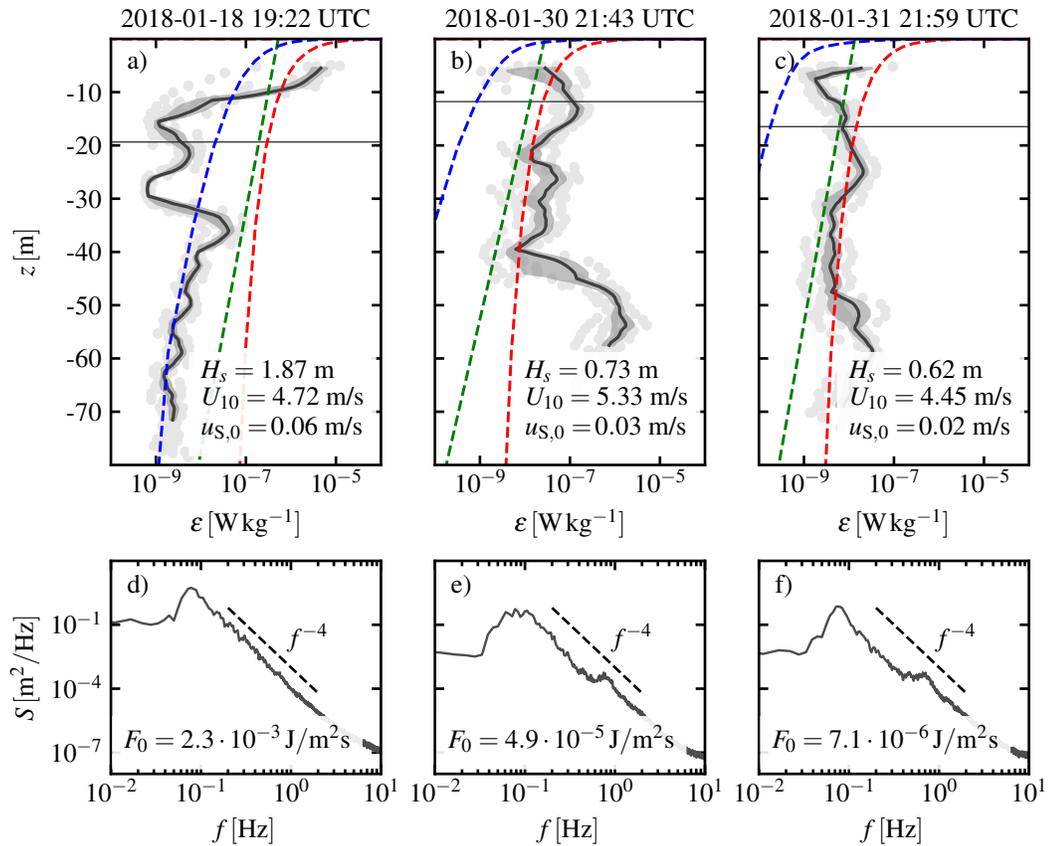


Figura 19. Ejemplos de los perfiles de la tasa de disipación de TKE obtenidos durante las mediciones realizadas los días 18 (a), 30 (b) y 31 (c) de enero de 2018 (el tiempo está en UTC), con su correspondiente espectro del oleaje en función de la frecuencia (d), (e), y (f), respectivamente. Las líneas horizontales delgadas representan la profundidad de la capa mezclada y las líneas segmentadas en los paneles superiores representan la tasa de disipación de TKE descrita por (roja) la ley de la pared, (verde) la parametrización de Huang y Qiao (2010), y (verde) una versión simplificada del gradiente de la deriva de Stokes. En los paneles inferiores, la línea negra segmentada representa el nivel de la energía del espectro del oleaje ante condiciones de saturación. Se presenta el flujo de energía por unidad de área F_0 que se transfiere de las olas al océano.

