

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



**Maestría en Ciencias
en Oceanografía Física**

**Estudio numérico de la interacción oleaje-corrientes bajo
condiciones de viento intenso**

Tesis

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

Presenta:

Marco Jesus Larrañaga Fu

Ensenada, Baja California, México

2018

Tesis defendida por

Marco Jesus Larrañaga Fu

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. José Pedro Osuna Cañedo

Director del Comité

Dr. Francisco Javier Ocampo Torres

Dr. Joao Marcos Azevedo Correia de Souza

Dr. Ernesto García Mendoza



Dr. Cuauhtemoc Turrent Thompson

Coordinador del Programa de Posgrado en
Oceanografía Física

Dra. Rufina Hernández Martínez

Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta **Marco Jesus Larrañaga Fu** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Oceanografía Física.

Estudio numérico de la interacción oleaje-corrientes bajo condiciones de viento intenso

Resumen aprobado por:

Dr. José Pedro Osuna Cañedo

Director de tesis

El oleaje juega un papel importante en la transferencia de momento y propiedades escalares entre el océano y la atmósfera, a pesar de ello, la mayoría de los modelos operacionales no incluyen explícitamente los términos de la interacción olas-corrientes. En este trabajo se realiza un estudio numérico con la finalidad de mostrar la importancia de los procesos asociados a la interacción olas-corrientes, esto por medio de un sistema acoplado con el que se simulaban las condiciones dinámicas que se generan en presencia de viento intenso ($\sim 18 \text{ ms}^{-1}$) en el Golfo de Tehuantepec. Para ello se utiliza el modelo de olas WAM con condiciones de frontera de una simulación de WW3 para incluir el efecto del oleaje remoto. Así mismo, se utiliza el modelo hidrodinámico POLCOMS con condiciones de frontera de la base de datos HYCOMS. Para resolver los procesos de mezcla turbulenta se utiliza el esquema de cerradura turbulenta $\kappa - \epsilon$. El acoplamiento de los modelos POLCOMS y WAM se basa en el formalismo *vortex-force*. Los forzamientos atmosféricos que se utilizan en ambos modelos se obtienen con una implementación del modelo WRF. Los resultados muestran que durante un evento Tehuano la magnitud de los términos asociados a la interacción olas-corrientes (Stokes-Coriolis y *vortex force*) son del orden de 1×10^{-6} y $1 \times 10^{-6} \text{ ms}^{-2}$, respectivamente. La mayoría de las diferencias en las corrientes superficiales que se obtienen al incluir el acoplamiento entre las olas y las corrientes ($\sim 0.3 \text{ ms}^{-1}$), son atribuidas a modificaciones en el término de difusión de la ecuación de momento por un incremento en coeficiente de viscosidad turbulenta debido efecto de las olas. Al utilizar un coeficiente de arrastre con dependencia en el estado del mar, se obtiene un aumento del 15 % en el esfuerzo que se transfiere a las corrientes por parte de la atmósfera al aumentar la escala de rugosidad aerodinámica. En la región con mayor generación de oleaje se presenta una disminución del 15 % en el esfuerzo que se transfiere a las corrientes por parte de la atmósfera, ya que este se utiliza en la generación de oleaje. Al incluir el término de producción de turbulencia por el corte vertical de la deriva de Stokes, se presenta un decremento de $0.2 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y un aumento de $0.2 \text{ }^{\circ}\text{C}$ en la temperatura del agua en la superficie y en la profundidad donde se ubica la termoclina, respectivamente. El término de producción de energía cinética turbulenta que se asocia al corte vertical de la deriva de Stokes, puede inhibir la turbulencia cuando el corte vertical del flujo medio y el corte vertical de la deriva de Stokes presentan signo contrario.

Palabras Clave: **Interacción olas-corrientes, oleaje, corrientes, simulación numérica, mezcla vertical**

Abstract of the thesis presented by **Marco Jesus Larrañaga Fu** as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Physical Oceanography.

Numerical simulation of wave-currents interaction under strong winds conditions

Abstract approved by:

Dr. José Pedro Osuna Cañedo
Thesis director

Although ocean surface waves are known to play an important role in the momentum and other scalar transfer between the atmosphere and the ocean, most operational numerical models do not explicitly include the terms of wave-current interaction. In this work, a numerical analysis about the relative importance of the processes associated with the wave-current interaction under strong off-shore wind conditions in Gulf of Tehuantepec (the southern Mexican Pacific) was carried out. The numerical system includes the spectral wave model WAM and the 3D hydrodynamic model POLCOMS, with the vertical turbulent mixing parametrized by the kappa-epsilon closure model. The coupling methodology is based on the vortex-force formalism. The hydrodynamic model was forced at the open boundaries using the HYCOM database and the wave model was forced at the open boundaries by remote waves from the southern Pacific. The atmospheric forcing for both models was provided by a local implementation of the WRF model, forced at the open boundaries using the CFSR database. The analysis of the model results showed that the wave-current interaction terms Stokes-Coriolis and vortex-force had magnitudes of $\sim 1 \times 10^{-6}$ and $\sim 1 \times 10^{-7} \text{ ms}^{-2}$, respectively. The most important differences in the surface currents magnitude were related to introducing a wave dependence in the term of diffusion. However, the effect of the wave-current interactions terms are small compared to the magnitude of the total current.

Keywords: Wave-currents interaction, surface waves, currents, numerical simulation, vertical mixing

Dedicatoria

A mis padres, Aida y Marco.

A mis hermanas Aida y Tania.

A Jessica

Agradecimientos

A Pedro Osuna por guiarme durante el desarrollo de este trabajo. Por sus consejos, tanto como de director de tesis como de un gran amigo, muchas gracias.

A Paco Ocampo-Torres por su paciencia, apoyo y experiencia transmitida durante este largo camino, muchas gracias.

A mis sinodales Joao Azevedo y Ernesto García por la ayuda brindada durante el desarrollo de este trabajo.

Nuevamente a Pedro y a Paco por creer en mí, sin su apoyo no habría sido posible el continuar con mi formación académica.

A los profesores del posgrado, gracias por compartir su conocimiento y por el apoyo incondicional durante el desarrollo de este trabajo.

Al inigualable, único y salvaje grupo de oleaje integrado por: Pancho, Daniel, Diego G., Lucia, Tito maledicto, Erick, Vladimir, Hector, Tenoch, Rodrigo, Chiapas, Jessica, Barbas, Laura, Nicolas R., Isaac, Aldo, Aimie, René, Diego L., Melissa, Lalo, Memo, Monty, Jacinto y los que faltan. Porque soy de Oleaje, soy Salvaje!!!.

A mis compañeros tesistas Daniel, Pancho, Lucia, Diego G., Mauro, Rosmery, Sandy, Alejandro, Rosita, Tadashi, Nemo, Raúl, Juan, Javier, Arturo, Lenin, Lalo y Mario por todas las alegatas que mejoran nuestros trabajos.

A los compañeros y personal del departamento de Oceanografía Física.

A Jessica por su amor y apoyo incondicional.

A Reginaldo Durazo, gracias por sus consejos y su amistad. Ningún gerundio en la tesis.

A Pancho Ramona por su amistad y por cuidar de Miclo y Kayla durante el desarrollo de

este trabajo.

A Julián Delgado por su asesoría en la instalación del modelo WRF.

A Pancho por ayudarme con el formato de la tesis en Latex.

A Lupita Pacheco, Julieta Castro, Alondra Preciado, Sofía Zazueta, Alina Morales y Lupita Rodríguez por su apoyo durante mi estancia en el posgrado.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria.	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras.	ix
Lista de tablas	xiv
Capítulo 1: Introducción	1
1.1. Antecedentes	2
1.2. Objetivos	10
Capítulo 2: Descripción de los modelos numéricos utilizados.	11
2.1. El modelo atmosférico WRF	11
2.2. El modelo hidrodinámico POLCOMS	12
2.3. El modelo del espectro direccional del oleaje WAM	15
Capítulo 3: Experimentos numéricos.	20
3.1. Área de estudio: Golfo de Tehuantepec	20
3.2. Simulación de las condiciones meteorológicas con el modelo WRF	22
3.2.1. Implementación del modelo en la región de estudio	22
3.2.2. Validación de los resultados de WRF	23
3.2.2.1. Comparación con observaciones <i>in situ</i>	23
3.2.2.2. Comparación con escaterómetros	26
3.3. Simulación de las condiciones oceanográficas con el modelo POLCOMS	30
3.3.1. Implementación del modelo en la región de estudio	30
3.3.2. Validación de los resultados de POLCOMS	32
3.3.2.1. Comparación con la geostrofia asociada a mediciones de la anomalía del nivel del mar	32
3.4. Simulación numérica del oleaje con el modelo WAM	34
3.4.1. Implementación del modelo en la región de estudio	34
3.4.2. Validación de los resultados de WAM	35
3.4.2.1. Comparación con observaciones <i>in situ</i>	35
3.4.2.2. Comparación con altimetría	36
3.5. Acoplamiento entre POLCOMS y WAM	37
3.6. Descripción de los experimentos numéricos	39
Capítulo 4: Resultados y discusiones.	41
4.1. Condiciones promedio durante el evento Tehuano: viento, corrientes su- perficiales y oleaje	41

4.1.1.	Magnitud y dirección del viento	41
4.1.2.	Corrientes superficiales	42
4.1.3.	Parámetros integrales del oleaje y la deriva de Stokes	44
4.2.	Magnitud de la aceleración asociada con los términos Stokes-Coriolis y <i>vortex force</i>	45
4.3.	Efecto de los términos asociados con la interacción olas-corrientes en la capa superficial del océano	49
4.3.1.	El efecto en las corrientes superficiales	49
4.3.2.	Efecto del coeficiente de arrastre que depende del estado del mar	52
4.3.3.	Capa mezclada	56
Capítulo 5: Conclusiones		64
Literatura citada		67

Lista de figuras

Figura	Página
1. Diagrama del régimen de mezcla en la capa superficial del océano. Los contornos de color hacen referencia a la tasa de disipación, $\log_{10}(\varepsilon h/u_*^3)$. Las líneas negras gruesas dividen las regiones en las que cada forzamiento produce el 90 % de la turbulencia disipada. Los contornos color blanco muestra la función de densidad de probabilidad de La y h/La calculada para el Océano Antártico durante una estación de invierno. El panel izquierdo muestra la variabilidad de $\log_{10}(\varepsilon h/u_*^3)$ en función de La a lo largo de la línea segmentada horizontal de la figura principal. El panel inferior muestra la variabilidad de $\log_{10}(\varepsilon h/u_*^3)$ en función de h/L_L a lo largo de la línea segmentada vertical de la figura principal (Belcher <i>et al.</i> , 2012).	5
2. Condiciones oceánicas y atmosféricas para (a) la estación de medición en el océano durante el invierno de 2011, (b) en la estación de medición en el lago durante el otoño de 2011 y (b) en el océano durante verano/otoño del 2012. Los contornos de color hacen referencia a la temperatura y las líneas color negro muestran la profundidad de la capa de mezcla. Por último, se muestran histogramas de (a) la velocidad del viento, (e) altura significativa, (f) velocidad de fricción y (g) la deriva de Stokes en superficie para los diferentes experimentos (D'Asaro <i>et al.</i> , 2014).	6
3. Diagrama del mecanismo de generación de la circulación de Langmuir (modificado de Leibovich, 1983 y de Sullivan <i>et al.</i> , 2007). Las perturbaciones en la corriente superficial ($\hat{u}$) generan vorticidad (ω) que al interactuar con la deriva de Stokes (U_s) dan lugar al término <i>vortex force</i> ($vf = U_s \times \omega$).	7
4. Contribución de la turbulencia de Langmuir en la capa superficial del océano global durante una temporada de invierno. a) Incremento en la profundidad de la capa mezclada (en porcentaje) con respecto al no incluir la circulación de Langmuir en la parametrización de la mezcla vertical. b) Profundidad de la capa de mezcla zonal promedio (líneas gruesas) durante el invierno con los correspondientes percentiles del 25 % y 75 % (líneas delgadas) con (líneas oscuras) y sin (líneas rojas) incluir la circulación de Langmuir. c) Profundidad de la capa de mezcla zonal promedio durante una temporada de verano con los correspondientes percentiles del 25 % y 75 % con y sin incluir la circulación de langmuir (D'Asaro <i>et al.</i> , 2014).	8
5. Diagrama de interacción para $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$. Cada contorno representa un valor específico de γ (Hasselmann, 1963b).	18
6. Posición de la configuración de los numesros de onda en la metodología DIA con $\alpha = 0.25$ y su imagen en el diagrama de interacción (Hasselmann, 1963b).	19
7. Área de estudio. La escala de grises representa a la orografía, mientras que las líneas color negro muestran las isóbatas de 100 y 1000 m de profundidad. Los recuadros color negro con líneas segmentadas muestran los dominios numéricos utilizados para la implementación del modelo WRF. El recuadro con línea gruesa color negro hace referencia al dominio numérico utilizado en la implementación de los modelos POLCOMS y WAM.	21
8. a) Comparación de la magnitud del viento calculada por WRF (azul), CFSR(verde-azul) y la registrada por la boya ASIS (gris). b) Distribución de probabilidad asociada al error estándar de la magnitud del viento de CFSR y WRF con respecto a la magnitud del viento medida en la boya ASIS. Los casos 1 y 2 corresponden a las fechas en las que se realizaron validaciones de la magnitud del viento por medio de escaterómetros.	24

9.	Diagrama de dispersión entre la magnitud del viento de WRF (a) y CFSR (b) con respecto a la magnitud del viento medida por la boya ASIS. La barra de color hace referencia a la diferencia en dirección (θ) del viento medido en la boya y los obtenidos por los productos numéricos. <i>RMSE</i> es el error cuadrático medio y <i>r</i> el coeficiente de correlación entre las series de tiempo.	25
10.	Diagrama de Taylor. La desviación estándar del modelo es normalizada con la desviación estándar de la observación. La anomalía del error cuadrático medio entre el modelo y la observación es normalizada con la desviación estándar de la observación.	26
11.	Comparación de la distribución espacial de la magnitud del viento obtenida por QuikSCAT (a), WRF(b) y CFSR (c) para el 10 de marzo de 2005 a las 23 horas. La línea gruesa color negro muestra la región del Tehuano con velocidades mayores a 6 ms^{-1} medidas por el escaterómetro.	27
12.	Diagrama de dispersión de la magnitud del viento medida por QuikSCAT dentro de la región del Tehuano contra la magnitud del viento obtenida por WRF(izquierda) y CFSR (derecha), esto durante el 10 de marzo de 2005 a las 23 horas. <i>RMSE</i> hace referencia a la raíz cuadrática media entre los datos de QuikSCAT y los modelos, mientras que <i>r</i> es el coeficiente de correlación. La paleta de colores muestra la distancia a la costa que presentó cada uno de los nodos en donde el escaterómetro obtuvo mediciones.	28
13.	Comparación de la distribución espacial de la magnitud del viento obtenida por escaterómetros (izquierda), WRF(centro) y CFSR (derecha) para el 18 de marzo de 2005 a las 11 horas. La línea gruesa color negro muestra la región del Tehuano con velocidades mayores a 6 ms^{-1} medidas por el escaterómetro.	29
14.	Diagrama de dispersión de la magnitud del viento medida por los escaterómetros dentro de la región del Tehuano contra la magnitud del viento obtenida por WRF(izquierda) y CFSR (derecha), esto durante el 18 de marzo de 2005 a las 11 horas. <i>RMSE</i> hace referencia a la raíz cuadrática media entre los datos de QuickSCAT y los modelos, mientras que <i>r</i> es el coeficiente de correlación. La paleta de colores muestra la distancia a la costa que presentó cada uno de los nodos en donde el escaterómetro obtuvo mediciones.	29
15.	Batimetría utilizada por el modelo POLCOMS. La batimetría es el resultado de la combinación entre la batimetría del producto GEBCO y la batimetría de HYCOMS. El recuadro color negro representa el dominio numérico utilizado en la implementación del modelo POLCOMS.	30
16.	a) Batimetría de GEBCO. b) Batimetría de HYCOM. El recuadro color negro representa el dominio numérico utilizado en la implementación del modelo POLCOMS.	31
17.	a) Batimetría de GEBCO pesada por una ventana Tukey convexa. b) Batimetría de HYCOM pesada por una ventana Tukey concava. c) Suma de las batimetrías pesadas.	31
18.	Comparación entre las corrientes geostróficas promedio durante el periodo de estudio obtenidas por POLCOMS (a) y AVISO (b)	33
19.	Comparación entre las corrientes geostróficas obtenidas por POLCOMS (a) y AVISO (b) correspondientes al día 13 de marzo. Ambas figuras incluyen la anomalía del nivel del mar a lo largo de la trayectoria del satélite obtenida por el producto CTOH.	33

20.	Comparación entre la anomalía del nivel del mar (a) y las corrientes geostróficas (b) obtenidas por POLCOMS, AVISO y CTOH correspondientes a la trayectoria del satélite.	34
21.	Comparación de las series de tiempo correspondientes a la altura significativa (arriba; H_S) y al periodo asociado al pico del espectro (abajo; P_p) de las olas obtenidas por la boya ASIS (gris) y las simulaciones numéricas sin oleaje remoto (SOR; negro) y azul con oleaje remoto (COR; azul). Los casos ALT1, ALT2 y ALT3 hacen referencia a las fechas en las que se realizaron validaciones de la altura significativa por medio de comparaciones con datos de altímetros.	35
22.	Comparación de la distribución espacial de la altura significativa (H_S) obtenida en la simulación numérica y por los altímetros (transecto) correspondiente a los días 9 (a), 11 (b) y 13 (c) de marzo de 2005. Las flechas color blanco muestran a la dirección predominante de las olas. d) Diagrama de dispersión que relaciona la altura significativa obtenida con el modelo numérico y la medida por los altímetros, en donde r es el coeficiente de correlación, $rmse$ el error cuadrático medio y $rmse\%$ el error cuadrático medio en porcentaje.	37
23.	Esquema del intercambio de información entre los modelos numéricos utilizados.	39
24.	Mapa del campo de viento promedio durante el evento Tehuano. Las flechas corresponden a la magnitud y dirección promedio del campo de viento. El contorno color negro delimita la región en la que se presenta con magnitud mayor que 6 m s^{-1}	42
25.	Distribución espacial del promedio y la variabilidad de la corriente total, geostrofia, corriente de Ekman y la ageostrofia restante durante el evento Tehuano. Las elipses de variabilidad se encuentran diezmadas.	43
26.	Distribución espacial del promedio de la altura significativa (primer columna), periodo promedio (segunda columna) y deriva de Stokes (tercera columna) durante el evento Tehuano correspondientes a los experimentos sin oleaje remoto (primer renglón) y con oleaje remoto (segundo renglón). Los vectores color blanco indican la dirección promedio de las olas, mientras que los vectores color negro muestran la dirección de la deriva de Stokes.	45
27.	Distribución espacial promedio de los términos Stokes-Coriolis, <i>vortex force</i> y de la advección durante el evento Tehuano. Los recuadros color negro muestran la localización de las regiones correspondientes a las figuras 29 (oeste) y 30 (sur).	46
28.	Distribución espacial de la anomalía del nivel del mar promedio durante el evento Tehuano. Los colores rojos indican anomalías positivas del nivel del mar, mientras que los colores azules indican anomalías negativas del nivel del mar.	47
29.	Magnitud del término <i>vortex force</i> (a) y vorticidad asociada (b) correspondientes a la región oeste del Golfo de Tehuantepec (recuadro de la izquierda de la figura 27b).	48
30.	Magnitud del término <i>vortex force</i> (a) y vorticidad asociada (b) correspondientes a la región al sur del Golfo de Tehuantepec (recuadro inferior de la figura 27b).	48