Si consideramos que la explicación anterior es razonable, es posible deducir que la intensificación de la tasa de disipación de la TKE observa durante el día 18 de enero, está asociada con la presencia del oleaje, teniendo en cuenta que durante ese día no hubo contribución importante por parte del flujo de calor. Con el fin de afinar esta explicación, se compararon entre sí algunos perfiles individuales de la tasa de disipación de TKE en conjunto con el espectro del oleaje correspondiente (Fig. 19). Durante las condiciones de oleaje relativamente más energético (18 de enero), se observa que el espectro del oleaje en la región de frecuencias $f \gtrsim 0.1$ Hz se describe razonablemente con una dependencia del tipo f^{-4} , lo que indica que el oleaje se encuentra en un equilibrio con el viento local. Esto representa una

situación diferente al caso del oleaje débil (30 y 31 de enero), cuando el oleaje local tiene una componente importante que se refleja como un máximo relativo en el nivel de energía del espectro especialmente en $f \sim 0.7 \text{ Hz}$. El oleaje se encuentra en equilibrio, especialmente en las componentes de frecuencias relativamente altas, cuando alcanza un grado de saturación en su nivel de energía que es proporcional a la velocidad de fricción en el aire (Thomson *et al.*, 2013). El nivel de equilibrio en el espectro del oleaje se presenta cuando existe un balance entre la energía suministrada por el viento y la energía disipada por el oleaje (Phillips, 1985), por lo que se espera un incremento del flujo de energía del campo de olas al océano. Se evidencia que durante las condiciones más energéticas, la energía cedida al océano es del orden de $F_0 \sim 10^{-3} \text{ J/m}^2\text{s}$, mientras que para los otros dos casos es hasta tres órdenes de magnitud menor ($F_0 \sim 10^{-6} \text{ J/m}^2\text{s}$), lo que podría ser un indicador de un efecto directo de inyección de TKE al océano producto de la disipación de las olas.

En la Fig. 20 se presentan los perfiles de la tasa de disipación de TKE observados durante las condiciones de oleaje energético. En el perfil de las 19:22 UTC, la tasa de disipación es del orden de $\varepsilon \sim 10^{-5} \text{ W/kg}$ cerca de los 5 m de profundidad y decae rápidamente hasta $\varepsilon \sim 10^{-9} \text{ W/kg}$ en una profundidad de 20 m. Este rápido decaimiento ha sido previamente observado por otros autores (Terray *et al.*, 1996) y es consistente con un balance local entre la energía cinética turbulenta producida el rompimiento del oleaje y la disipación. En los perfiles realizados media hora y una hora después se observa una disminución progresiva del gradiente, lo que se podría explicar por un transporte vertical de la turbulencia generada en superficie. Se observa además un pequeño aumento en el grosor de la capa mezclada, lo que podría ser consecuencia de la TKE transportada desde la superficie.

Los intentos de parametrizar ε se han basado generalmente en criterios de similaridad. La ley de la pared supone que la energía cinética turbulenta está dada por un balance local entre la producción por el corte del flujo medio y la disipación, pero si se considera el efecto del oleaje, teóricamente se llega a que la tasa de disipación es proporcional al corte de la deriva de Stokes (Ardhuin y Jenkins, 2006). Por lo tanto, al incluir este efecto, la tasa de disipación se puede escribir como (Huang y Qiao, 2010; Sutherland *et al.*, 2013):

$$\varepsilon = a_1 u_{*w}^2 \frac{\partial u_S}{\partial z}, \quad (40)$$

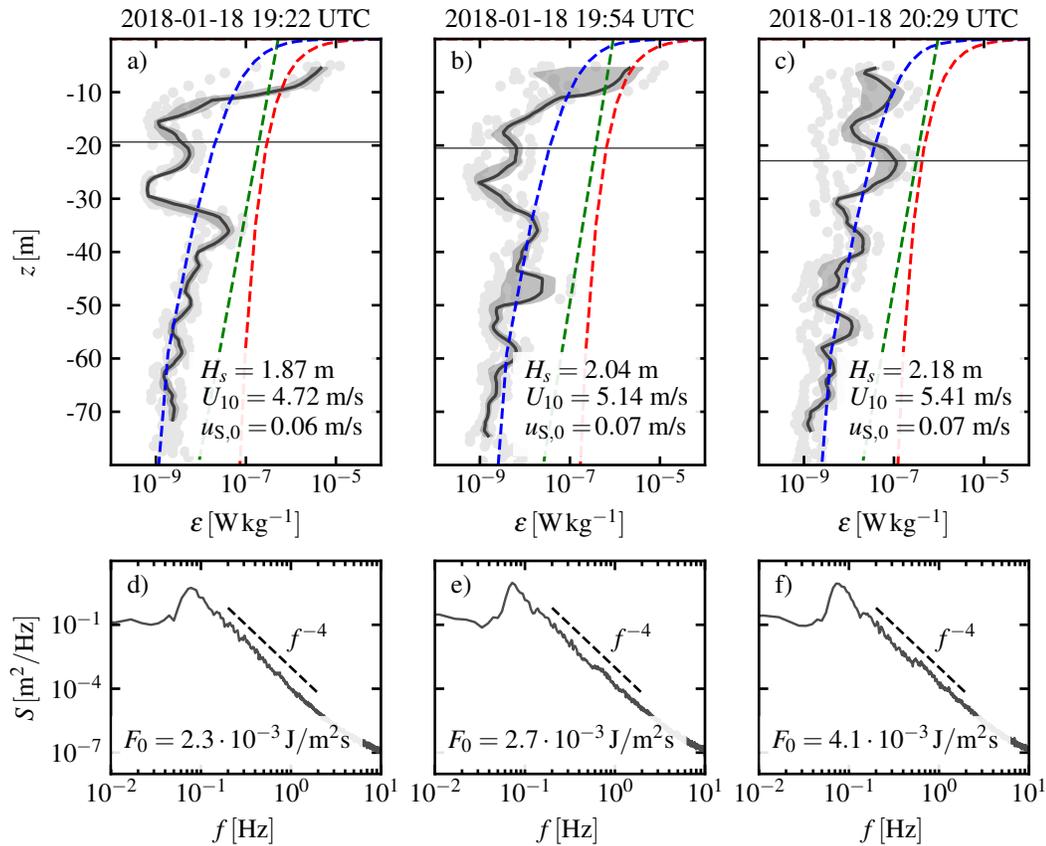


Figura 20. Comparación de los perfiles de la tasa de disipación de la TKE durante condiciones de oleaje energético. La descripción de los paneles es la misma que se presenta en la Fig. 19.

donde $a_1 = 3.75\beta\pi\sqrt{H_s/\lambda}$ es una función que depende de la pendiente de la ola propuesta por Huang y Qiao (2010), donde β es una constante de ajuste que varía entre 0 y 1. La Fig. 20 presenta la comparación de los perfiles observados, con la tasa de disipación que predice la ley de la pared y la ecuación (40). Se observa que el modelo que más se ajusta a las observaciones es el que considera la deriva de Stokes. Por el contrario, la ley de la pared tiende a sobrestimar la tasa de disipación. Adicionalmente, Huang y Qiao (2010) sugieren una forma simplificada de expresar la ecuación (40), considerando que la deriva de Stokes se puede expresar como $u_S(z) \approx u_{S,0}e^{2kz}$, donde $u_{S,0}$ es la magnitud de la deriva de Stokes en superficie. Al comparar esta simplificación, se observa que sobrestima la tasa de disipación en ciertas profundidades y no predice correctamente su decaimiento con la profundidad. Esto sucede porque se impone una forma proporcional a $\varepsilon \sim e^{2kz}$ sin considerar la distribución de la energía del oleaje dada por el espectro.

Capítulo 4. Conclusiones

En este trabajo se presentan mediciones del flujo de momentum entre el océano y la atmósfera y de perfiles de la tasa de disipación de TKE en la capa límite superficial del océano. Las mediciones se realizaron de manera simultánea con observaciones directas y con alta resolución del espectro direccional del oleaje. La tasa de disipación de TKE se estimó a partir de mediciones del corte vertical de la velocidad horizontal, llevadas a cabo con un perfilador de microestructura VMP-250. Las condiciones meteorológicas, el flujo de momentum y el espectro direccional del oleaje se obtuvieron a partir de mediciones realizadas con diversos sensores instalados en una BOMM (Boya Oceánica y de Meteorología Marina) instalada entre noviembre de 2017 y enero de 2018 cerca de la Isla Todos Santos, Ensenada, BC. Durante el período de mediciones las condiciones del oleaje se caracterizaron por la presencia predominante de olas generadas por tormentas lejanas (*swell*). El perfil vertical de la deriva de Stokes se calculó a partir de la integración del espectro del oleaje hasta una frecuencia de 10 Hz. Se encontró que la razón entre la magnitud de la deriva de Stokes en la superficie y la rapidez del viento U_{10} (referida a una altura $z = 10$ m sobre el nivel medio del mar, y en condiciones atmosféricas neutrales), presenta un comportamiento aproximadamente parabólico con respecto a U_{10} , al menos durante condiciones de vientos débiles a moderados. En promedio, la magnitud de la deriva de Stokes en la superficie representa el 2.5 % de la rapidez del viento U_{10} , excepto ante condiciones de vientos muy débiles ($U_{10} < 2$ m/s) y de vientos intensos ($U_{10} > 11$ m/s).