31.	Porcentaje de la diferencia entre la magnitud de las corrientes totales (a), geostroficas (b), corrientes de Ekman (c) y ageostroficas restantes (d) obtenidas en el experimento de referencia y el experimento IOC_α100_CDIT. Los contornos rojos indican la presencia de corrientes con mayor magnitud en el experimento con el acoplamiento, mientras que los contornos azules indican la presencia de corrientes con menor magnitud en el experimento con el acoplamiento. Los vectores y las elipses corresponden al promedio y la variabilidad resultante de la diferencia entre las corrientes del experimento de referencia y el experimento con acoplamiento.	50
32.	Espectros de energía de las series de tiempo de las corrientes totales, corrientes de Ekman y a las corrientes ageostroficas restantes correspondientes a la latitud 13.53°N y la longitud -94.53°W. Las series de tiempo utilizadas para el calculo de los espectros comprenden de 256 horas a partir de las 5 horas del día 3 de marzo de 2005. PI hace referencia al periodo inercial y PD al periodo diurno.	51
33.	Distribución espacial del esfuerzo promedio que terminó en forma de corrientes al utilizar el coeficiente de arrastre iterativo (a) y el coeficiente de arrastre con dependencia en el estado del mar (b) durante el evento Tehuano. La figura (c) muestra la diferencia entre los esfuerzos. Las flechas corresponden a los vectores de los esfuerzos promedio (a y b) y a los vectores asociados a la diferencia promedio de los esfuerzos (c).	53
34.	Distribución espacial del esfuerzo promedio que terminó en forma de olas ($\hat{\tau}_w$) durante el evento Tehuano.	54
35.	Diferencia entre la magnitud promedio de las corrientes de Ekman obtenidas durante el evento Tehuano correspondientes al comparar el experimento de referencia con el experimento IOC_α100_CDIT (a) y al comparar el experimento de referencia con el experimento experimento IOC_α100_CDJAN (b).	55
36.	Mapa con la localización de los nodos en los que se extrajeron series de tiempo de la distribución vertical de la temperatura y la tasa de disipación (puntos negros) en función de la magnitud promedio del viento (a), la deriva de Stokes (b) y la anomalía del nivel del mar (c) durante el evento Tehuano. En la figura correspondiente a la anomalía del nivel del mar (c), los colores azules indican anomalías negativas, mientras que colores rojos indican anomalías positivas. El contorno color negro delimita la región en la que se presentaron vientos con magnitud mayor a 6 ms^{-1}	57
37.	Series de tiempo de la magnitud del viento (negro) y la deriva de Stokes (gris) correspondientes al nodo 1 de la figura 36, así como de la diferencia de la evolución temporal de los perfiles de temperatura (b) y de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta (b) con $\alpha = 1$. En las figuras de la evolución temporal de los perfiles se muestra la profundidad de la capa mezclada de los experimentos de referencia (negro) y IOC_α100_CDIT (gris). La línea segmentada hace referencia al tiempo en el que se analizan las componentes del término P de producción de energía cinética turbulenta al incluir el efecto del corte de la deriva de Stokes (figura 38).	58

38. Componentes del término de producción de energía cinética turbulenta (P) al incluir una dependencia en el corte de la deriva de Stokes del experimento IOC_α100_CDIT (a-h), así como la comparación con el término P sin incluir el acoplamiento (i). Las distintas subfiguras indican: a) perfil del corte vertical de la componente zonal de la corriente cuasi-Euleriana; b) perfil del corte vertical de la componente meridional de la corriente cuasi-Euleriana; c) perfil del corte vertical de la componente zonal de la deriva de Stokes; d) perfil del corte vertical de la componente meridional de la deriva de Stokes; e) producto de los perfiles del corte de la componente zonal de la corriente cuasi-Euleriana y la deriva de Stokes; f) producto de los perfiles del corte de la componente meridional de la corriente cuasi-Euleriana y la deriva de Stokes; g) perfil vertical del término de la producción de energía cinética turbulenta por efecto del corte vertical de la deriva de Stokes. h) perfil vertical del término de producción de energía cinética turbulenta; i) diferencia del perfil vertical del término P con y sin incluir el término asociado al corte de vertical de la deriva de Stokes. El color rojo indica valores positivos, mientras que el color azul indica valores negativos. 60
39. Series de tiempo de la magnitud del viento (negro) y la deriva de Stokes (gris) correspondientes al nodo 2 de la figura 36, así como de la diferencia de la evolución temporal de los perfiles de temperatura (b) y de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta (b) con $\alpha = 1$. En las figuras de la evolución temporal de los perfiles se muestra la profundidad de la capa mezclada de los experimentos de referencia (negro) y IOC_α100_CDIT (gris). . 61
40. Series de tiempo de la magnitud del viento (negro) y la deriva de Stokes (gris) correspondientes al nodo 1 de la figura 36, así como de la diferencia de la evolución temporal de los perfiles de temperatura (b) y de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta (b) con $\alpha = 2$. En las figuras de la evolución temporal de los perfiles se muestra la profundidad de la capa mezclada de los experimentos de referencia (negro) y IOC_α100_CDIT (gris). . 63

Lista de tablas

Tabla		Página
1.	Parametrizaciones utilizadas en la implementación del modelo WRF	23
2.	Detalles de la configuración de los modelos POLCOMS y WAM. Δt_{barot} y Δt_{baroc} corresponden a los pasos de tiempo barotrópico y baroclínico, respectivamente. Δt_{prop} y Δt_S corresponden a los pasos de tiempo de la propagación de las olas y la actualización de los términos fuente, respectivamente.	38
3.	Características de los experimentos numéricos, donde <i>TIOC</i> nos indica si se incluyen las interacciones olas-corrientes, α es un parámetro de peso para el término de producción de energía cinética turbulenta por parte del corte de la deriva de Stokes, τ_{oc} nos indica la formulación que se utilizaba para calcular el esfuerzo que termina en forma de corrientes (ecuaciones 9 y 19). IOC significa interacción oleaje corrientes, CDIT significa coeficiente de arrastre iterativo y JAN hace referencia a las formulaciones de Janssen (1991) y Janssen (2004).	40

Capítulo 1. Introducción

Para obtener una descripción completa de la dinámica de la capa superficial del océano, es necesario entender los procesos físicos que dan lugar al acoplamiento del sistema océano-atmósfera en las diferentes escalas de tiempo en las que estos procesos son llevados a cabo. Esto debido a que los flujos de momento y escalares entre estos dos sistemas modulan la dinámica de la capa inferior de la atmósfera y de la capa superior del océano. El esfuerzo del viento transfiere una gran cantidad de momento al océano, e interviene en la formación y desarrollo de corrientes oceánicas, de la capa mezclada y del estado del mar. Este último es de gran importancia debido a que influye en la transferencia de momento por parte del viento hacia el océano por medio de variaciones en la rugosidad de la superficie del mar (Janssen, 2009; García-Nava *et al.*, 2012). El oleaje también puede generar modificaciones en la dinámica de la capa superficial del océano por efecto de términos asociados a la interacción oleaje-corrientes, como son; Stokes-Coriolis, *vortex force*, la presión dinámica inducida por las olas y la turbulencia de Langmuir (Sullivan y McWilliams, 2010; Belcher *et al.*, 2012; D'Asaro *et al.*, 2014). A pesar de que el oleaje puede modificar tanto la transferencia de propiedades entre los dos sistemas como la dinámica de la capa superficial del océano, la mayoría los modelos numéricos de corrientes no incluyen explícitamente los términos asociados con la interacción entre los campos hidrodinámicos y el oleaje (Smith, 1988; Fairall *et al.*, 1996). Esto tiene como consecuencia errores al reproducir la dinámica de la capa superficial del océano (Fox-Kemper *et al.*, 2010; Belcher *et al.*, 2012).

Con la finalidad de estudiar la interacción oleaje-corrientes en la dinámica de la capa superficial del océano, en este trabajo se utilizan los modelos numéricos POLCOMS (*Proudman Oceanographic Laboratory Coastal Ocean Modelling System*; Holton y James, 2001) y WAM (*Wave Modelling*; Komen *et al.*, 1994) como un sistema acoplado. Este sistema acoplado se implementó en el Golfo de Tehuantepec con la finalidad de reproducir la dinámica de la región. En el Golfo de Tehuantepec se presentan vientos intensos provenientes del norte que son denominados Tehuanos (Barton *et al.*, 1993), los cuales pueden generar remolinos de mesoescala (Trasviña *et al.*, 1995) y oleaje con una altura de ~ 3 m que interactúa con oleaje remoto que proviene del sur y el noroeste (Ocampo-Torres *et al.*, 2010). Las condiciones de frontera atmosféricas para POLCOMS y WAM fueron simuladas por el modelo numérico

WRF (*Weather Research & Forecasting*; Skamarock y Klemp, 2008), con el cual se obtuvieron datos de viento con alta resolución en espacio (al rededor de 4 km) y tiempo (una hora) que son necesarios para reproducir la variabilidad de la magnitud del viento observada en el Golfo de Tehuantepec.

1.1. Antecedentes

El efecto del oleaje en la circulación superficial y turbulencia del océano ha sido reconocido durante los últimos años, por lo que se han utilizado distintos modelos numéricos tridimensionales con la finalidad de reproducir y entender el efecto de la interacción entre el oleaje y las corrientes en la dinámica de la capa superficial del océano. Lane *et al.* (2007) muestran dos representaciones de los términos de interacción entre las olas y las corrientes al introducir la deriva de Stokes en las ecuaciones de momento, esto a través del esfuerzo de radiación (*radiation stress*) y el forzamiento de vórtice (*vortex force*). Estas representaciones son equivalentes Matemáticamente, y se encuentran relacionadas por representaciones alternativas de los términos advectivos en las ecuaciones de movimiento. La representación del *radiation stress* se obtiene de la identidad:

$$\mathbf{u_E} \cdot \nabla \mathbf{u_E} = \nabla \cdot \mathbf{u_E} \mathbf{u_E} + \mathbf{u_E} (\nabla \cdot \mathbf{u_E}), \quad (1)$$

mientras que la representación del *vortex force* proviene de la identidad:

$$\mathbf{u_E} \cdot \nabla \mathbf{u_E} = \frac{\nabla |\mathbf{u_E}|^2}{2} + (\nabla \times \mathbf{u_E}) \times \mathbf{u_E}, \quad (2)$$

donde $\mathbf{u_E}$ es el vector de la velocidad de la corriente Euleriana.

El utilizar el formalismo *vortex force* tiene la ventaja de separar eficientemente los términos conservativos (*vortex force*, Coriolis-Stokes y la presión dinámica inducida por el oleaje) y los términos no conservativos (mezcla vertical por efecto del oleaje) asociados al oleaje (Lane *et al.*, 2007; Uchiyama *et al.*, 2010).

Durante las últimas décadas se han desarrollado modelos numéricos tridimensionales que

contemplan las interacciones olas-corrientes, esto con mayor aplicación en regiones costeras. Michaud *et al.* (2012) simulan las corrientes generadas por el oleaje en la zona de *surf* de las costas del Golfo de León en el Mar Mediterráneo, esto por medio del acoplamiento del modelo dinámico SYMPHONIE (Marsaleix *et al.*, 2008) y el modelo de tercera generación de oleaje WAVEWATCH III (Tolman *et al.*, 2002). En el acoplamiento utilizan las ecuaciones de movimiento para las corrientes cuasi-Eulerianas $\hat{\mathbf{u}} = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{w})$ propuestas por Ardhuin *et al.* (2008) en las que se incluye el efecto de la deriva de Stokes $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s, W_s)$:

$$\hat{\mathbf{u}} = \mathbf{u} - \mathbf{U}_s, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \hat{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \hat{v} \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \hat{w} \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - f \hat{v} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial x} = f V_s + \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) U_s - W_s \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial y} + F_{m,x} + F_{d,x}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \hat{u} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + \hat{v} \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \hat{w} \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + f \hat{u} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial y} = f V_s + \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) V_s - W_s \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial x} + F_{m,y} + F_{d,y}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \hat{w}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

en donde $\mathbf{u}$ es la velocidad de las corriente Lagrangiana o velocidad total ($\mathbf{u} = (u, v, w)$), p^H es la presión hidrostática, f el parámetro de Coriolis, ρ la densidad del agua de mar y t el tiempo. los términos adicionales en las ecuaciones de momento que surgen al incluir el efecto del oleaje son:

- *Vortex force* (fuerza de vórtice): $\left(\left[\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right] U_s - W_s \frac{\partial \hat{v}}{\partial z}, \left[\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right] V_s - W_s \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right)$
- Stokes-Coriolis: $(f V_s, -f U_s)$
- Gradiente de la presión inducida por el oleaje: $\left(-\frac{\partial J}{\partial x}, -\frac{\partial J}{\partial y} \right)$
- Enriquecimiento de la mezcla por efecto del oleaje: $(F_{m,x}, F_{m,y})$
- Disipación por el rompimiento del oleaje, y la disipación por efecto del fondo y por la interacción oleaje con la turbulencia: $(F_{d,x}, F_{d,y})$

Como resultado principal, Michaud *et al.* (2012) muestra la existencia de un balance de fuerzas a lo largo de la costa debido al rompimiento del oleaje, al esfuerzo del fondo, al *vortex force* y a la advección. En cambio, se observa que el balance de fuerzas perpendicular a la

costa se presenta entre el rompimiento del oleaje y el gradiente de presión inducido por las olas.

En el caso de aguas profundas, los estudios realizados se han centrado en evaluar los términos de la interacción olas-corrientes por separado. Polton *et al.* (2005), realizan un estudio de los efectos del forzamiento Stokes-Coriolis sobre el perfil del flujo medio al evaluar soluciones analíticas del modelo de Ekman. Los resultados son comparados tanto con perfiles de corrientes obtenidos por simulaciones numéricas de un modelo LES (*Large-Eddy Simulation*), así como con datos observacionales. Como conclusión se reporta que el efecto del forzamiento Stokes-Coriolis puede modificar significativamente el perfiles de las corrientes promedio de Ekman en todos los océanos, especialmente en latitudes altas.

Belcher *et al.* (2012) mencionan que los procesos de mezcla presentes en la capa superficial del océano controlan el intercambio de calor y gases entre el océano y la atmósfera. También señalan que los procesos de mezcla dependen principalmente del esfuerzo del viento, de la fuerza de flotabilidad y del oleaje a través de su rompimiento y de la deriva de Stokes. Belcher *et al.* (2012) infieren que el aumento de la profundidad de la capa superficial del océano implica un aumento de energía potencial en el sistema, que debe ser aportado por la energía cinética turbulenta. En ese trabajo se propone una ecuación para describir el cambio de la energía cinética turbulenta en el caso de flujos horizontalmente homogéneos:

$$\frac{De}{Dt} = -e_w - e_s + e_b - e_t - \varepsilon, \quad (7)$$

en donde e_w hace referencia a la turbulencia producida por el efecto del viento, e_s a la turbulencia asociada a la deriva de Stokes, e_b a la producción de turbulencia por efecto de la fuerza de flotabilidad, e_t es el transporte vertical de turbulencia que se genera por procesos turbulentos y ε a la disipación molecular de turbulencia en forma de calor. Debido a que en cada uno de los términos de la ecuación anterior se presenta turbulencia con diferentes escalas de espacio y velocidad, Belcher *et al.* (2012) comparan la producción de turbulencia debida al viento y la flotabilidad con respecto a la producida por el oleaje y presentan una

expresión para definir la tasa de disipación:

$$\varepsilon = \frac{\tilde{U}^3}{h} f_\varepsilon \left(\frac{z}{h}, La, \frac{h}{L_L} \right), \quad (8)$$

donde f_ε es una función paramétrica que depende de una profundidad de referencia (z), de la profundidad o grosor de la capa superficial del océano (h), del número de la turbulencia de Langmuir (La), de la longitud de la estabilidad de Langmuir (L_L) y de la escala de la velocidad de la turbulencia ($\tilde{U}$). En la figura 1 se muestra una representación de la tasa de disipación turbulenta $\log_{10}(\varepsilon h/u_*^3)$ en función de La y h/L_L , así como la función de densidad de probabilidad de la ocurrencia de La y h/L_L calculada para el Océano Antártico durante una estación de invierno (Belcher *et al.*, 2012). Los resultados muestran que la tasa de disipación de turbulenta es producida principalmente por la deriva de Stokes y la flotabilidad.

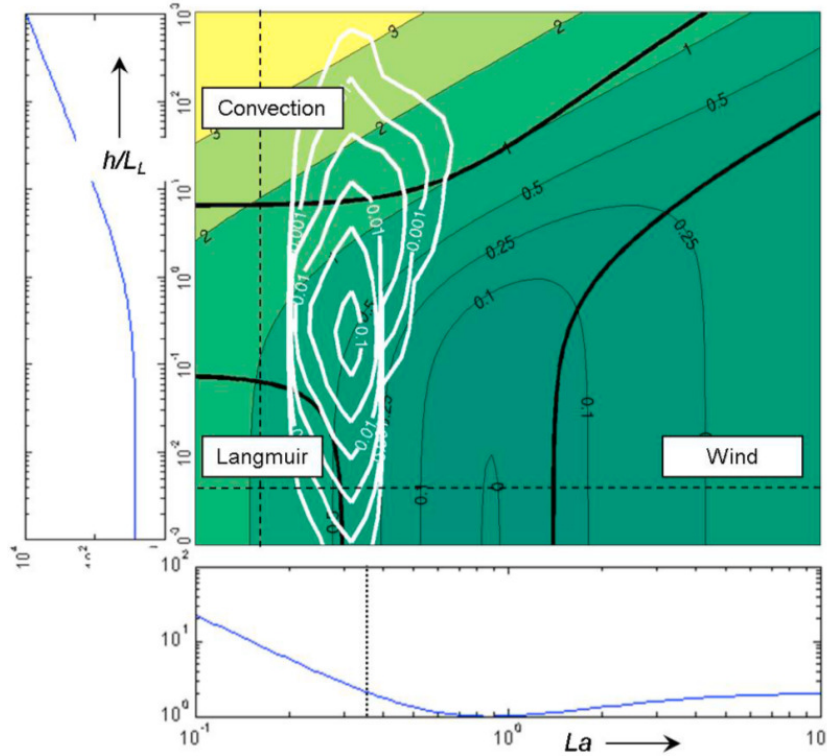


Figura 1: Diagrama del régimen de mezcla en la capa superficial del océano. Los contornos de color hacen referencia a la tasa de disipación, $\log_{10}(\varepsilon h/u_*^3)$. Las líneas negras gruesas dividen las regiones en las que cada forzamiento produce el 90 % de la turbulencia disipada. Los contornos color blanco muestra la función de densidad de probabilidad de La y h/L_L calculada para el Océano Antártico durante una estación de invierno. El panel izquierdo muestra la variabilidad de $\log_{10}(\varepsilon h/u_*^3)$ en función de La a lo largo de la línea segmentada horizontal de la figura principal. El panel inferior muestra la variabilidad de $\log_{10}(\varepsilon h/u_*^3)$ en función de h/L_L a lo largo de la línea segmentada vertical de la figura principal (Belcher *et al.*, 2012).

D'asaro *et al.* (2014) realizan un estudio que consistió en la comparación de mediciones de la profundidad de la capa mezclada obtenidas en un lago y en el océano, esto bajo condiciones

similares de viento (al rededor de 9 ms^{-1} ; figura 2d) y diferentes condiciones de oleaje (altura significativa aproximadamente igual a 3 m y menor que 0.5 m en el océano y el lago, respectivamente). En ese trabajo se reporta que bajo condiciones similares de viento, la profundidad de la capa mezclada fue del doble en el océano (figuras 2a y 2b).

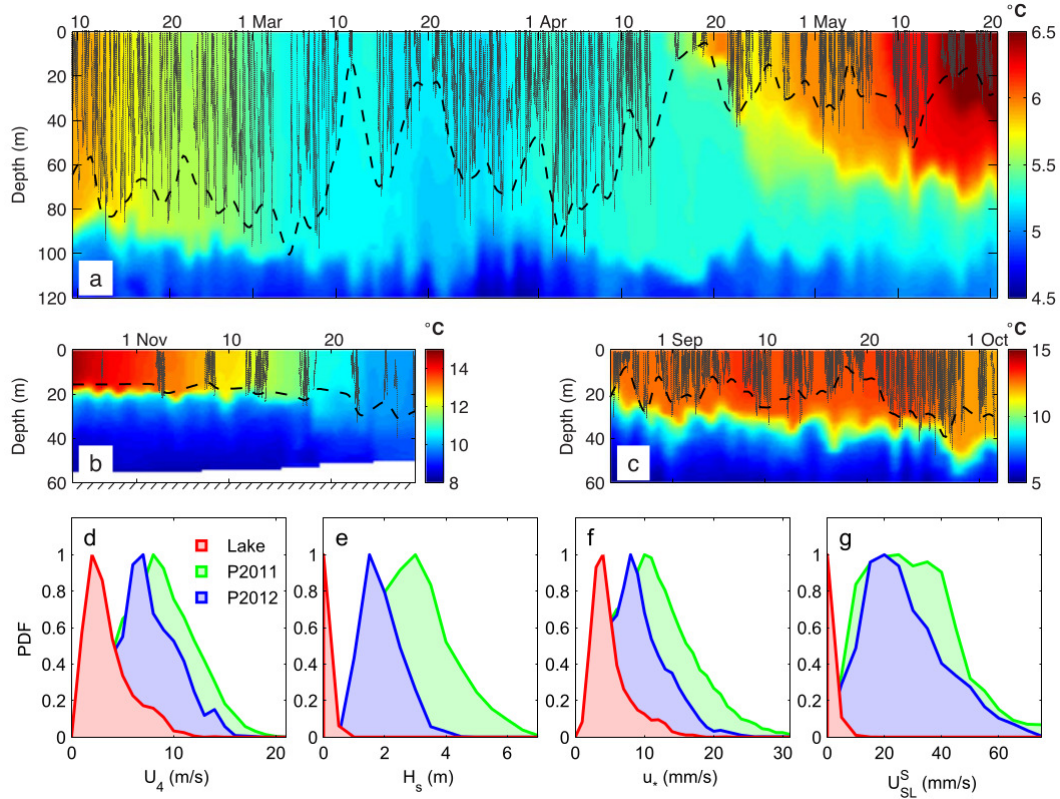


Figura 2: Condiciones oceánicas y atmosféricas para (a) la estación de medición en el océano durante el invierno de 2011, (b) en la estación de medición en el lago durante el otoño de 2011 y (c) en el océano durante verano/otoño del 2012. Los contornos de color hacen referencia a la temperatura y las líneas color negro muestran la profundidad de la capa de mezcla. Por último, se muestran histogramas de (d) la velocidad del viento, (e) altura significativa, (f) velocidad de fricción y (g) la deriva de Stokes en superficie para los diferentes experimentos (D’Asaro *et al.*, 2014).

Los autores sugieren que la diferencia en la profundidad de la capa mezclada en las dos localidades puede estar asociada con la presencia del mecanismo de Craik-Leibovich, el cual describe de forma idealizada a las celdas de Langmuir (Langmuir, 1938; Craik y Leibovich, 1976; Leibovich, 1983). Las celdas de Langmuir se generan por la interacción entre la deriva de Stokes y la vorticidad asociada a perturbaciones en las corrientes superficiales generadas por el viento. Esta interacción da lugar al término *vortex force* ($\mathbf{U}_s \times \omega$). El gradiente vertical del *vortex force* contribuye en la formación de una componente horizontal en la vorticidad orientada en la dirección de propagación de las olas (Thorpe, 2004; figura 3).

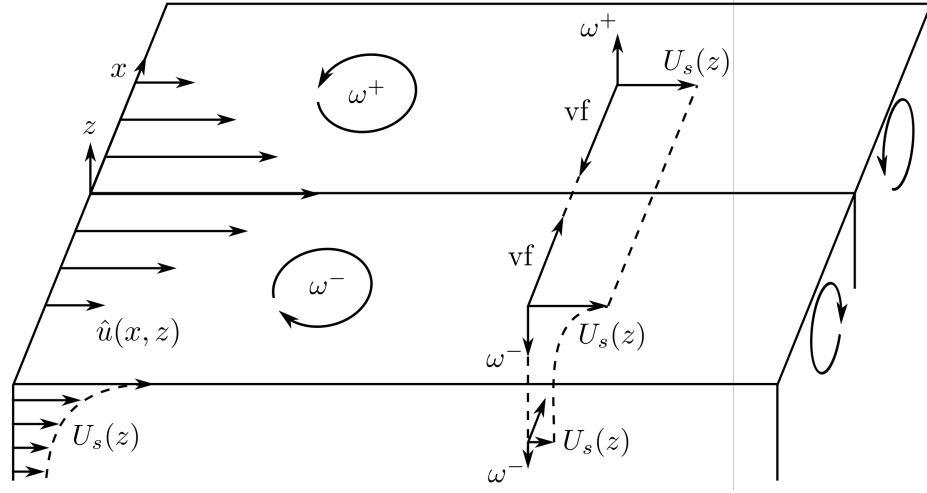


Figura 3: Diagrama del mecanismo de generación de la circulación de Langmuir (modificado de Leibovich, 1983 y de Sullivan *et al.*, 2007). Las perturbaciones en la corriente superficial ($\hat{u}$) generan vorticidad (ω) que al interactuar con la deriva de Stokes (U_s) dan lugar al término *vortex force* ($\mathbf{vf} = U_s \times \omega$).

D'asaro *et al.* (2014) utilizan la velocidad vertical cuadrática media (w_{rms}) para inferir la intensidad de mezcla turbulenta en función de la velocidad de fricción, la deriva de Stokes, el flujo de flotabilidad entre el océano y la atmósfera, la gravedad y la profundidad de la capa de mezclada. Por medio de un análisis numérico global en el que se utiliza la formulación de Craik y Leibovich (1976), los autores reportan que durante la temporada de tormentas (invierno) el oleaje genera un incremento de la profundidad promedio de la capa mezclada de entre 5 y 10 % en latitudes tropicales, mientras que en latitudes subtropicales se observa un incremento de la profundidad promedio de la capa mezclada de entre 10 y 30 % (figuras 4a y 4b). Durante la temporada de verano el efecto de las olas en la profundidad de la capa mezclada es despreciable.

Por otra parte, el oleaje juega un papel importante en el flujo de momento entre el océano y la atmósfera (Janssen, 2004; García-Nava *et al.*, 2012), aunque generalmente esta transferencia de momento se ha parametrizado a partir de una formulación indirecta (*bulk formulation*) en función de un coeficiente de arrastre (C_D) y la magnitud del viento a 10 m sobre el nivel del mar (U_{10} ; Stewart, 2008):

$$\tau_{oc} = \rho_a C_D U_{10}^2, \quad (9)$$

donde τ_{oc} es el esfuerzo destinado a la generación de corrientes marinas y ρ_a la densidad del aire. La mayoría de las parametrizaciones del coeficiente de arrastre en función de la

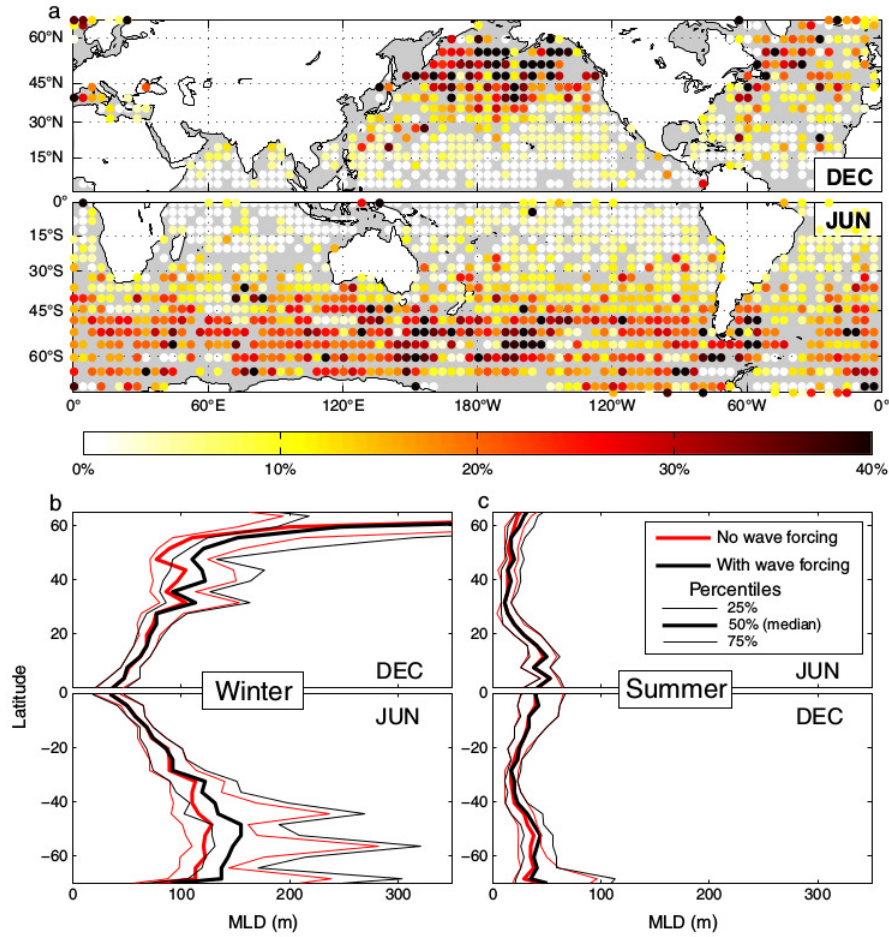


Figura 4: Contribución de la turbulencia de Langmuir en la capa superficial del océano global durante una temporada de invierno. a) Incremento en la profundidad de la capa mezclada (en porcentaje) con respecto al no incluir la circulación de Langmuir en la parametrización de la mezcla vertical. b) Profundidad de la capa de mezcla zonal promedio (líneas gruesas) durante el invierno con los correspondientes percentiles del 25 % y 75 % (líneas delgadas) con (líneas oscuras) y sin (líneas rojas) incluir la circulación de Langmuir. c) Profundidad de la capa de mezcla zonal promedio durante una temporada de verano con los correspondientes percentiles del 25 % y 75 % con y sin incluir la circulación de langmuir (D’Asaro *et al.*, 2014).

velocidad del viento incorporan un comportamiento lineal:

$$C_{D_l} = (a + bU_{10}) \times 10^{-3}, \quad (10)$$

donde a y b son parámetros empíricos determinados mediante observaciones, para los cuales existe una gran cantidad de valores propuestos debido a que estos parámetros dependen de la estabilidad atmosférica y de las características locales del estado del mar (Guan y Xie, 2004; García-Nava, 2009). Para condiciones atmosféricas con estabilidad neutra, existe una formulación que relaciona el coeficiente de arrastre a una altura de referencia (z) y una escala de rugosidad aerodinámica (z_0 ; Janssen, 1991):

$$C_{D_{IT}} = \left(\frac{\kappa}{\ln(z/z_0)} \right)^{-2}, \quad (11)$$

$$z_0 = \frac{\alpha_c u_*^2}{g}, \quad (12)$$

$$u_* = C_D U_{10}^2, \quad (13)$$

donde el coeficiente de arrastre ($C_{D_{IT}}$) se calcula de forma iterativa, y la escala de rugosidad aerodinámica depende del parámetro de Charnock ($\alpha_c = 0.0144$), de la velocidad de fricción (u_*) y de la gravedad. Janssen (2004) propone una escala de rugosidad superficial (z_2) en la que el parámetro de Charnock α_{cw} depende del estado del mar, de forma que:

$$z_2 = \frac{\alpha_{cw} u_*^2}{g}, \quad (14)$$

$$\alpha_{cw} = \frac{0.01}{\sqrt{1 - \tau_w/\tau_{tot}}}, \quad (15)$$

$$\tau_w = \frac{\rho_w}{c} \int_0^{2\pi} \int_0^\omega S_{in} d\omega d\hat{\theta}, \quad (16)$$

en donde τ_w el esfuerzo que generan las olas y c la rapidez de fase de las olas, por lo que el esfuerzo disponible por la atmósfera con dependencia en el estado del mar (τ_{tot}) es:

$$\tau_{tot_w} = \rho_a C_{D_w} U_{10}^2, \quad (17)$$

$$C_{D_w} = \left(\frac{\kappa}{\ln(z/z_2)} \right)^{-2}, \quad (18)$$

Janssen (2004) menciona que para representar adecuadamente los procesos de mezcla presentes en la capa límite superficial del océano, es necesario utilizar una formulación realista del flujo de momento entre el océano y la atmósfera, y propone que el esfuerzo superficial que se transfiere a las corrientes marinas es igual al esfuerzo disponible en la atmósfera menos el esfuerzo que se mantiene en el campo de olas:

$$\tau_{ocw} = \tau_{tot_w} - \hat{\tau}_w, \quad (19)$$

$$\hat{\tau}_w = \rho_a g \int S_{tot} c^{-1} d\mathbf{k}, \quad (20)$$

donde τ_{oc_w} es el esfuerzo que depende del estado del mar destinado a la generación de corrientes marinas, $\hat{\tau}_w$ el esfuerzo que se termina propagándose en forma de ondas en la superficie del océano y S_{tot} a la suma de los términos que representan el crecimiento y decaimiento de la energía del oleaje (sección 2.3).

1.2. Objetivos

Objetivo general

Determinar el efecto de los procesos relacionados a la interacción oleaje-corrientes en la dinámica de la capa superficial del océano bajo condiciones de viento extremo.

Objetivos específicos

- Evaluar el orden de magnitud de los procesos de la interacción oleaje-corrientes en la dinámica superficial del océano.
- Caracterizar el efecto del oleaje en la capa superficial del océano.

Capítulo 2. Descripción de los modelos numéricos utilizados

2.1. El modelo atmosférico WRF

El modelo WRF (Weather Research & Forecasting) es el primer modelo atmosférico no hidrostático, que resuelve las ecuaciones de Euler, utiliza coordenadas sigma como coordenadas verticales y fue diseñado tanto para investigación como para ser utilizado en forma operacional. El modelo utiliza un esquema de integración con partición de tiempo, lo que le permite resolver desde procesos de escala sinóptica hasta procesos con escalas del orden de metros (Skamarock *et al.*, 2005; Skamarock y Klemp, 2008). Este modelo resuelve las ecuaciones de Euler en forma de flujo:

$$\frac{\partial}{\partial t}U_w + (\nabla \cdot \mathbf{V}_w u_w) + \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{P}(p, \phi) = \mathbf{F}_U, \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}V_w + (\nabla \cdot \mathbf{V}_w v_w) + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{P}(p, \phi) = \mathbf{F}_V, \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}W_w + (\nabla \cdot \mathbf{V}_w w_w) + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{P}(p, \phi) = \mathbf{F}_W, \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Theta_w + (\nabla \cdot \mathbf{V}\theta_w) = F_\Theta, \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\mu} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0, \quad (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\phi + \hat{\mu}^{-1}[(\mathbf{V} \cdot \nabla)\phi - gW_w] = 0, \quad (26)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}Q_m + (\nabla \cdot \mathbf{V}Q_m) = F_{Q_m}, \quad (27)$$

en donde $\hat{\mu}$ representa la masa del aire seco por unidad de área, mientras que las variables en forma de flujo están definidas como:

$$U_w = \frac{\hat{\mu}u_w}{m}, \quad V_w = \frac{\hat{\mu}v_w}{m}, \quad W_w = \frac{\hat{\mu}w_w}{m}, \quad \Omega = \frac{\hat{\mu}\hat{\eta}}{m}, \quad (28)$$

donde m es un factor de escala que permite el mapeo de las ecuaciones a una esfera. Las

variables u_w , v_w y w_w son las componentes horizontal y vertical del viento, θ_w la temperatura potencial y Q_m representa la masa de cantidades escalares como el vapor de agua, nubes, lluvia y hielo. Por último, los términos $\mathbf{F}_U$, $\mathbf{F}_V$, $\mathbf{F}_W$, $\mathbf{F}_\Theta$ y $\mathbf{F}_{Q_m}$ son los forzamientos que se generan por la mezcla turbulenta, la proyección esférica, la rotación de la tierra y la humedad; mientras que $\mathbf{P}$ hace referencia a perturbaciones de las variables no conservativas (Skamarock y Klemp, 2008).

2.2. El modelo hidrodinámico POLCOMS

POLCOMS (*Proudman Oceanographic Laboratory Coastal Ocean Modelling System*) es un modelo numérico tridimensional baroclínico que utiliza una malla tipo B de Arakawa, cuya finalidad es la de reproducir procesos que ocurren en plataformas marinas o en la interfaz océano-plataforma. Este modelo numérico resuelve las ecuaciones de momento, continuidad y de transporte (para escalares) al tomar en cuenta la aproximación hidrostática y la aproximación de Boussinesq (Holt y James, 2001):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0, \quad (29)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + u \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0. \quad (30)$$

Las ecuaciones de momento de POLCOMS (ecuaciones 29 y 30) fueron modificadas al añadir los términos de las interacciones olas-corrientes de acuerdo al trabajo de Michaund *et al.* (2012; ecuaciones 3–5), por lo que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \hat{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \hat{v} \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \hat{w} \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - f\hat{v} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right) \\ = fV_s + \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) V_s - W_s \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial y}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \hat{u} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + \hat{v} \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \hat{w} \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + f\hat{u} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} \right) \\ = -fU_s - \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) U_s - W_s \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial x}. \end{aligned} \quad (32)$$

Para poder resolver el término de difusión en las ecuaciones de momento y parametrizar la

mezcla vertical, se utiliza el modelo de cerradura turbulenta de dos ecuaciones $\hat{\kappa}-\epsilon$ propuesto por Rodi (1980). Este modelo de cerradura presenta una ecuación que describe la evolución de la energía cinética turbulenta ($\hat{\kappa}$) y otra que calcula la razón de disipación de la energía cinética turbulenta (ϵ) mediante:

$$\frac{\partial \hat{\kappa}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{F}(\hat{\kappa}) = P + B - \epsilon, \quad (33)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{F}(\epsilon) = \frac{\epsilon}{\hat{\kappa}} (c_{\epsilon 1} P + c_{\epsilon 3} B - c_{\epsilon 2} \epsilon), \quad (34)$$

$$P = -\langle \hat{u}' \hat{w}' \rangle \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \langle \hat{v}' \hat{w}' \rangle \frac{\partial \hat{v}}{\partial z}, \quad (35)$$

$$B = g \hat{\alpha} \langle T' \hat{w}' \rangle, \quad (36)$$

en donde P y B representan la producción de turbulencia por el corte vertical del flujo medio y la flotabilidad, respectivamente, $\hat{F}$ hace referencia a los flujos difusivos o transporte vertical de turbulencia, $\hat{\alpha}$ es el coeficiente de expansión volumetrica y $\hat{u}'$, $\hat{v}'$, $\hat{w}'$ y T' son las componentes turbulentas de la velocidad ($\hat{u}$, $\hat{v}$, $\hat{w}$) y la temperatura (T). Para resolver las componentes turbulentas en función del flujo medio, es necesario suponer que:

$$-\langle \hat{u}' \hat{w}' \rangle = k_z \frac{\partial \hat{u}}{\partial z}, \quad (37)$$

$$-\langle \hat{v}' \hat{w}' \rangle = k_z \frac{\partial \hat{v}}{\partial z}, \quad (38)$$

$$-\langle T' \hat{w}' \rangle = k_H \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (39)$$

donde k_z y k_H son los coeficientes de viscosidad y difusión turbulenta, respectivamente y se definen como:

$$k_z = S_M l \hat{\kappa}, \quad (40)$$

$$k_H = S_H l \hat{\kappa}, \quad (41)$$

en donde:

$$S_M = \frac{0.3933 - 3.086G}{(1 - 34.68G)(1 - 6.127G)}, \quad (42)$$

$$S_H = \frac{0.4939}{1.0 - 34.68G}. \quad (43)$$

Los coeficientes de viscosidad y difusión turbulentos cuales se obtienen a partir de las escalas de longitud (l) y velocidad ($\hat{k}$) de los remolinos turbulentos. El esquema de cerradura se resuelve a través del modelo GOTM (General Ocean Turbulence Model; Burchard *et al.*, 1999; Burchard, 2002), en donde GOTM es acoplado como un módulo en el modelo POLCOMS.