El flujo de momentum entre el océano y la atmósfera, representado a través de la velocidad de fricción en el aire, también presenta un comportamiento parabólico con la rapidez del viento U_{10} , tal como había sido reportado previamente por otros autores. Uno de los resultados más importantes es que la velocidad de fricción es mayor entre mayor sea la altura significativa del *swell*, específicamente cuando se considera una rapidez del viento U_{10} determinada. Es importante reconocer que es necesario un análisis más detallado para explicar el mecanismo por el cual el *swell* afecta la transferencia de momentum, sin embargo, los resultados sugieren que esta variable debe ser considerada como de igual importancia que la rapidez del viento U_{10} . El esfuerzo inducido por las olas, calculado a partir de la teoría casi lineal de crecimiento del oleaje, sugiere al menos el 65 % de la transferencia de momentum de la atmósfera se aplica directamente sobre las corrientes y el 35 % restante se transfiere al campo de olas. Esto se debe a

que las observaciones se realizaron para un oleaje dominado por *swell*. Se espera que para un oleaje en desarrollo ($c_p/u_{*a} < 30$) este porcentaje aumente.

A partir de las mediciones realizadas de la tasa de disipación de TKE se identificaron dos condiciones características: en la primera se presentó un oleaje energético y en la segunda dominaron los flujos de calor. En ambas condiciones la rapidez del viento fue similar. Las observaciones indican que durante las condiciones de oleaje relativamente más energético, el espectro del oleaje se mantiene en equilibrio (en términos del suministro de energía al oleaje, por parte del viento y la disipación de la energía por el oleaje y su rompiente), lo que coincide con una intensificación de la tasa de disipación de la TKE cerca de la superficie. A partir de los resultados de este trabajo, se puede concluir que ante las condiciones meteorológicas y del estado de mar observadas, la parametrización de [Huang y Qiao \(2010\)](#) describe mejor a las observaciones, en comparación con lo que predice la ley de la pared. Aunque es necesario obtener y analizar una cantidad mayor de observaciones, los resultados que se presentan sugieren la importancia de medir el espectro del oleaje con una alta resolución, con lo cual se puede obtener de manera acertada el balance de energía en la capa límite superficial y el flujo de momentum entre el océano y la atmósfera.

Literatura citada

- Anctil, F., Donelan, M. A., Drennan, W. M., y Graber, H. C. (1994). Eddy-correlation measurements of air-sea fluxes from a discus buoy. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11**(4): 1144–1150.
- Andreas, E. L., Mahrt, L., y Vickers, D. (2012). A new drag relation for aerodynamically rough flow over the ocean. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **69**(8): 2520–2537.
- Ardhuin, F. y Jenkins, A. D. (2006). On the interaction of surface waves and upper ocean turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **36**(3): 551–557.
- Ardhuin, F., Jenkins, A. D., y Belibassakis, K. A. (2008). Comments on “the three-dimensional current and surface wave equations”. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(6): 1340–1350.
- Babanin, A. (2009). Breaking of ocean surface waves. *Acta Physica Slovaca. Reviews and Tutorials*, **59**(4).
- Barstow, S. F., Bidlot, J. R., Caires, S., Donelan, M. A., Drennan, W. M., Dupuis, H., Graber, H. C., Green, J. J., Gronlie, O., Guérin, C., *et al.* (2005). *Measuring and analysing the directional spectrum of ocean waves*. COST Office.
- Belcher, S. E., Grant, A. L. M., Hanley, K. E., Fox-Kemper, B., Roedel, L. V., Sullivan, P. P., Large, W. G., Brown, A., Hines, A., Calvert, D., Rutgersson, A., Pettersson, H., Bidlot, J.-R., Janssen, P. A. E. M., y Polton, J. A. (2012). A global perspective on langmuir turbulence in the ocean surface boundary layer. *Geophysical Research Letters*, **39**(18).
- Bogucki, D. J., Huguenard, K., Haus, B. K., Özgökmen, T. M., Reniers, A., y Laxague, N. J. M. (2015). Scaling laws for the upper ocean temperature dissipation rate. *Geophysical Research Letters*, **42**(3): 839–846.
- Brevik, Ø., Janssen, P. A. E. M., y Bidlot, J.-R. (2014). Approximate stokes drift profiles in deep water. *Journal of Physical Oceanography*, **44**(9): 2433–2445.
- Brevik, Ø., Bidlot, J.-R., y Janssen, P. A. (2016). A stokes drift approximation based on the phillips spectrum. *Ocean Modelling*, **100**: 49–56.
- Capon, J. (1969). High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. *Proceedings of the IEEE*, **57**(8): 1408–1418.
- Cavaleri, L., Fox-Kemper, B., y Hemer, M. (2012). Wind waves in the coupled climate system. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **93**(11): 1651–1661.
- Craig, P. D. y Banner, M. L. (1994). Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *Journal of Physical Oceanography*, **24**(12): 2546–2559.
- Craik, A. D. D. y Leibovich, S. (1976). A rational model for langmuir circulations. *Journal of Fluid Mechanics*, **73**(03): 401.
- D’Asaro, E., Thomson, J., Shcherbina, A. Y., Harcourt, R. R., Cronin, M. F., Hemer, M. A., y Fox-Kemper, B. (2014). Quantifying upper ocean turbulence driven by surface waves. *Geophysical Research Letters*, **41**(1): 102–107.