El efecto de las olas en la mezcla vertical del océano comúnmente no se considera en los modelos de circulación general. Una de las razones es el hecho de que aun existe una gran incertidumbre con respecto a los parámetros de ajuste que presentan las parametrizaciones de la producción de turbulencia por parte de las olas. Kantha y Clayson (2004) modifican el esquema de cerradura de segundo orden de Mellor y Yamada (1982) al agregar un término de producción de energía cinética turbulenta por parte del corte vertical de la deriva de Stokes (P_s), en donde matemáticamente se le da el mismo peso que al término de producción de energía cinética por efecto del flujo medio, de tal forma que:

$$P = -\langle \hat{u}'\hat{w}' \rangle \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \langle \hat{v}'\hat{w}' \rangle \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + P_s, \quad (44)$$

$$P_s = -\langle \hat{u}'\hat{w}' \rangle \frac{\partial U_s}{\partial z} - \langle \hat{v}'\hat{w}' \rangle \frac{\partial V_s}{\partial z}. \quad (45)$$

En este trabajo se añade un parámetro de peso (α) al término de producción de energía turbulenta por parte de las olas (P_s), de tal forma que la ecuación del término de producción de energía cinética por el corte vertical del flujo medio (44) es:

$$P = -\langle \hat{u}'\hat{w}' \rangle \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \langle \hat{v}'\hat{w}' \rangle \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + \alpha P_s. \quad (46)$$

Por medio de variaciones en el parámetro α , pueden realizarse análisis de sensibilidad con respecto al efecto del oleaje en la producción de energía cinética turbulenta asociada al corte vertical de la deriva de Stokes, ésto en la disipación de las corrientes y en la mezcla de la capa superficial del océano.

2.3. El modelo del espectro direccional del oleaje WAM

El modelo WAM (*WAVE Modelling*; Hasselmann *et al.*, 1988) es el primer modelo numérico de oleaje de tercera generación. Resuelve una ecuación de balance de energía para describir la evolución del espectro direccional oleaje $F(\hat{f}, \hat{\theta})$ sin tomar en cuenta limitaciones en la forma del espectro. La ecuación gobernante en el modelo WAM para el caso de aguas profundas tiene la siguiente forma:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial c_x F}{\partial x} + \frac{\partial c_y F}{\partial y} + \sigma \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(c_\sigma \frac{F}{\sigma} \right) + \frac{\partial}{\partial \hat{\theta}} (c_\theta F) = S_{tot}, \quad (47)$$

$$S_{tot} = S_{in} + S_{nl} + S_{ds}, \quad (48)$$

$$c_x = c_g \cos \hat{\theta} + \hat{u}, \quad (49)$$

$$c_y = c_g \sin \hat{\theta} + \hat{v}, \quad (50)$$

$$c_\theta = -\frac{1}{k} \left[\frac{\partial \sigma}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial m} + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial m} \right], \quad (51)$$

$$c_\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial h} \left[\frac{\partial h}{\partial t} + \hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla h \right] - c_g \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial s}, \quad (52)$$

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad (53)$$

$$\omega^2 = gk, \quad (54)$$

en donde $\hat{f} = \omega/2\pi$ y $\hat{\theta}$ son la frecuencia y dirección del espectro direccional del oleaje, $k = |\mathbf{k}|$ es el número de onda, c_g es la velocidad de propagación de las olas y S_{in} , S_{nl} y S_{ds} hacen referencia a los términos fuente en cuanto al suministro de energía por parte del viento, redistribución por interacciones no lineales y a la disipación de la energía, respectivamente. Por último, c_g es la velocidad de propagación de la energía y ω es la frecuencia angular de las olas, la cual se obtiene a partir de la relación de dispersión para ondas gravitacionales en aguas profundas (Komen *et al.*, 1994).

En la versión del modelo WAM que se utiliza en este trabajo, el término que explica el suministro de energía por parte del viento (S_{in} ; *wind input*) es adoptado de la formulación

de Janssen (1991) y se define como:

$$S_{in} = \gamma_{in} F, \quad (55)$$

con:

$$\gamma_{in} = \epsilon \beta \left(\frac{u_*}{c} \right)^2 \omega \cos^2 \hat{\theta}, \quad (56)$$

$$\beta = \beta(u_* \cos \hat{\theta} / c, \Omega) = \frac{1.2}{\kappa^2} \mu \ln^4 \mu, \quad \mu \leq 1, \quad (57)$$

$$\mu = \left(\frac{u_*}{\kappa c} \right)^2 \Omega e^{\kappa c / u_* \cos \hat{\theta}}, \quad (58)$$

$$\Omega = g(z_0 + z_1) \kappa^2 / u_*, \quad (59)$$

$$u_* = C_{D_w}(z) U_{10}(z), \quad (60)$$

donde γ_{in} es la razón de crecimiento, $\hat{\beta}$ es el parámetro de Miles, c es la velocidad de fase, Ω es una escala de rugosidad normalizada, μ la escala crítica adimensional, κ la constante de Von Karman, C_{D_w} el coeficiente de arrastre (ecuación 18), U la velocidad del viento y z una altura de referencia para el viento.

El término S_{nl} juega un papel central en el desarrollo del oleaje, y hace referencia al efecto de las interacciones no lineales y a la resonancia que ocurre en una cuádrupleta de olas (Hasselmann, 1962, 1963a, 1963b; Young y Van Vledder, 1993). Hasselmann (1962, 1963a, 1963b) desarrolla el marco de referencia de las interacciones no lineales para cuádrupleta de olas en un océano homogéneo con profundidad constante, y demostró que existe una transferencia de energía cuando se satisfacen las condiciones de resonancia:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4, \quad (61)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4, \quad (62)$$

en donde ω_j corresponde a la frecuencia angular y $\mathbf{k}_j$ al número de onda; variables que se relacionan por la relación de dispersión:

$$\omega^2 = gk \tanh(kh), \quad (63)$$

donde g es la gravedad y h la profundidad del océano. En su trabajo, Hasselmann (1963a)

describe a las interacciones no lineales entre cuádrupletas en términos de la densidad de acción (N), donde:

$$N(\mathbf{k}) = \frac{F}{\omega}. \quad (64)$$

Hasselmann (1963a) muestra que la razón de cambio de la densidad de acción de la componente con número de onda $\mathbf{k}_1$ se representa por la integral de Boltzmann:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} = \int \int \int G(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4) \times \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \times \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \\ \times [N_1 N_2 (N_4 - N_2) + N_2 N_4 (N_3 - N_1)] d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3, \end{aligned} \quad (65)$$

en donde $N_i = N(\mathbf{k}_i)$ es la densidad de acción de la componente con número de onda $\mathbf{k}_i$ y la función delta (δ) es un condicional con el que se asegura solo se consideran los casos que cumplen con las condiciones de resonancia (ec. 61 y 62). G es un coeficiente de acoplamiento (Herterich y Hasselmann, 1980), tal que:

$$G(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4) = \frac{9\pi g^2 D^2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4)}{4\rho^2 \omega_1 \omega_2 \omega_3 \omega_4}, \quad (66)$$

donde D es el coeficiente de interacción y ρ la densidad del agua. Debido a que la ecuación 61 es una expresión vectorial, la condición de resonancia será quien defina tanto la dirección de propagación como las frecuencias de las componentes del espectro que puedan interactuar en forma no lineal, donde cualquier componente del espectro podrá intercambiar energía al interaccionar con componentes de diferente frecuencia y dirección de propagación (Young, 1999). Hasselmann (1963b) propone agrupar el conjunto de cuádrupletas en pares con la misma suma de frecuencias, por lo que:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 = \mathbf{k} \quad (67)$$

$$\sqrt{k_1} + \sqrt{k_2} = \sqrt{k_3} + \sqrt{k_4} = \gamma\sqrt{k} \quad (68)$$

donde los conjuntos de cuádrupletas presentes en un valor de γ fijo cumplirán con la condición de resonancia. Esto se ejemplifica en la figura 5, donde se observa que al mover los puntos P y Q a lo largo de una línea de γ constante se generan diferentes conjuntos de cuádrupletas que como se menciono anteriormente, cumplirán con la condición de resonancia (Van Vledder,

2006).

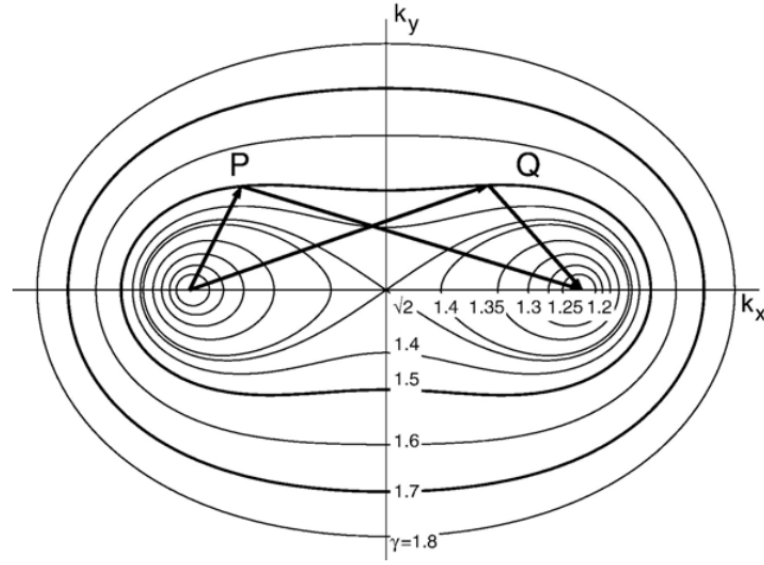


Figura 5: Diagrama de interacción para $k_1 + k_2 = k_3 + k_4$. Cada contorno representa un valor específico de γ (Hasselmann, 1963b).

El incluir la solución exacta de las interacciones no lineales en modelos operacionales no es muy viable, ya que para conocer el comportamiento de las interacciones no lineales es necesario resolver numéricamente la integral de Boltzmann (ec. 65), lo que conlleva una gran inversión de tiempo de cómputo debido a la complejidad de la integral. Para resolver este inconveniente, Hasselmann *et al.* (1985) desarrollan el método DIA (*Discrete Interaction Approximation*), el cual conserva algunas de las características importantes de la solución completa. El método DIA se basa en utilizar configuraciones de cuádrupletas contenidas en $\gamma = \sqrt{2}$ y sus imágenes (figura 6), de tal forma que:

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}, \quad (69)$$

$$\mathbf{k}_3 = (1 + \lambda)^2 \mathbf{k}, \quad (70)$$

$$\mathbf{k}_4 = (1 - \lambda)^2 \mathbf{k}, \quad (71)$$

donde λ es un parámetro de forma, cuyo valor en el modelo WAM es 0.25 (van Vledder, 2006). La solución completa de las interacciones no lineales utiliza un gran número de cuádrupletas, mientras que la solución DIA contempla un número mucho menor de cuádrupletas para obtener una aproximación a la solución de las interacciones no lineales. El método DIA no puede representar exactamente la tasa de transferencia de energía por procesos no lineales

debido a que transfiere una gran parte de la energía cercana a la frecuencia asociada al pico del espectro hacia altas frecuencias (Young, 1999), aún así, es más eficaz en cuanto a tiempo de cómputo (Hasselmann *et al.*, 1985).

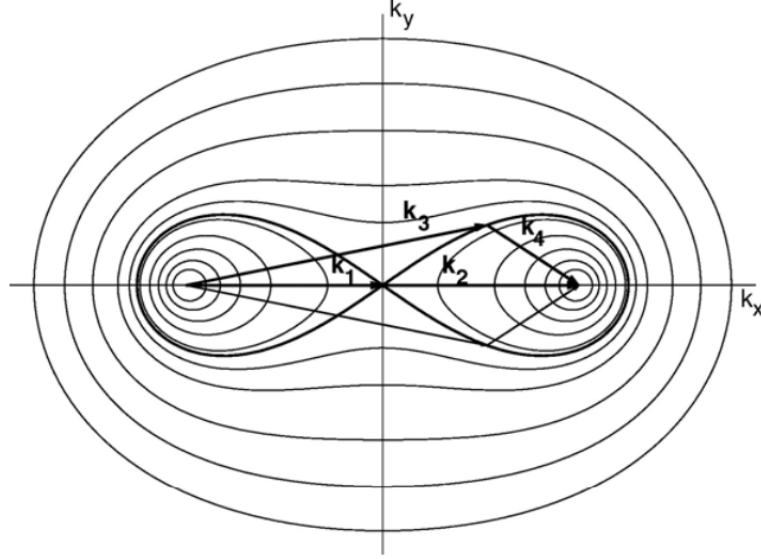


Figura 6: Posición de la configuración de los numeros de onda en la metodología DIA con $\alpha = 0.25$ y su imagen en el diagrama de interacción (Hasselmann, 1963b).

La disipación por rompimiento (*white-capping*) en aguas profundas es un proceso complejo que aún no ha sido completamente entendido debido a que es altamente no lineal. Su ocurrencia es característica del estado del mar y se encuentra fuertemente relacionado con el viento. Miche (1944) muestra teóricamente que el rompimiento del oleaje en aguas profundas presenta una dependencia con la pendiente del oleaje. Con algunas observaciones en el océano abierto se ha mostrado que el rompimiento del oleaje no depende completamente de la pendiente, sino que es un proceso aleatorio. El término fuente de disipación cuantifica la pérdida de energía del espectro por efecto del rompimiento del oleaje y en este trabajo se calcula a partir de la formulación propuesta por Janssen (1991):

$$S_{ds} = -\gamma_{ds}F \quad (72)$$

$$\gamma_{ds} = \beta \langle \omega \rangle (\langle k \rangle^2 E)^2 \left(\frac{k}{\langle k \rangle} \right)^m F \quad (73)$$

$$E = \int F df d\theta \quad (74)$$

donde la razón de disipación (γ_{ds}) depende de la varianza total del espectro (E), del número de onda (k) y la frecuencia angular (ω).

Capítulo 3. Experimentos numéricos

En este capítulo se describe la implementación de los modelos numéricos WRF, POLCOMS y WAM, así como su implementación en el Golfo de Tehuantepec. Además se muestra la validación de los resultados numéricos y se lleva a cabo una descripción de los experimentos numéricos realizados con la finalidad de caracterizar el efecto del oleaje en la dinámica de la capa superficial del océano.

3.1. Área de estudio: Golfo de Tehuantepec

El dominio numérico abarca la región tropical oriental del Océano Pacífico que está contenida entre $100^{\circ} 54'$ y $90^{\circ} 54'$ de longitud oeste y $8^{\circ} 34'$ y $18^{\circ} 34'$ de latitud norte (figura 7). En esta región se encuentra parte de la Sierra madre del Sur, que conecta al Golfo de México con el Golfo de Tehuantepec a través de una depresión orográfica conocida como el Paso de Chivela. En presencia de centros de alta presión provenientes de las Planicies de Norte América, en esta región se genera un gradiente de presión entre el Golfo de México y el Golfo de Tehuantepec que da lugar a vientos intensos provenientes del norte denominados Tehuanos (Romero-Centeno *et al.*, 2003).

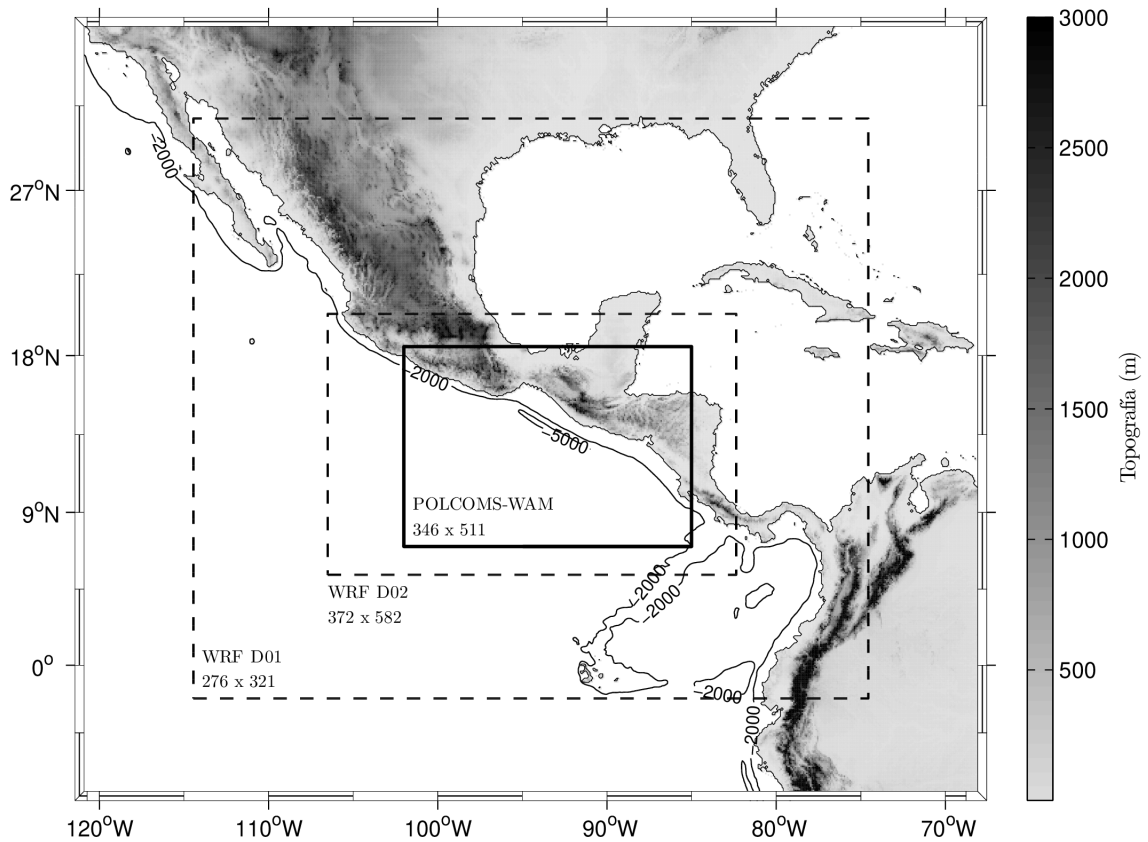


Figura 7: Área de estudio. La escala de grises representa a la orografía, mientras que las líneas color negro muestran las isóbatas de 100 y 1000 m de profundidad. Los recuadros color negro con líneas segmentadas muestran los dominios numéricos utilizados para la implementación del modelo WRF. El recuadro con línea gruesa color negro hace referencia al dominio numérico utilizado en la implementación de los modelos POLCOMS y WAM.

Los Tehuanos tienen mayor ocurrencia durante otoño e invierno (octubre a marzo), y presentan una duración típica de 2 a 6 días, con periodos de calma de 10 días aproximadamente. Durante eventos Tehuanos extremos, la magnitud del viento puede ser mayor que 20 ms^{-1} (Steenburgh *et al.*, 1998; Romero-Centeno *et al.*, 2003). Los vientos Tehuanos producen gran variabilidad en las condiciones hidrográficas y la circulación promedio del Golfo de Tehuantepec. Estos provocan corrientes intensas hacia fuera de la costa con velocidades de aproximadamente 1 ms^{-1} y un enfriamiento del agua ($\sim 8^\circ\text{C}$) que es debido al efecto de surgencia generado por un desplazamiento de agua de la región superficial del océano hacia fuera de la costa (Trasviña *et al.*, 1995). Al finalizar un evento Tehuano, generalmente se desarrolla un remolino anticiclónico al oeste del golfo y un remolino ciclónico débil al este del mismo; los remolinos ciclónicos son relativamente más intensos, de mayor diámetro y de mayor duración que los remolinos anticiclónicos. La presencia de estos remolinos tiene como consecuencia un aumento en la profundidad de la termoclina bajo el remolino anticiclónico

y una disminución en la profundidad de la termoclina bajo el remolino ciclónico (Trasviña *et al.*, 1995).

Por medio de mediciones directas del campo de olas realizadas por Ocampo-Torres *et al.* (2010) durante el invierno del 2005, se observa que el campo de olas en el Golfo de Tehuantepec se caracteriza por la presencia de un estado del mar relativamente complejo, típicamente se representa por la combinación de oleaje local y oleaje generado por tormentas lejanas. El oleaje remoto que se detectó a 22 km de la costa durante la temporada de Tehuanos proviene del sur, con una propagación prácticamente en contra de la dirección del viento y con una altura significativa de entre 0.5 m y 1.5 m. En cambio, el oleaje que se genera por los Tehuanos en la estación de medición presentó alturas significantes de 2.5 m.

3.2. Simulación de las condiciones meteorológicas con el modelo WRF

3.2.1. Implementación del modelo en la región de estudio

El modelo numérico WRF se implementa en la región del Golfo de Tehuantepec con la finalidad de reproducir las condiciones meteorológicas durante los eventos Tehuanos que se presentaron entre el 25 de febrero y el 31 de marzo de 2005. Esta implementación numérica consiste en el uso de dos dominios anidados en un sentido (figura 7), con una resolución espacial de 12 km y 4 km, respectivamente. El primer dominio (D01) se define entre 114.44°W y 74.56°W de longitud y entre los -1.96°N y 30.72°N de latitud, mientras que el segundo dominio (D02) comprende entre los 106.51°W y 82.37°W de longitud y entre 5.34°N y 20.32°N de latitud. Las parametrizaciones de los diversos procesos físicos que se utilizan en esta simulación se muestran en la tabla 1 y son obtenidas de Passalacqua *et al.*, (2016). Resultados del reanálisis CFSR (*Climate Forecast System Reanalysis*; <https://climatedataguide.ucar.edu/climate-data/climateforecast-system-reanalysis-cfsr>; Saha *et al.*, 2010) con resolución temporal de 6 horas y una resolución espacial de 0.312° (~ 34 km), se utilizan como condiciones iniciales y de frontera.

Tabla 1: Parametrizaciones utilizadas en la implementación del modelo WRF

Procesos físicos	Nombre de la parametrización	Referencia
Radiación de onda larga	Esquema RRTM	Mlawer <i>et al.</i> , 1997
Radiación de onda corta	Onda corta de Goddard	Chou y Suarez, 1999
Capa superficial	Capa sueprficial MM5	Jumenez <i>et al.</i> , 2012
Superficie terrestre	Modelo de superficie terrestre Noah	Chen y Dudhia, 2001
Capa límite planetaria	Esquema de la Universidad de Yonsei	Hong <i>et al.</i> , 2006
Cúmulus	Esquema Tiedtke	Zhang <i>et al.</i> , 2011
Microfísica	Esquema Thompson <i>et al.</i>	Thompson <i>et al.</i> , 2008

3.2.2. Validación de los resultados de WRF

3.2.2.1. Comparación con observaciones *in situ*

Los resultados numéricos de la magnitud y la dirección del viento obtenidos por el modelo WRF son comparados con los resultados del producto de reanálisis CFSR y con observaciones realizadas con una boya del tipo ASIS (*Air-Sea Interaction Spar*) localizada a 22 km de la costa del Golfo de Tehuantepec (16°N y 95°W; Ocampo-Torres *et al.*, 2011). Las mediciones obtenidas con la boya ASIS muestran la presencia de diversos eventos Tehuanos con rapidez del viento mayor que 15 ms^{-1} (figura 8a).

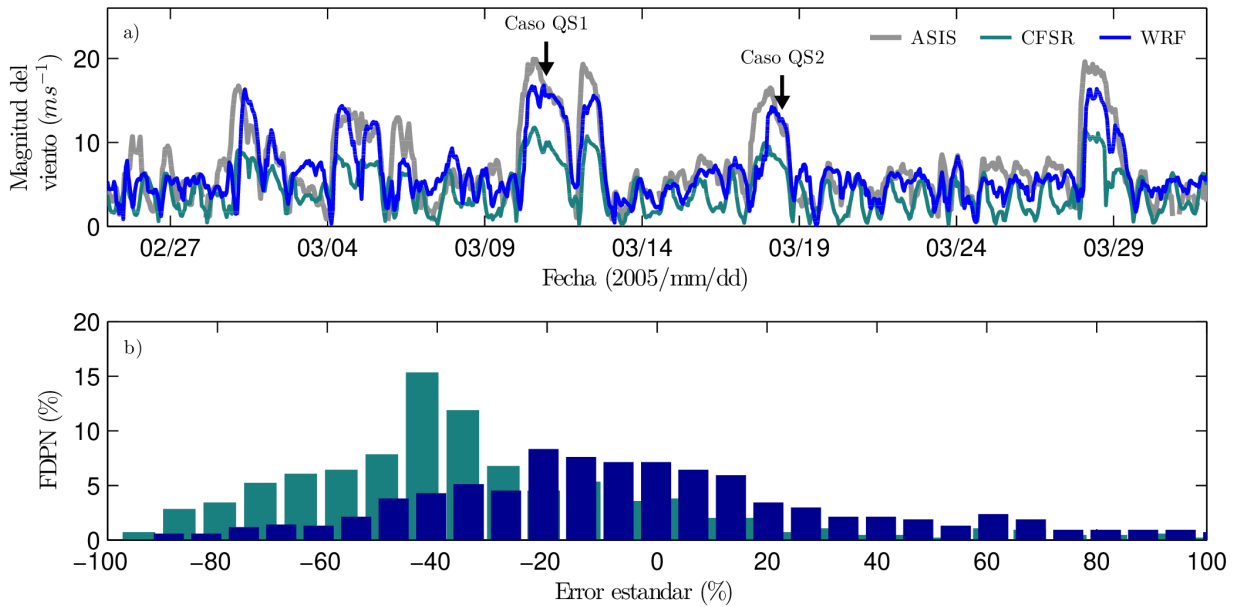


Figura 8: a) Comparación de la magnitud del viento calculada por WRF (azul), CFSR(verde-azul) y la registrada por la boyta ASIS (gris). b) Distribución de probabilidad asociada al error estándar de la magnitud del viento de CFSR y WRF con respecto a la magnitud del viento medida en la boyta ASIS. Los casos 1 y 2 corresponden a las fechas en las que se realizaron validaciones de la magnitud del viento por medio de escaterómetros.

Estos eventos son reproducidos razonablemente por los resultados del reanálisis de CFSR y por la simulación de WRF durante el periodo de estudio, sin embargo el 40 % de los datos de CFSR subestima alrededor del 30 y 60 % de la magnitud del viento registrada por la boyta ASIS, mientras que en los resultados del modelo WRF aproximadamente el 60 % de la simulación presentan errores de $\pm 20\%$ en la estimación de la magnitud del viento (figura 8b).

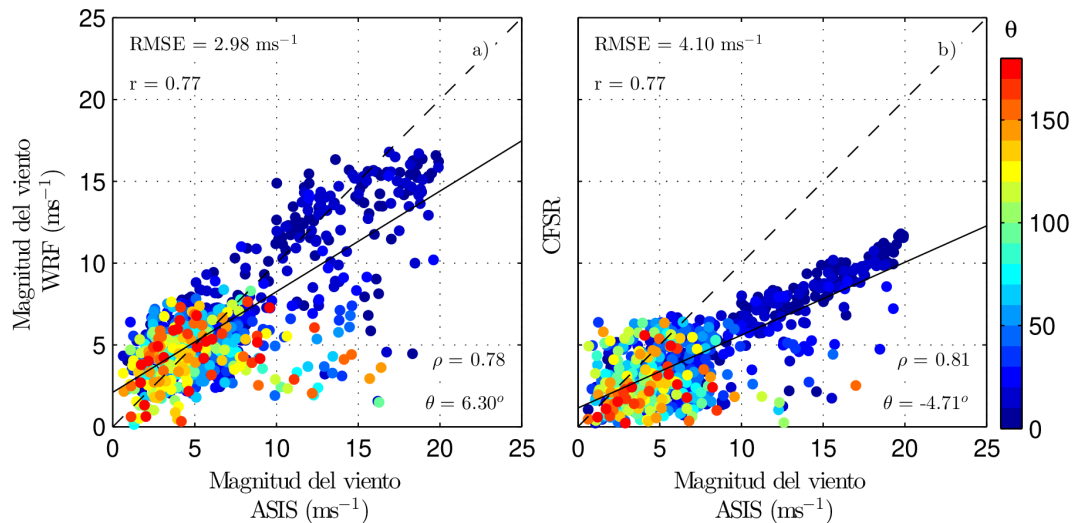


Figura 9: Diagrama de dispersión entre la magnitud del viento de WRF (a) y CFSR (b) con respecto a la magnitud del viento medida por la boy a ASIS. La barra de color hace referencia a la diferencia en dirección (θ) del viento medido en la boy a y los obtenidos por los productos numéricos. $RMSE$ es el error cuadrático medio y r el coeficiente de correlación entre las series de tiempo.

Ambos productos numéricos presentan errores mayores al estimar la dirección del viento cuando este presenta velocidades menores a 10 ms^{-1} (figura 9). Durante los eventos Tehuanos, la magnitud del viento es subestimada al rededor de un 50 % por CFSR y un 15 % por WRF (figura 8a). Se utiliza un diagrama de Taylor (Taylor, 2001) con la finalidad de obtener un resumen de la estadística que resulta de la comparación entre las mediciones obtenidas con la boy a ASIS y los resultados numéricos de CFSR y el modelo WRF (figura 10). Al comparar los resultados de la magnitud del viento obtenidos por CFSR y WRF con respecto a los medidos con la boy a ASIS, se presentan coeficientes de correlación y anomalías de la raíz cuadrática media similares. En cuanto a la variabilidad de la magnitud del viento, los resultados numéricos de WRF presentan una desviación estándar más cercana a la desviación estándar de los datos observados, mientras que la desviación estándar de la magnitud del viento de los datos de CFSR es poco más de la mitad de la desviación estándar de los datos observados. Con base en los resultados anteriores, podemos concluir que los resultados de WRF son más parecidos a los que se observan con la boy a ASIS.

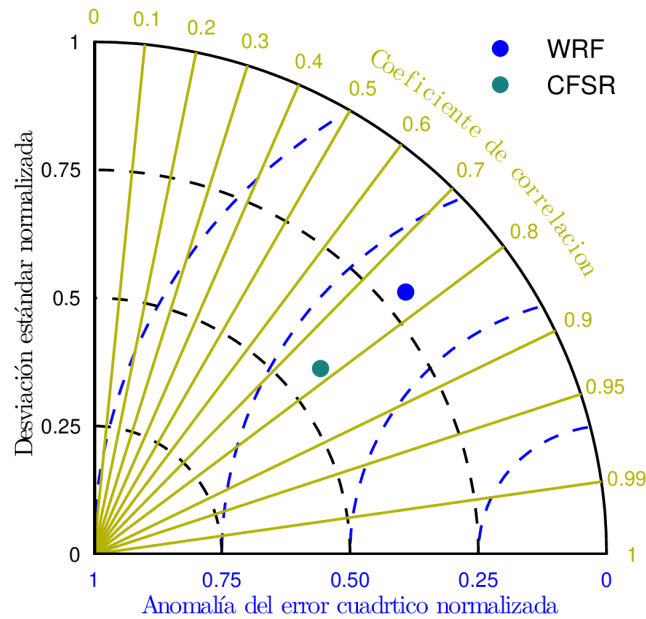


Figura 10: Diagrama de Taylor. La desviación estándar del modelo es normalizada con la desviación estándar de la observación. La anomalía del error cuadrático medio entre el modelo y la observación es normalizada con la desviación estándar de la observación.

3.2.2.2. Comparación con escaterómetros

El escaterómetro de la NASA QuikSCAT (*Quik Scatterometer*) fue diseñado para proveer datos diarios de la magnitud y la dirección del viento con una resolución espacial de 25 km sobre la superficie del mar, esto para la mayoría de las condiciones meteorológicas, con excepción de situaciones en las que se presente lluvia moderada o intensa (Hoffman y Leidner, 2004). Algunos autores han trabajado con datos de escaterómetros para examinar eventos de viento intenso en el Golfo de Tehuantepec. Bourassa *et al.* (1999) realizan un estudio sobre la evolución de un evento Tehuano en presencia del huracán Marco en la región del Mar Caribe. Chelton *et al.* (2000) realizan un análisis sobre la presencia de vientos intensos en las regiones del Golfo de Tehuantepec, el Golfo de Fonseca y el Golfo de Papagayo a partir de datos de la magnitud del viento de QuickScat. Ambos trabajos concluyen que los datos de QuickSCAT presentan la precisión necesaria para representar la distribución espacial de la magnitud del viento durante eventos Tehuanos.

En este trabajo se realizó una validación de la distribución espacial de la magnitud del viento al comparar los resultados numéricos del modelo WRF, el resultados del reanálisis de

CFSR y las mediciones de QuikSCAT durante los eventos Tehuanos que se presentan los días 10 de marzo a las 23 horas (caso QS1; 8) y 18 de marzo a las 11 horas (caso QS2; figura 8) de 2005. La distribución espacial de los eventos Tehuano correspondientes a los casos QS1 y QS2 es delimitada por un contorno que representa la región con una magnitud mayor que 6 ms^{-1} en las mediciones obtenidas por QuikSCAT (figuras 11 y 13). Con los resultados se muestra que en el caso QS1, los datos de WRF y CFSR registran velocidades mayores a las obtenidas por QuikSCAT en la región norte del polígono que delimita al Tehuano (entre los 13°N y 16°N ; figuras 11 y 12), mientras que los resultados de la rapidez del viento del modelo WRF presentan valores entre 10 y 18 ms^{-1} , mientras que QuikSCAT y CFSR presentan velocidades entre 10 y 15 ms^{-1} . En latitudes menores que 13°N , la magnitud del viento fue subestimada por el modelo WRF, del cual se obtienen velocidades de viento entre 3 y 10 ms^{-1} , mientras que CFSR y QuikSCAT presentan velocidades de viento de entre 6 y 10 ms^{-1} .

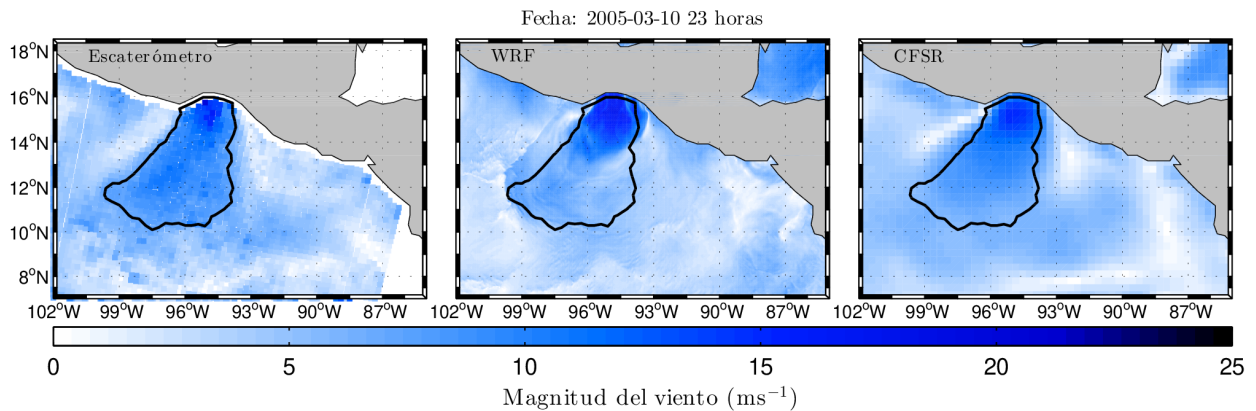


Figura 11: Comparación de la distribución espacial de la magnitud del viento obtenida por QuikSCAT (a), WRF(b) y CFSR (c) para el 10 de marzo de 2005 a las 23 horas. La línea gruesa color negro muestra la región del Tehuano con velocidades mayores a 6 ms^{-1} medidas por el escaterómetro.

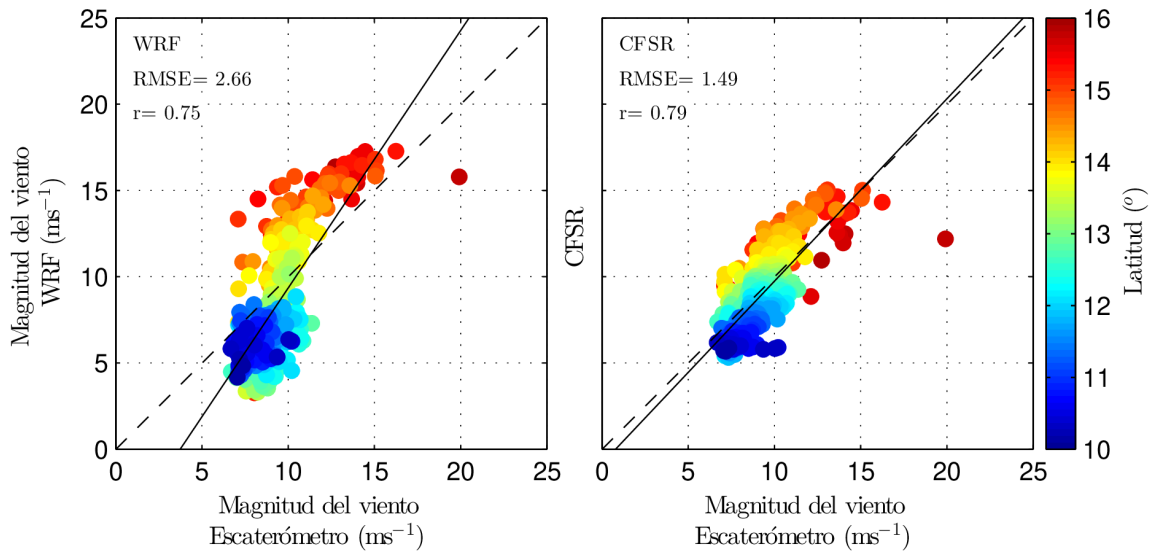


Figura 12: Diagrama de dispersión de la magnitud del viento medida por QuikSCAT dentro de la región del Tehuano contra la magnitud del viento obtenida por WRF(izquierda) y CFSR (derecha), esto durante el 10 de marzo de 2005 a las 23 horas. *RMSE* hace referencia a la raíz cuadrática media entre los datos de QuikSCAT y los modelos, mientras que *r* es el coeficiente de correlación. La paleta de colores muestra la distancia a la costa que presentó cada uno de los nodos en donde el escaterómetro obtuvo mediciones.