- Davis, R. E. y Regier, L. A. (1977). Methods for estimating directional wave spectra from multi-element arrays. *Journal of Marine Research*, **35**(3): 453–478.
- de Boyer Montégut, C., Madec, G., Fischer, A. S., Lazar, A., y Iudicone, D. (2004). Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C12).
- Donelan, M. A., Hamilton, J., y Hui, W. H. (1985). Directional spectra of wind-generated waves. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **315**(1534): 509–562.
- Donelan, M. A., Drennan, W. M., y Magnusson, A. K. (1996). Nonstationary analysis of the directional properties of propagating waves. *Journal of Physical Oceanography*, **26**(9): 1901–1914.
- Donelan, M. A., Haus, B. K., Reul, N., Plant, W. J., Stiassnie, M., Graber, H. C., Brown, O. B., y Saltzman, E. S. (2004). On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. *Geophysical Research Letters*, **31**(18).
- Douglas, W. y Lueck, R. G. (2016). ODAS MATLAB library. Reporte técnico v4.02, Rockland Scientific International, Inc.
- Drennan, W. M., Donelan, M. A., Madsen, N., Katsaros, K. B., Terray, E. A., y Flagg, C. N. (1994). Directional wave spectra from a swath ship at sea. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11**(4): 1109–1116.
- Drennan, W. M., Graber, H. C., Hauser, D., y Quentin, C. (2003). On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas. *Journal of Geophysical Research*, **108**(C3).
- Foreman, R. J. y Emeis, S. (2010). Revisiting the definition of the drag coefficient in the marine atmospheric boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*, **40**(10): 2325–2332.
- García-Nava, H. (2006). *Evaluación del flujo de momento entre la atmósfera y el océano bajo diferentes condiciones de oleaje*. Tesis de maestría, CICESE, Ensenada, BC, México.
- García-Nava, H., Ocampo-Torres, F. J., Osuna, P., y Donelan, M. A. (2009). Wind stress in the presence of swell under moderate to strong wind conditions. *Journal of Geophysical Research*, **114**(C12).
- Gerbi, G. P., Trowbridge, J. H., Terray, E. A., Plueddemann, A. J., y Kukulka, T. (2009). Observations of turbulence in the ocean surface boundary layer: Energetics and transport. *Journal of Physical Oceanography*, **39**(5): 1077–1096.
- Goodman, L., Levine, E. R., y Lueck, R. G. (2006). On measuring the terms of the turbulent kinetic energy budget from an AUV. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **23**(7): 977–990.
- Graber, H. C., Terray, E. A., Donelan, M. A., Drennan, W. M., Leer, J. C. V., y Peters, D. B. (2000). ASIS—a new air–sea interaction spar buoy: Design and performance at sea. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**(5): 708–720.
- Greenan, B. J. W., Oakey, N. S., y Dobson, F. W. (2001). Estimates of dissipation in the ocean mixed layer using a quasi-horizontal microstructure profiler. *Journal of Physical Oceanography*, **31**(4): 992–1004.
- Hampson, R. W., Kirby, J. T., y MacMahan, J. H. (2008). Video-based nearshore depth inversion using WDM method. Reporte técnico, Center For Applied Coastal Research. University of Delaware.
- Harcourt, R. R. y D'Asaro, E. A. (2008). Large-eddy simulation of langmuir turbulence in pure wind seas. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(7): 1542–1562.