El evento Tehuano correspondiente al caso QS2 presenta una menor duración y una menor cobertura espacial en comparación con el evento Tehuano del caso QS1 (figuras 8a, 11 y 13). Al comparar los datos de QuikSCAT con los simulados por CFSR y WRF se observa que el Tehuano simulado por WRF durante el caso QS2 es más angosto que el que se observa con QuikSCAT, por lo que los resultados de WRF subestiman la magnitud del viento al este del Golfo de Tehuantepec (figuras 13a, 13b y 14a). Con los resultados numéricos de WRF se muestra una mayor magnitud del viento cerca de las costas del Golfo de Tehuantepec ($\sim 14.7 \text{ ms}^{-1}$) en comparación con las mediciones de QuikSCAT ($\sim 14.3 \text{ ms}^{-1}$). Los resultados de WRF son consistentes con las mediciones en la boya ASIS, por lo que es posible que la resolución espacial de QuikSCAT (25 km) no es suficiente para resolver la variabilidad del viento cerca de la costa, tal como lo menciona (Tang *et al.* (2004). En cambio, los resultados de CFSR muestran una sobrestimación de la magnitud del viento en latitudes cercanas a los 14°N y una subestimación de la magnitud del viento en latitudes cercanas a los 16°N (figuras 13a, 13c y 14b).

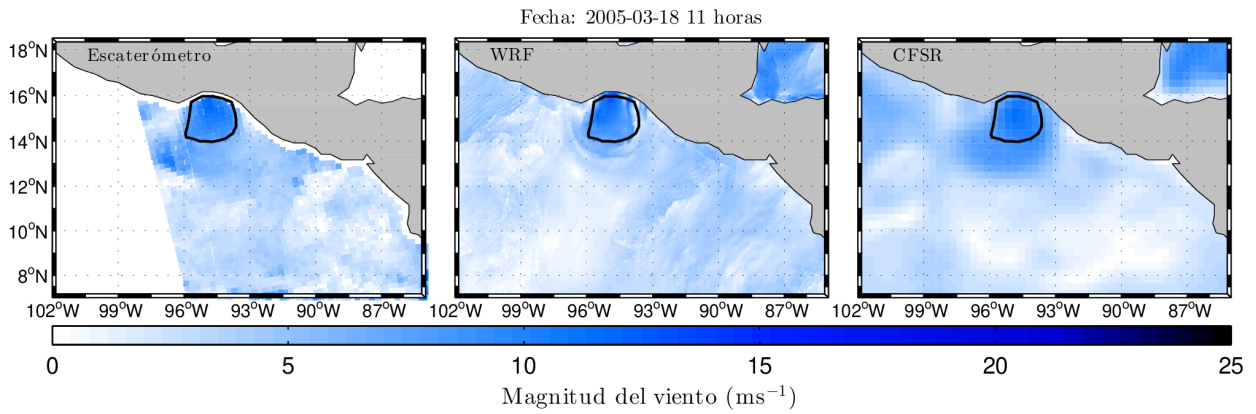


Figura 13: Comparación de la distribución espacial de la magnitud del viento obtenida por escaterómetros (izquierda), WRF(centro) y CFSR (derecha) para el 18 de marzo de 2005 a las 11 horas. La línea gruesa color negro muestra la región del Tehuano con velocidades mayores a 6 ms^{-1} medidas por el escaterómetro.

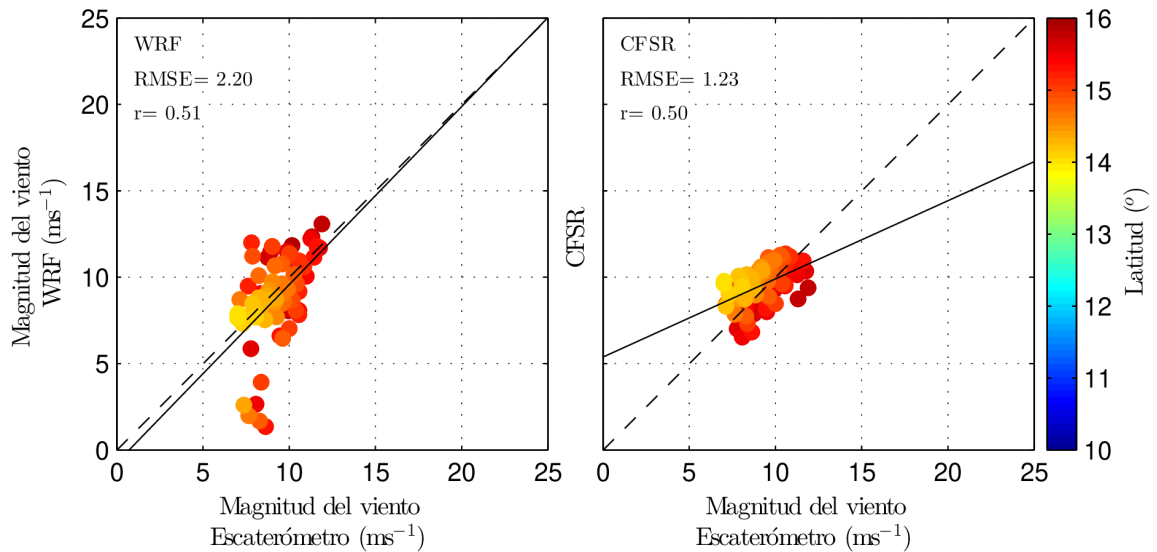


Figura 14: Diagrama de dispersión de la magnitud del viento medida por los escaterómetros dentro de la región del Tehuano contra la magnitud del viento obtenida por WRF(izquierda) y CFSR (derecha), esto durante el 18 de marzo de 2005 a las 11 horas. *RMSE* hace referencia a la raíz cuadrática media entre los datos de QuickSCAT y los modelos, mientras que *r* es el coeficiente de correlación. La paleta de colores muestra la distancia a la costa que presentó cada uno de los nodos en donde el escaterómetro obtuvo mediciones.

A partir de la validación realizada, se sugiere que WRF puede reproducir de manera adecuada la evolución temporal de la magnitud del viento registrada por la boya ASIS (~ 20 km fuera de la costa) durante los eventos Tehuanos, así como la distribución espacial de la magnitud del viento de los eventos Tehuanos registrados por QuikSCAT.

3.3. Simulación de las condiciones oceanográficas con el modelo POLCOMS

3.3.1. Implementación del modelo en la región de estudio

Se utiliza el modelo numérico POLCOMS para reproducir las condiciones oceanográficas presentes en el Golfo de Tehuantepec durante el evento Tehuano que ocurre entre los días 10 y 13 de marzo de 2005. El dominio numérico comprende desde los 102°W a los 85°W y de los 7°N a los 20.32°N , con una resolución espacial de ~ 3 km (figura 7). Las condiciones iniciales y de frontera utilizadas en estas simulaciones son obtenidas de HYCOM (*HYbrid Coordinate Ocean Model*; <https://hycom.org>; Bleck, 2002; Chassignet *et al*, 2003), el cual es un modelo comunitario que utiliza coordenadas verticales generalizadas y produce datos de temperatura, salinidad, corrientes marinas y de la elevación de la superficie del mar con una resolución temporal y espacial de 3 horas y $1''$ (~ 9 km), respectivamente.

La topografía del fondo marino que se utiliza en este trabajo proviene de una combinación del producto batimétrico de GEBCO (*General Bathymetric Chart of the Oceans*; <http://www.gebco.net>), que cuenta con una resolución espacial de $1''$ (al rededor de 9 km) y de la batimetría de HYCOM. En la batimetría combinada se establece como valor máximo la profundidad de 2000 m.

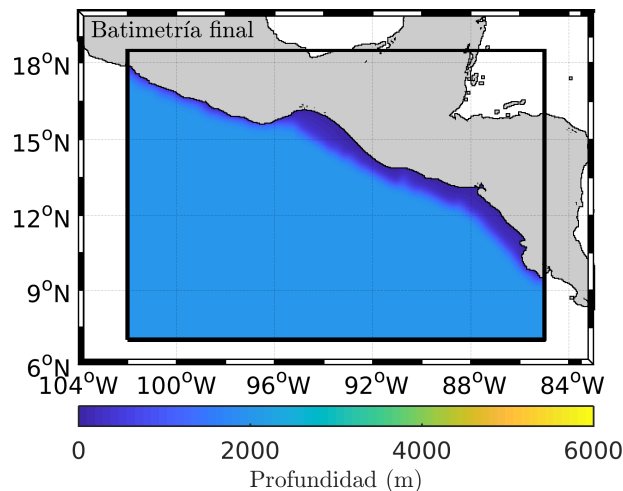


Figura 15: Batimetría utilizada por el modelo POLCOMS. La batimetría es el resultado de la combinación entre la batimetría del producto GEBCO y la batimetría de HYCOMS. El recuadro color negro representa el dominio numérico utilizado en la implementación del modelo POLCOMS.

Se realiza una combinación entre las dos batimetrías debido a que los datos hidrográficos de HYCOM que se utilizan como condición de frontera en POLCOMS presentan una

batimetría que difiere tanto en resolución espacial como en los valores de profundidad con respecto a la batimetría de GEBCO (figura 16). De tal forma que la batimetría resultante presenta los valores de la batimetría de HYCOM en los extremos y los valores de la batimetría de GEBCO en el centro del dominio numérico.

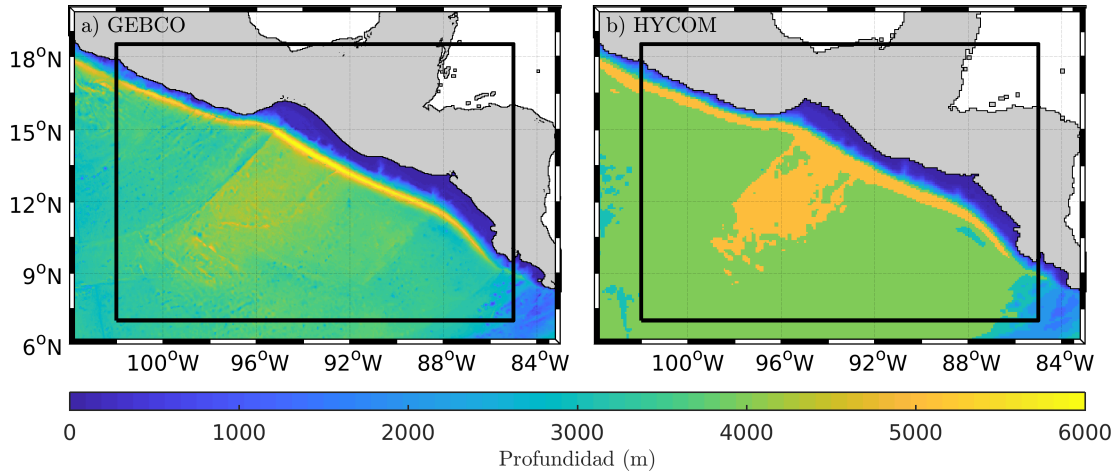


Figura 16: a) Batimetría de GEBCO. b) Batimetría de HYCOM. El recuadro color negro representa el dominio numérico utilizado en la implementación del modelo POLCOMS.

Para ello las batimetrías de GEBCO y HYCOM son pesadas por una ventana de Tukey convexa (0 en los extremos y 1 en el centro) y una ventana Tukey concava (1 en los extremos y 0 en el centro) respectivamente, posteriormente se obtuvo una batimetría combinada por medio de la suma de las batimetrías pesadas por las ventanas Tukey correspondientes (figura 17).

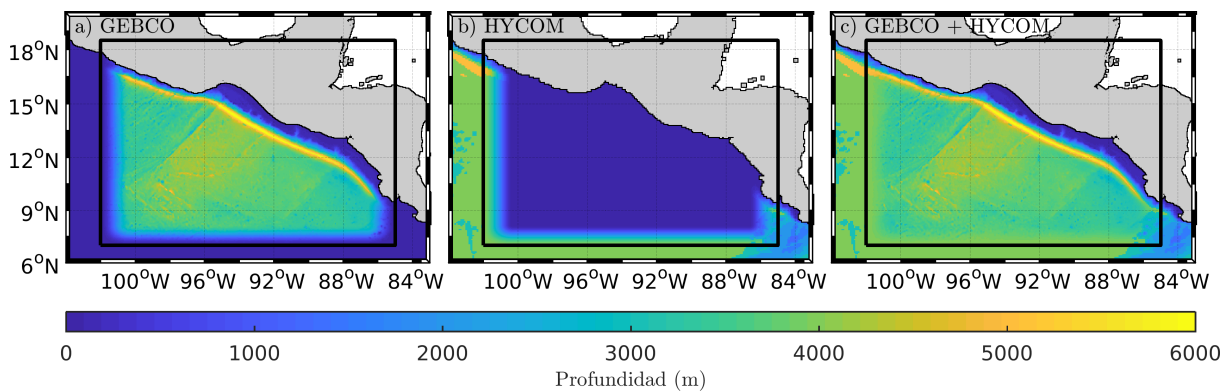


Figura 17: a) Batimetría de GEBCO pesada por una ventana Tukey convexa. b) Batimetría de HYCOM pesada por una ventana Tukey concava. c) Suma de las batimetrías pesadas.

Por último, en la batimetría combinada se establece un valor máximo de profundidad de 2000 m y se suavizan las regiones donde la batimetría presenta discontinuidades o cambios abruptos (figuras 17c y 15).

3.3.2. Validación de los resultados de POLCOMS

3.3.2.1. Comparación con la geostrofia asociada a mediciones de la anomalía del nivel del mar

Se compara tanto el campo promedio de las anomalías del nivel del mar como las velocidades geostroficas de AVISO (*Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic data*; <https://www.aviso.altimetry.fr>) con los resultados numéricos de POLCOMS durante el 10 y 13 de marzo de 2005 (figura 18). En ambos productos se observan anomalías negativas del nivel del mar en las regiones costeras, que pueden ser asociadas con la presencia de remolinos ciclónicos. En las regiones adyacentes se observan anomalías positivas del nivel del mar asociadas con la presencia de remolinos anticiclónicos. Las anomalías negativas del nivel del mar obtenidas con POLCOMS se presentan en una franja más angosta y con una mayor amplitud que las medidas por AVISO, y consecuentemente las velocidades geostroficas son de mayor magnitud en los resultados de POLCOMS. En cambio, las anomalías positivas del nivel del mar obtenidas con el modelo numérico tienen amplitudes menores que las observadas por AVISO, por lo que las velocidades geostroficas obtenidas por POLCOMS son de menor magnitud en comparación con las obtenidas por AVISO. En los resultados de las anomalías del nivel del mar promedio de POLCOMS es posible observar la presencia de un remolino anticiclónico al oeste y un remolino ciclónico al este de la región costera del Golfo de Tehuantepec (entre 13° y 16° de latitud y entre -97.5° y -93° de longitud). Este patrón en la circulación ya ha sido reportado por diversos autores (Barton *et al.*, 1993; Trasviña *et al.*, 1995) y es atribuido al efecto del rotacional del esfuerzo del viento de los eventos Tehuanos sobre la dinámica de la región. El promedio temporal de las anomalías del nivel del mar de AVISO muestra la presencia de un remolino ciclónico en la región del Golfo de Tehuantepec, así como un meandro asociado con anomalías positivas débiles que puede atribuirse a la presencia de un remolino anticiclónico.

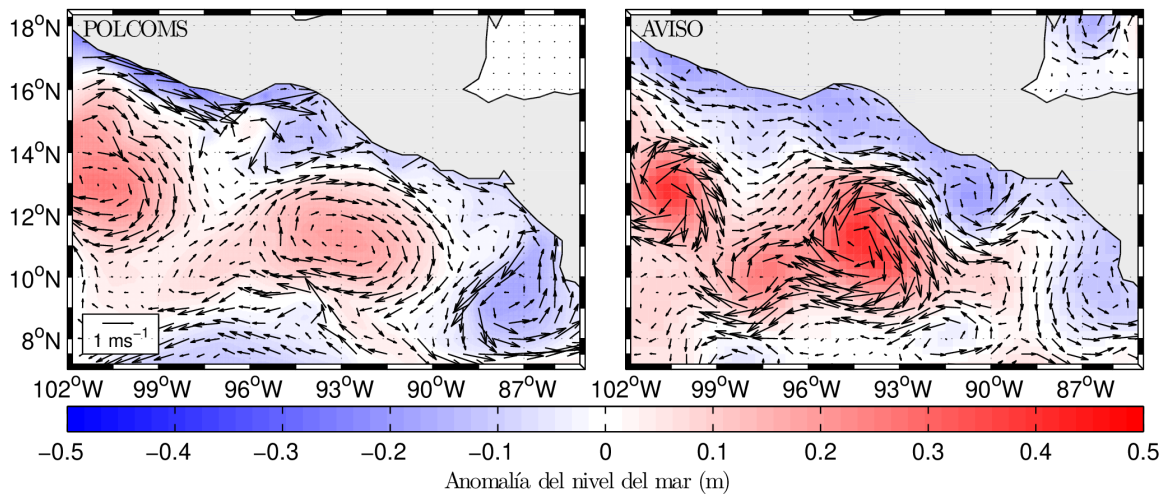


Figura 18: Comparación entre las corrientes geostróficas promedio durante el periodo de estudio obtenidas por POLCOMS (a) y AVISO (b)

Con la finalidad de validar los resultados numéricos y confirmar la presencia del remolino anticiclónico ubicado en la región costera del Golfo de Tehuantepec, se realiza una comparación entre las anomalías del nivel del mar obtenidas por mediciones de los altímetros Topex/Jason (proporcionados por CTOH; *Center of Topographic Studies of the Ocean and Hydrosphere*), mediciones de AVISO y la simulación numérica de POLCOMS. La validación corresponde al día 13 de marzo de 2005, fecha en la que la órbita del satélite coincide con el remolino anticiclónico detectado en los resultados del experimento numérico (figura 19).

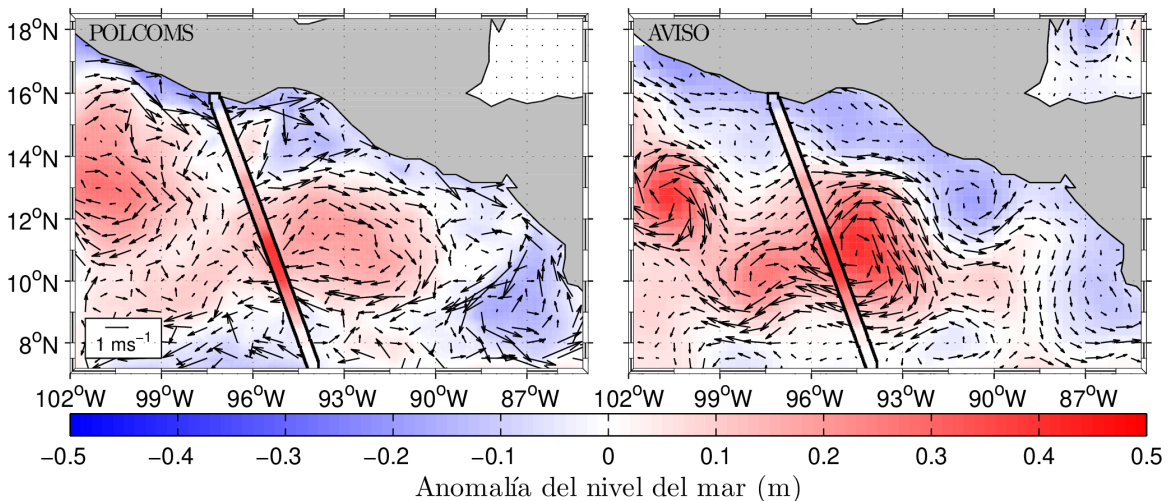


Figura 19: Comparación entre las corrientes geostróficas obtenidas por POLCOMS (a) y AVISO (b) correspondientes al día 13 de marzo. Ambas figuras incluyen la anomalía del nivel del mar a lo largo de la trayectoria del satélite obtenida por el producto CTOH.