- Hasselmann, D. E., Dunckel, M., y Ewing, J. A. (1980). Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(8): 1264–1280.
- Huang, C. J. y Qiao, F. (2010). Wave-turbulence interaction and its induced mixing in the upper ocean. *Journal of Geophysical Research*, **115**(C4).
- Huang, C. J., Qiao, F., Dai, D., Ma, H., y Guo, J. (2012). Field measurement of upper ocean turbulence dissipation associated with wave-turbulence interaction in the south china sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **117**(C11): n/a–n/a.
- Högström, U. (1988). Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation. *Boundary-Layer Meteorology*, **42**(1-2): 55–78.
- Janssen, P. A. E. M. (1991). Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting. *Journal of Physical Oceanography*, **21**(11): 1631–1642.
- Komen, G. J., Cavaleri, L., y Donelan, M. A. (1996). *Dynamics and modelling of ocean waves*. Cambridge university press.
- Lane, E. M., Restrepo, J. M., y McWilliams, J. C. (2007). Wave–current interaction: A comparison of radiation-stress and vortex-force representations. *Journal of Physical Oceanography*, **37**(5): 1122–1141.
- Large, W. G. y Pond, S. (1981). Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *Journal of Physical Oceanography*, **11**(3): 324–336.
- Longuet-Higgins, M. S. y Stewart, R. W. (1964). Radiation stresses in water waves: a physical discussion, with applications. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, **11**(4): 529–562.
- Longuet-Higgins, M. S., Cartwright, D. E., y Smith, N. D. (1963). Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy. *Ocean waves spectra*, pp. 111–136.
- Lueck, R. G. (2013). Calculating the rate of dissipation of turbulent kinetick energy. Reporte técnico TN028, Rockland Scientific International, Inc.
- Lygre, A. y Krogstad, H. E. (1986). Maximum entropy estimation of the directional distribution in ocean wave spectra. *Journal of Physical Oceanography*, **16**(12): 2052–2060.
- Macoun, P. y Lueck, R. G. (2004). Modeling the spatial response of the airfoil shear probe using different sized probes. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **21**(2): 284–297.
- Mastenbroek, C., Burgers, G., y Janssen, P. A. E. M. (1993). The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*, **23**(8): 1856–1866.
- McWilliams, J. C. y Restrepo, J. M. (1999). The wave-driven ocean circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **29**(10): 2523–2540.
- McWilliams, J. C., Huckle, E., Liang, J., y Sullivan, P. P. (2014). Langmuir turbulence in swell. *Journal of Physical Oceanography*, **44**(3): 870–890.
- Mellor, G. (2003). The three-dimensional current and surface wave equations. *Journal of Physical Oceanography*, **33**(9): 1978–1989.
- Mellor, G. (2016). On theories dealing with the interaction of surface waves and ocean circulation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **121**(7): 4474–4486.

- Miller, S. D., Hristov, T. S., Edson, J. B., y Friehe, C. A. (2008). Platform motion effects on measurements of turbulence and air–sea exchange over the open ocean. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **25**(9): 1683–1694.
- Mitsuyasu, H., Tasai, F., Suhara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T., y Rikiishi, K. (1975). Observations of the directional spectrum of ocean Waves Using a cloverleaf buoy. *Journal of Physical Oceanography*, **5**(4): 750–760.
- Moon, I.-J., Ginis, I., Hara, T., y Thomas, B. (2007). A physics-based parameterization of air–sea momentum flux at high wind speeds and its impact on hurricane intensity predictions. *Monthly Weather Review*, **135**(8): 2869–2878.
- Mudge, T. D. y Lueck, R. G. (1994). Digital signal processing to enhance oceanographic observations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11**(3): 825–836.
- Nasmyth, P. W. (1970). *Oceanic turbulence*. Tesis de doctorado, University of British Columbia.
- Oakey, N. S. (1982). Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **12**(3): 256–271.
- Ocampo-Torres, F. J., García-Nava, H., Durazo, R., Osuna, P., Méndez, G. M. D., y Graber, H. C. (2010). The intOA experiment: A study of ocean-atmosphere interactions under moderate to strong offshore winds and opposing swell conditions in the Gulf of Tehuantepec, México. *Boundary-Layer Meteorology*, **138**(3): 433–451.
- Panchev, S. y Kesich, D. (1969). Energy spectrum of isotropic turbulence at large wavenumbers. *Comptes rendus de l'Académie bulgare des Sciences*, **22**: 627–630.
- Pérez-Brunius, P., López, M., y Pineda, J. (2006). Hydrographic conditions near the coast of northwestern Baja California: 1997–2004. *Continental Shelf Research*, **26**(8): 885–901.
- Perrie, W., Tang, C. L., Hu, Y., y DeTracy, B. M. (2003). The impact of waves on surface currents. *Journal of Physical Oceanography*, **33**(10): 2126–2140.
- Phillips, O. M. (1985). Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **156**(-1): 505.
- Polton, J. A., Lewis, D. M., y Belcher, S. E. (2005). The role of wave-induced coriolis–stokes forcing on the wind-driven mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **35**(4): 444–457.
- Potter, H. (2015). Swell and the drag coefficient. *Ocean Dynamics*, **65**(3): 375–384.
- Prairie, B., Stern, P., y Lueck, R. G. (2015). VMP-250 instrument manual. Reporte técnico, Rockland Scientific International, Inc.
- Qiao, F., Yuan, Y., Yang, Y., Zheng, Q., Xia, C., y Ma, J. (2004). Wave-induced mixing in the upper ocean: Distribution and application to a global ocean circulation model. *Geophysical Research Letters*, **31**(11): 1–4.
- Raschle, N., Arduin, F., y Terray, E. A. (2006). Drift and mixing under the ocean surface: A coherent one-dimensional description with application to unstratified conditions. *Journal of Geophysical Research*, **111**(C3).

- Raschle, N., Ardhuin, F., Queffelec, P., y Croizé-Fillon, D. (2008). A global wave parameter database for geophysical applications. part 1: Wave-current–turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations. *Ocean Modelling*, **25**(3-4): 154–171.
- Roget, E., Lozovatsky, I., Sanchez, X., y Figueroa, M. (2006). Microstructure measurements in natural waters: Methodology and applications. *Progress in Oceanography*, **70**(2-4): 126–148.
- Ruddick, B., Anis, A., y Thompson, K. (2000). Maximum likelihood spectral fitting: The batchelor spectrum. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**(11): 1541–1555.
- Smith, S. D. (1980). Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(5): 709–726.
- Sullivan, P. P. y McWilliams, J. C. (2010). Dynamics of winds and currents coupled to surface waves. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **42**(1): 19–42.
- Sullivan, P. P., Romero, L., McWilliams, J. C., y Melville, W. K. (2012). Transient evolution of langmuir turbulence in ocean boundary layers driven by hurricane winds and waves. *Journal of Physical Oceanography*, **42**(11): 1959–1980.
- Sutherland, G. (2014). *Observations of turbulent dynamics in the ocean surface boundary layer*. Tesis de doctorado, National University of Ireland, Galway, Ireland.
- Sutherland, G., Ward, B., y Christensen, K. H. (2013). Wave-turbulence scaling in the ocean mixed layer. *Ocean Science*, **9**(4): 597–608.
- Sutherland, G., Christensen, K. H., y Ward, B. (2014). Evaluating langmuir turbulence parameterizations in the ocean surface boundary layer. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **119**(3): 1899–1910.
- Terray, E., Donelan, M., Agrawal, Y., Drennan, W., Kahma, K., Williams, A., Hwang, P., y Kitaigorodskii, S. (1996). Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*, **26**(5): 792–807.
- Thomson, J., D’Asaro, E. A., Cronin, M. F., Rogers, W. E., Harcourt, R. R., y Shcherbina, A. (2013). Waves and the equilibrium range at ocean weather station p. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **118**(11): 5951–5962.
- Torrence, C. y Compo, G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **79**(1): 61–78.
- Venables, E., Nicholls, K., Wolk, F., Makinson, K., y Anker, P. (2014). Measuring turbulent dissipation rates beneath an antarctic ice shelf. *Marine Technology Society Journal*, **48**(5): 18–24.
- Veron, F., Melville, W. K., y Lenain, L. (2008). Wave-coherent air–sea heat flux. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(4): 788–802.
- Wolk, F., Yamazaki, H., Seuront, L., y Lueck, R. G. (2002). A new free-fall profiler for measuring biophysical microstructure. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **19**(5): 780–793.
- Young, I. R. (1994). On the measurement of directional wave spectra. *Applied Ocean Research*, **16**(5): 283–294.