En la figura 20 se muestra el campo de la anomalía del nivel del mar en función de la latitud, y la componente de la velocidad geostrófica perpendicular a la órbita del satélite.

Entre 14.5° N y 15.5° N se identifica una sobreelevación en la anomalía del nivel del mar medida con el satélite (líneas segmentadas color negro en la figura 20a), la cual muestra un desfase de alrededor 0.5° con el remolino anticiclónico que se observa en los resultados de POLCOMS (líneas segmentadas color gris en la figura 20a). La velocidad geostrófica perpendicular a la órbita del satélite de la región en la que se presenta la sobreelevación (líneas segmentadas color negro en la figura 20b) son positivas al norte y negativas al sur de la órbita del satélite, lo que sugiere que la sobreelevación corresponde a un remolino anticiclónico. Este remolino no fue detectado en el producto de AVISO debido a deficiencias en la capacidad de muestreo de la altimetría satelital, la cual depende de la resolución espacio-temporal de las mediciones.

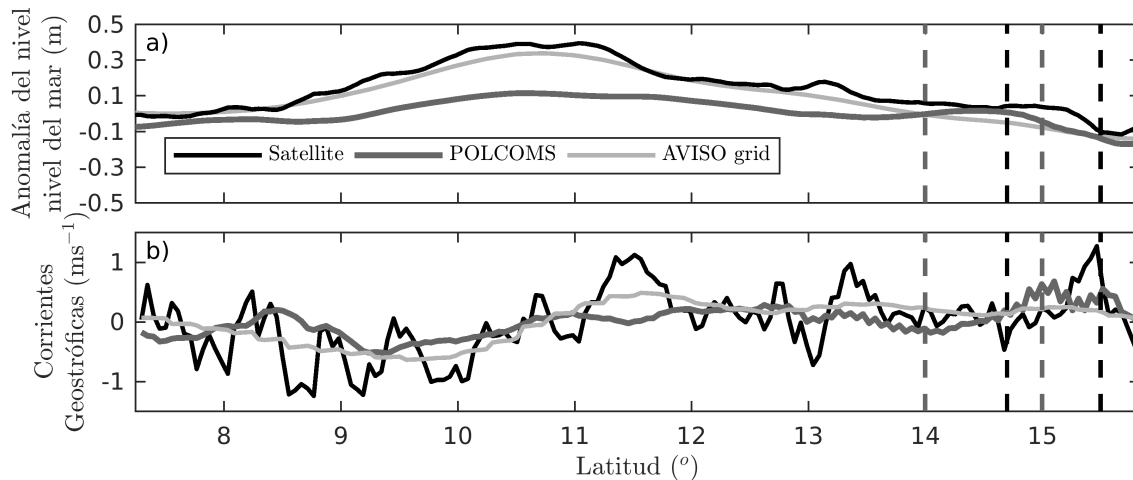


Figura 20: Comparación entre la anomalía del nivel del mar (a) y las corrientes geostróficas (b) obtenidas por POLCOMS, AVISO y CTOH correspondientes a la trayectoria del satélite.

3.4. Simulación numérica del oleaje con el modelo WAM

3.4.1. Implementación del modelo en la región de estudio

Se utiliza el modelo numérico WAM para reproducir el oleaje presente en el Golfo de Tehuantepec durante los eventos Tehuanos que ocurren entre los días 10 y 13 de marzo de 2005. En la implementación de WAM utiliza el mismo dominio numérico, resolución espacial y batimetría que en la implementación de POLCOMS (figura 7;). Con la finalidad de incluir el oleaje remoto en la simulación, las condiciones de frontera utilizadas en WAM son generadas con una implementación global del modelo numérico WAVEWATCH III forzado con viento de CFSR. Para cuantificar el efecto del oleaje remoto en la altura significativa y el periodo

asociado al pico del espectro del oleaje, se realiza un experimento en el que solo se genera oleaje local para ser comparado con el experimento que si incluye oleaje remoto.

3.4.2. Validación de los resultados de WAM

3.4.2.1. Comparación con observaciones *in situ*

Las series de tiempo del periodo del oleaje asociado con el pico del espectro y de la altura significativa obtenidas con el modelo WAM (con y sin oleaje remoto), se comparan con las obtenidas a partir de mediciones con la boya ASIS (línea color gris en la figura 21).

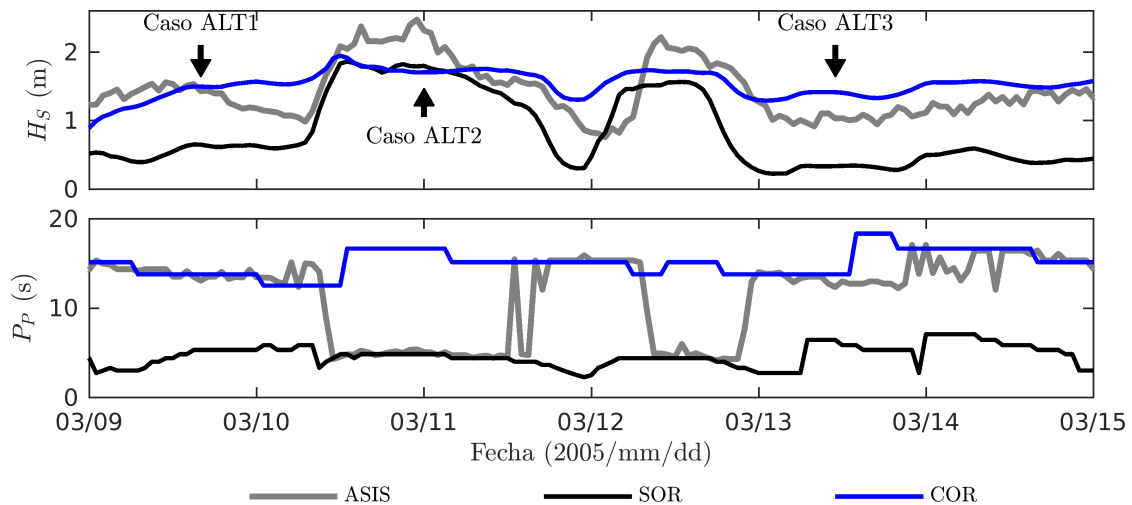


Figura 21: Comparación de las series de tiempo correspondientes a la altura significativa (arriba; H_s) y al periodo asociado al pico del espectro (abajo; P_p) de las olas obtenidas por la boya ASIS (gris) y las simulaciones numéricas sin oleaje remoto (SOR; negro) y azul con oleaje remoto (COR; azul). Los casos ALT1, ALT2 y ALT3 hacen referencia a las fechas en las que se realizaron validaciones de la altura significativa por medio de comparaciones con datos de altímetros.

El oleaje medido con la boya ASIS durante ausencia del evento Tehuano (entre el 9 y 10, y entre el 13 y 15 de marzo) fue proveniente de tormentas lejanas, con una altura significativa de al rededor de 1.3 m y un periodo de 12 s. Sin embargo, durante el evento Tehuano (entre el 10 y 13 de marzo) el oleaje predominante corresponde con el generado localmente, con una altura significativa de 2 m y un periodo de 4 s.

El experimento numérico en el que se excluye el oleaje remoto, presenta olas con una altura significativa de al rededor de 0.4 m y periodo de 4 s en ausencia de el evento Tehuano (entre el 9 y 10 de marzo y entre el 13 y 15 de marzo de 2005). Durante el evento Tehuano

el oleaje presenta una altura significativa de 1.5 m y periodo de ~ 4 , lo que muestra que el modelo numérico subestima un 20 % la altura significativa del oleaje medido con la boya ASIS. Esto fue el resultado de que la magnitud del viento obtenida por WRF fue menor en un 15 % a la magnitud del viento medida por la boya ASIS (figura 8).

En el experimento numérico que incluye oleaje remoto las olas mostraron una altura significativa de ~ 1.2 m en ausencia del evento Tehuano (entre el 9 y 10, y entre el 13 y 15 de marzo). Durante el evento Tehuano (entre el 10 y 13 de marzo), los resultados numéricos muestran oleaje con una altura significativa de ~ 1.5 m. El periodo predominante del oleaje fue de al rededor de 15 s desde el día 9 al día 15 de marzo de 2005. Los resultados de la comparación sugieren que la energía del oleaje remoto fue subestimada en la simulación numérica de WAM. La comparación de los resultados obtenidos con la boya ASIS con los simulados por WAM, muestra que los resultados numéricos sobreestimaron la energía del oleaje remoto en un 20 %.

3.4.2.2. Comparación con altimetría

Con la finalidad de realizar una validación de la distribución espacial del oleaje simulado con el modelo WAM, los resultados numéricos de la altura significativa y la dirección predominante del oleaje se comparan con las mediciones de la altura significativa de las olas obtenidas con los altímetros en ERS-2, Envisat, Topex-Poseidon, Jason-1 y Geosat correspondientes a los días 9, 11 y 13 de marzo de 2005 (caso ALT1, ALT2 y ALT3, respectivamente; figuras 21a y 22). Los resultados numéricos muestran que la región de estudio se encuentra dominada por oleaje remoto proveniente del sur durante los días con mediciones de los altímetros. Esto con excepción del día 11 de marzo, en el que se observa oleaje proveniente del noreste que fue generado por el evento Tehuano. Las mediciones de los altímetros muestran que los resultados numéricos presentaron una sobrestimación del 40 % y una subestimación del 15 % al este y al oeste de la región de estudio respectivamente, esto durante los periodos de tiempo con ausencia del evento Tehuano (figuras 22a y 22c). Los datos de altimetría muestran que el oleaje generado por el evento Tehuano presenta una altura significativa de 3 m al rededor de los 11.8° de latitud norte, mientras que en los resultados numéricos se presentó una altura

significante de 3 m en latitudes mayores a 13° . Esta subestimación en la altura significativa por parte de los resultados numéricos, es consecuencia de la subestimación en la magnitud del viento que se genera por el modelo WRF en latitudes menores a los 13° durante el evento Tehuano (figuras 11 y 12).

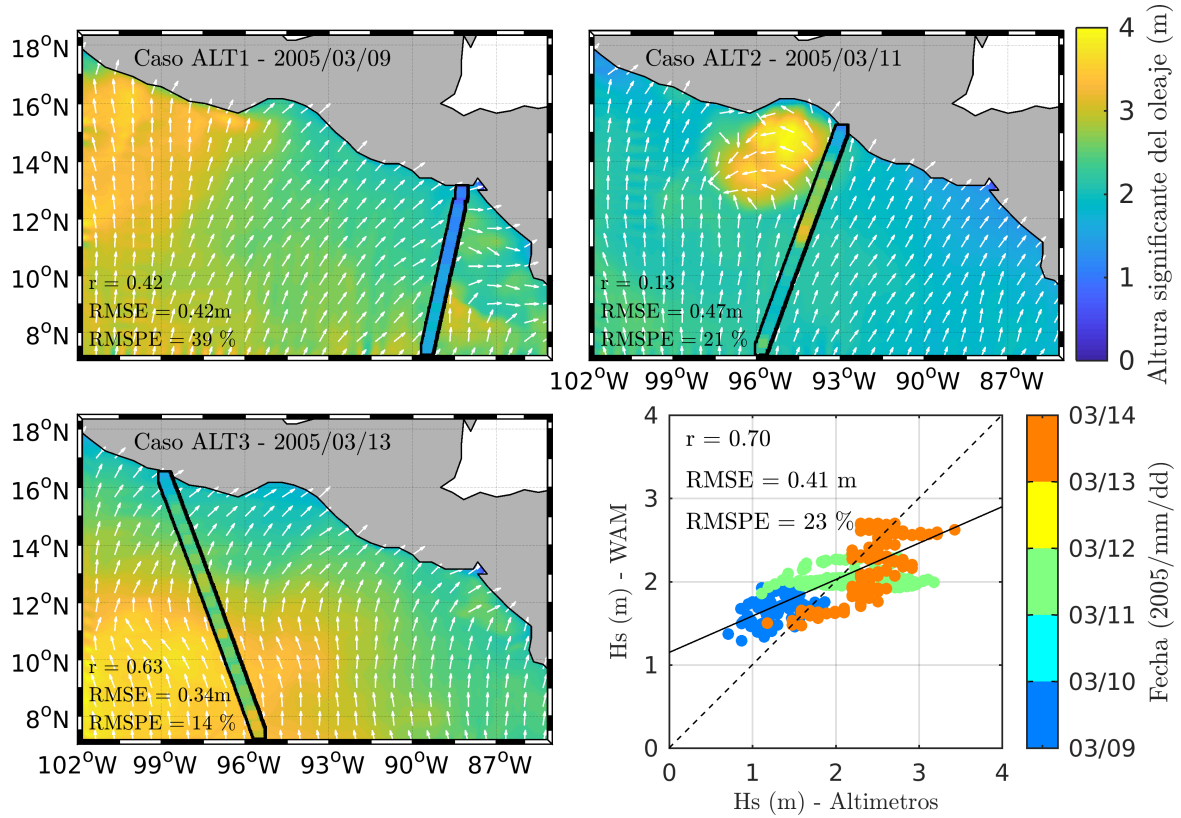


Figura 22: Comparación de la distribución espacial de la altura significativa (H_s) obtenida en la simulación numérica y por los altímetros (transecto) correspondiente a los días 9 (a), 11 (b) y 13 (c) de marzo de 2005. Las flechas color blanco muestran a la dirección predominante de las olas. d) Diagrama de dispersión que relaciona la altura significativa obtenida con el modelo numérico y la medida por los altímetros, en donde r es el coeficiente de correlación, $rmse$ el error cuadrático medio y $rmspe$ el error cuadrático medio en porcentaje.

3.5. Acoplamiento entre POLCOMS y WAM

En este trabajo se utiliza el modelo de olas WAM acoplado al modelo numérico de corrientes POLCOMS de acuerdo con el procedimiento de acoplamiento descrito en Osuna y Wolf (2005). En ésta implementación el modelo WAM trabaja como un módulo del modelo POLCOMS, lo que permite que ambos modelos utilicen la misma batimetría y el mismo forzamiento atmosférico. En los modelos se utilizan pasos de tiempo diferentes (tabla 2), pero debido a que los modelos intercambian información cada paso de tiempo baroclínico de

POLCOMS, el paso de tiempo de la propagación de las olas debe ser múltiplo del paso de tiempo baroclínico del modelo hidrodinámico.

Tabla 2: Detalles de la configuración de los modelos POLCOMS y WAM. Δt_{barot} y Δt_{baroc} corresponden a los pasos de tiempo barotrópico y baroclínico, respectivamente. Δt_{prop} y Δt_S corresponden a los pasos de tiempo de la propagación de las olas y la actualización de los términos fuente, respectivamente.

POLCOMS		WAM	
Δt_{barot}	: 8 seg	Δt_{prop}	: 60 seg
Δt_{baroc}	: 240 seg	Δt_S	: 120 seg
Número de niveles	: 48	Número de frecuencias	: 25
		Número de direcciones	: 24

Los forzamientos atmosféricos necesarios para ambos modelos son generados a partir de una implementación del modelo numérico WRF. El intercambio de información entre los tres modelos numéricos se representa en la figura 23, mientras que la distribución espacial de los dominios numéricos se muestra en la figura 7.

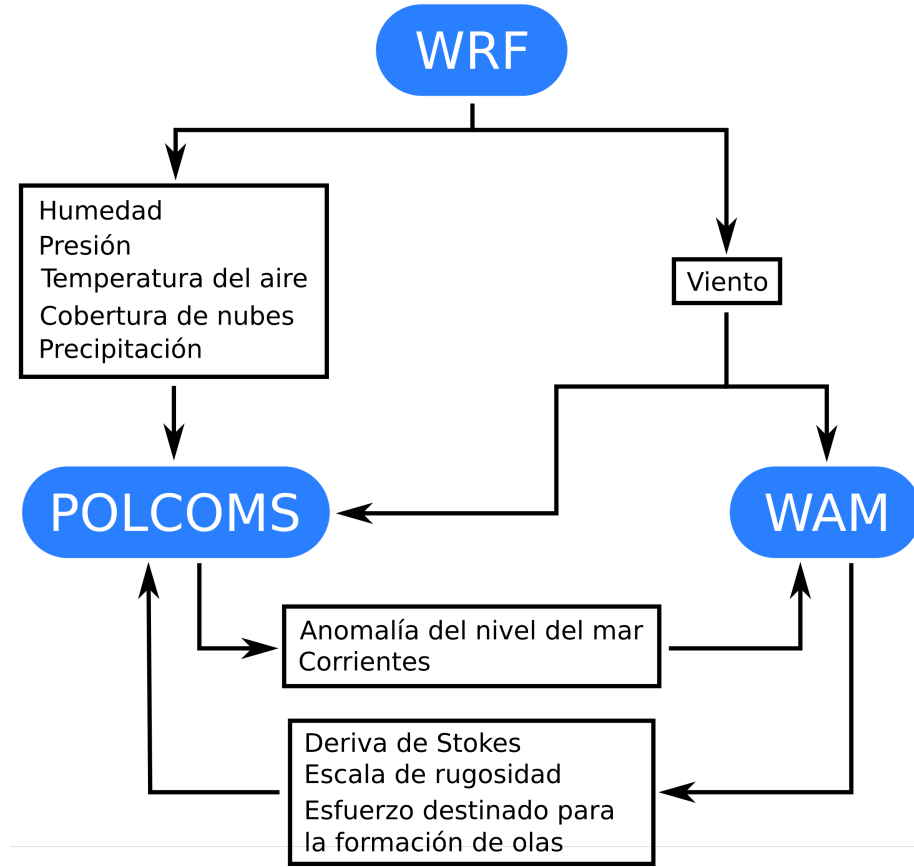


Figura 23: Esquema del intercambio de información entre los modelos numéricos utilizados.

La deriva de Stokes ($\mathbf{U}_s$) se calcula en el modelo WAM a partir del espectro direccional del oleaje ($F(\sigma, \theta)$) de acuerdo con la formulación de Mellor (2003):

$$\mathbf{U}_s = 2g \int_{\theta} \int_{\sigma} \frac{\mathbf{k}}{c} \frac{\cosh 2kD(1 + \zeta)}{\sinh 2kD} F \partial \sigma \partial \theta \quad (75)$$

donde $\mathbf{k}$ corresponde al número de onda, c a la velocidad de fase, D a la profundidad local y ζ a la coordenada sigma.

3.6. Descripción de los experimentos numéricos

Se llevan a cabo seis experimentos numéricos (tabla 3) con la finalidad de evaluar el efecto de los términos de la interacción oleaje-corrientes en la dinámica de la capa superficial del océano bajo condiciones de viento intenso en el periodo que comprende del 25 de febrero y el 15 de marzo de 2005.

Tabla 3: Características de los experimentos numéricos, donde *TIOC* nos indica si se incluyen las interacciones olas-corrientes, α es un parámetro de peso para el término de producción de energía cinética turbulenta por parte del corte de la deriva de Stokes, τ_{oc} nos indica la formulación que se utilizaba para calcular el esfuerzo que termina en forma de corrientes (ecuaciones 9 y 19). IOC significa interacción oleaje corrientes, CDIT significa coeficiente de arrastre iterativo y JAN hace referencia a las formulaciones de Janssen (1991) y Janssen (2004).

No.	Nombre	TIOC	α	Coeficiente de arrastre	τ_{oc}
1	REF	No	1.00	Coeficiente de arrastre iterativo	$\rho_a C_{D_{IT}} U_{10}^2$
2	IOC_ α 100_CDIT	Si	1.00	Coeficiente de arrastre iterativo	$\rho_a C_{D_{IT}} U_{10}^2$
3	IOC_ α 125_CDIT	Si	1.25	Coeficiente de arrastre iterativo	$\rho_a C_{D_{IT}} U_{10}^2$
4	IOC_ α 150_CDIT	Si	1.50	Coeficiente de arrastre iterativo	$\rho_a C_{D_{IT}} U_{10}^2$
5	IOC_ α 200_CDIT	Si	2.00	Coeficiente de arrastre iterativo	$\rho_a C_{D_{IT}} U_{10}^2$
6	IOC_ α 100_JAN	Si	1.00	Janssen (1991) y Janssen (2004)	$\tau_{tot_w} - \hat{\tau}_w$

El experimento REF cumple el objetivo de mostrar tanto las condiciones del estado del mar como de la dinámica de la capa superficial del océano sin los efectos de los términos asociados a la interacción oleaje-corrientes. El experimento IOC_ α 100_CDIT incluye los términos de la interacción olas-corrientes y permite evaluar su efecto en la variabilidad de la dinámica de la capa superficial del océano. Por medio de la comparación del experimento IOC_ α 100_CDIT con los experimentos IOC_ α 125_CDIT, IOC_ α 150_CDIT y IOC_ α 200_CDIT; se realiza un análisis de sensibilidad en cuanto al efecto de las olas en el término de disipación de la ecuación de momento y el efecto de las olas en la mezcla de la capa superficial del océano. El experimento IOC_ α 100_JAN permite analizar cómo las corrientes superficiales son modificadas al incluir el efecto de las olas en la transferencia de momento entre el océano y la atmósfera.

Capítulo 4. Resultados y discusiones

4.1. Condiciones promedio durante el evento Tehuano: viento, corrientes superficiales y oleaje

En esta sección se analizan las condiciones promedio de la magnitud y dirección del viento y las corrientes superficiales, así como de diversos parámetros integrales del oleaje durante el evento Tehuano que se presenta entre los días 10 y 13 de marzo de 2005. Las condiciones promedio corresponden a los experimentos de referencia (REF; tabla 3), es decir, sin incluir el acoplamiento entre el modelo WAM y el modelo POLCOMS.

4.1.1. Magnitud y dirección del viento

Con los resultados numéricos promedio de la magnitud y dirección del viento se muestra la presencia de cuatro regímenes sobresalientes en la región de estudio (figura 24). En la región noroeste del Golfo de Tehuantepec se presenta viento proveniente del noroeste con una magnitud promedio de $\sim 4 \text{ ms}^{-1}$. En la región del este en el Golfo de Tehuantepec se presentan velocidades entre 2 y 3 ms^{-1} con dirección variable. El contorno color negro de la figura 24 delimita la región en la que el promedio de la magnitud del viento que se genera por el evento Tehuano superó los 6 ms^{-1} , la cual se extiende hasta $\sim 370 \text{ km}$ fuera de la costa y presenta un ancho de $\sim 280 \text{ km}$. La dirección predominante del viento promedio en esta región es hacia el sur. Por último, en el sur y el suroeste de la región de estudio se presentan vientos generados por el evento Tehuano con una magnitud promedio menor que 6 ms^{-1} provenientes del norte y el noreste, respectivamente.

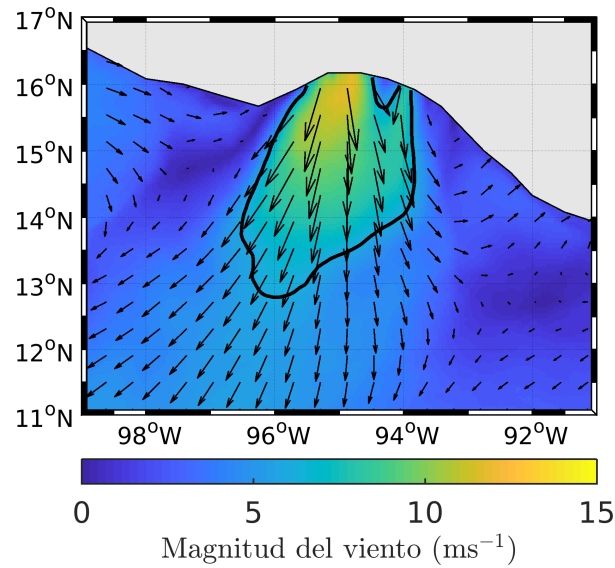


Figura 24: Mapa del campo de viento promedio durante el evento Tehuano. Las flechas corresponden a la magnitud y dirección promedio del campo de viento. El contorno color negro delimita la región en la que se presenta con magnitud mayor que 6 ms^{-1} .

4.1.2. Corrientes superficiales

El patrón de la circulación superficial promedio en los resultados numéricos correspondientes al evento Tehuano (figura 25a) incluye la presencia de un remolino anticiclónico y remolino ciclónico en la región del Golfo de Tehuantepec. Los remolinos presentan un diámetro de aproximadamente 200 y 150 km, y corrientes con velocidades de alrededor de 1 y 0.4 ms^{-1} , respectivamente. En el noroeste de la región de estudio se observa una corriente costera con una velocidad aproximada de 1 ms^{-1} , mientras que en el oeste y el sur-sureste de la región de estudio se presentan remolinos anticiclónicos de mayor extensión con velocidades de 0.5 ms^{-1} aproximadamente. En la región delimitada por las latitudes 12.5°N y 14°N y las longitudes -98°W y -95°W se presentan corrientes con velocidades menores que $\sim 0.2 \text{ ms}^{-1}$, las cuales son asociadas con la presencia de meandros formados por la interacción de los remolinos antes descritos.

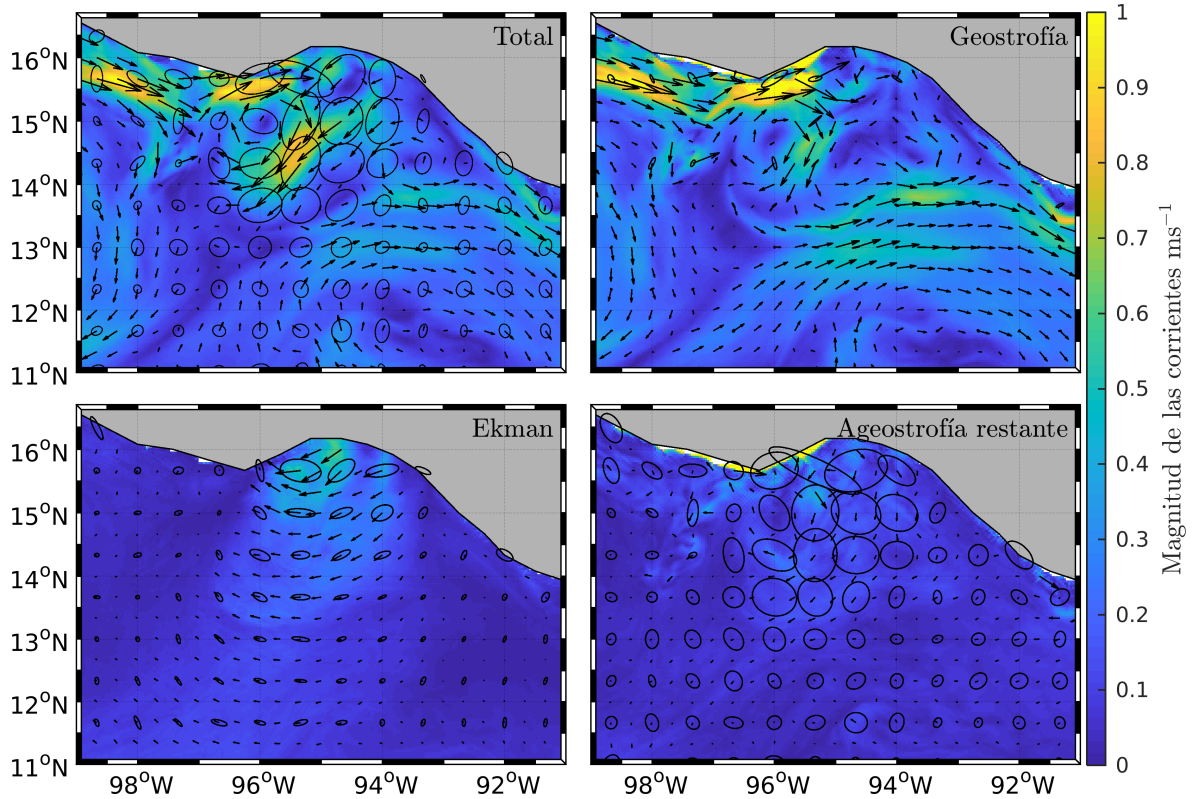


Figura 25: Distribución espacial del promedio y la variabilidad de la corriente total, geostrofia, corriente de Ekman y la ageostrogía restante durante el evento Tehuano. Las elipses de variabilidad se encuentran diezmadas.

Ralph y Niiler (1999) muestran que la suma de las corrientes geostróficas y las corrientes de Ekman pudo explicar $\sim 80\%$ de la varianza de las corrientes medidas con derivadores lagrangianos en el Pacífico tropical. Al tomar esto en consideración, en este trabajo se propone que la corriente total en la superficie del océano ($\mathbf{u}_{tot}$) puede representarse como la suma entre las corrientes geostróficas ($\mathbf{u}_{geo}$), las corrientes de Ekman ($\mathbf{u}_{ek}$) y las corrientes asociadas a la ageostrofia restante ($\mathbf{u}_{ar}$), es decir:

$$\mathbf{u}_{tot} = \mathbf{u}_{geo} + \mathbf{u}_{ek} + \mathbf{u}_{ar}, \quad (76)$$

en donde las corrientes geostróficas se calculan a partir del balance entre la aceleración de Coriolis y el gradiente de la anomalía del nivel del mar (η):

$$\mathbf{u}_{geo} = -\frac{g}{f} \hat{k} \times \nabla_h \eta, \quad (77)$$

las corrientes de Ekman (Ekman, 1905) se calculan a partir del balance entre la aceleración

de Coriolis y el término de disipación:

$$\mathbf{u}_{ek} = \frac{1}{f} \hat{k} \times \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right). \quad (78)$$

Las corrientes ageostróficas restantes son aproximadas como:

$$\mathbf{u}_{ar} = \mathbf{u}_{tot} - \mathbf{u}_{geo} - \mathbf{u}_{ek} \quad (79)$$

De esta forma, podemos inferir que las corrientes geostróficas y corrientes de Ekman son las dominantes en la región en la que se presenta el viento con una magnitud promedio mayor a 6 ms^{-1} durante el periodo de estudio (figuras 24, 25a, 25b y 25c). Sin embargo, las corrientes ageostróficas restantes que se encuentran dominadas por procesos como las brisas y corrientes inerciales fueron la fuente de variabilidad más importante para la corriente total (figuras 25a y 25d).

4.1.3. Parámetros integrales del oleaje y la deriva de Stokes

A partir de la simulación numérica del oleaje sin oleaje remoto, se observa que en la región en donde se presenta el viento con magnitud mayor a 6 ms^{-1} se presentan olas con una altura significativa promedio de alrededor de 2 m y un periodo promedio de entre 5 y 7 s (figuras 26a y 26b). Al incluir el oleaje remoto, en esta región aumenta la altura significativa promedio a ~ 3 m, mientras que el periodo promedio aumenta a ~ 8 s. Esto debido a que en la región estuvo fuertemente influenciada por oleaje remoto procedente del sur y el suroeste, con una altura significativa promedio de ~ 2.5 m y un periodo promedio de entre ~ 10 y ~ 12 s. La deriva de Stokes promedio obtenida en la simulación numérica presenta una dirección hacia el sur con una magnitud de entre ~ 0.2 y $\sim 0.3 \text{ ms}^{-1}$ independientemente de la presencia de oleaje remoto (figuras 26c y 26f). Esto es debido a que la magnitud de la deriva de Stokes depende principalmente del oleaje local, ya que este presenta una mayor pendiente (ecuación 75).

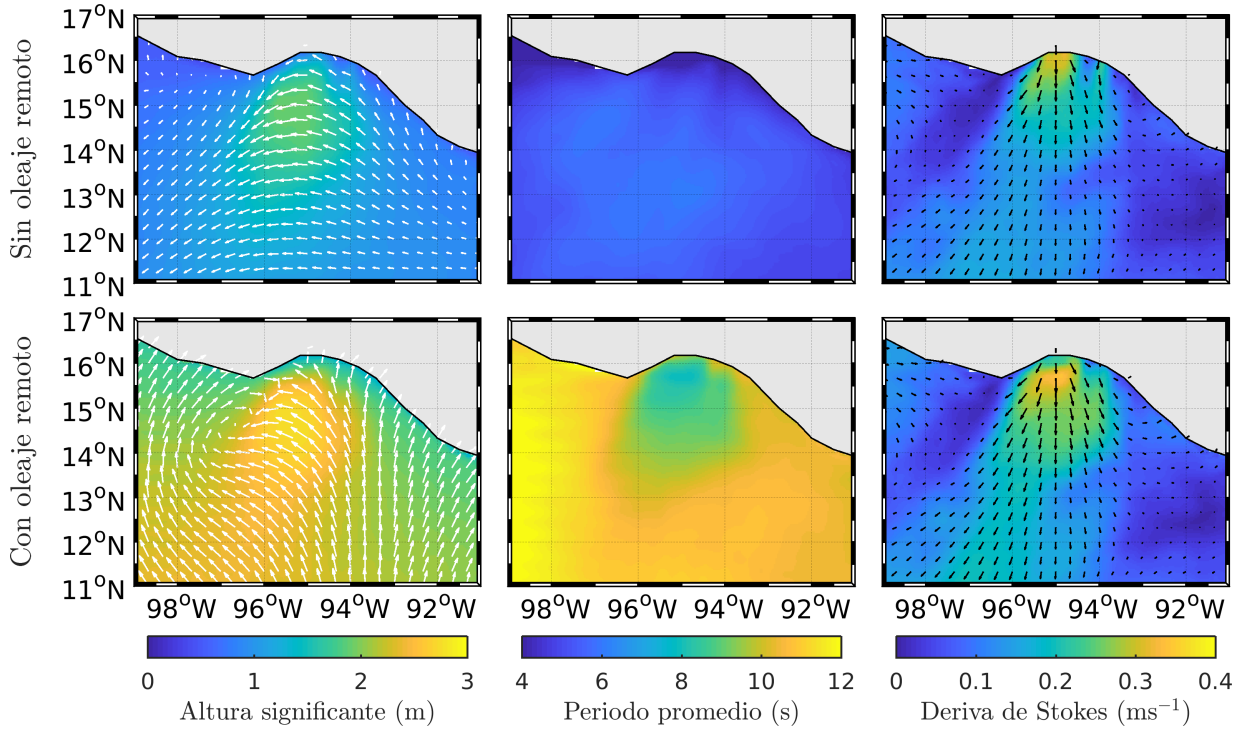


Figura 26: Distribución espacial del promedio de la altura significativa (primer columna), periodo promedio (segunda columna) y deriva de Stokes (tercera columna) durante el evento Tehuano correspondientes a los experimentos sin oleaje remoto (primer renglón) y con oleaje remoto (segundo renglón). Los vectores color blanco indican la dirección promedio de las olas, mientras que los vectores color negro muestran la dirección de la deriva de Stokes.

4.2. Magnitud de la aceleración asociada con los términos Stokes-Coriolis y *vortex force*

Los términos de la interacción oleaje-corrientes Stokes-Coriolis y *vortex force* presentan una magnitud promedio del orden de $\sim 1 \times 10^{-6}$ y $\sim 1 \times 10^{-7} \text{ ms}^{-2}$ respectivamente durante el evento Tehuano (figuras 27a y 27b), principalmente en la región en la que se registra el viento y la deriva de Stokes con magnitud promedio mayor a 6 ms^{-1} (figura 24) y 0.3 ms^{-1} (figura 26f), respectivamente. En comparación con las aceleraciones debidas a la advección, el término Stokes-Coriolis es 1 orden de magnitud menor, mientras que el término *vortex force* es 2 ordenes de magnitud menor.

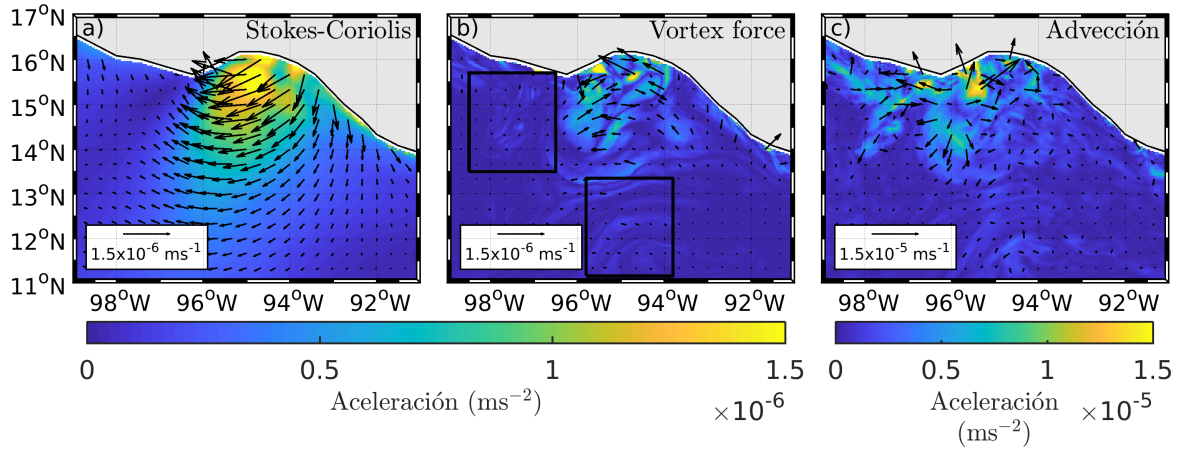


Figura 27: Distribución espacial promedio de los términos Stokes-Coriolis, *vortex force* y de la advección durante el evento Tehuano. Los recuadros color negro muestran la localización de las regiones correspondientes a las figuras 29 (oeste) y 30 (sur).

El término Stokes-Coriolis, que depende de la magnitud de la deriva de Stokes y del parámetro de Coriolis ($f\hat{k} \times \mathbf{U}_s$), presenta una magnitud menor que $0.1 \times 10^{-6} \text{ ms}^{-2}$ entre las latitudes 11°N y 13°N y las longitudes -97°W y -94°W (figura 28a), esto a pesar de que la deriva de Stokes muestra una magnitud promedio de $\sim 0.25 \text{ ms}^{-1}$ en esa región (figura 26f). Dicho comportamiento está asociado con una disminución gradual del parámetro de Coriolis conforme disminuye la latitud, por lo que el efecto de término Stokes-Coriolis puede tomar mayor importancia en latitudes medias o polares. En cambio el término *vortex force*, que depende de la magnitud de la deriva de Stokes y la vorticidad relativa ($\mathbf{U}_s \times \omega$), presenta una magnitud menor que $0.5 \times 10^{-6} \text{ ms}^{-2}$ en la región localizada entre las longitudes -95°W y -93°W y las latitudes 14°N y 15.5°N (figura 27b). Este comportamiento se asocia con la presencia de un remolino anticiclónico a la izquierda y un remolino ciclónico a la derecha del Golfo de Tehuantepec (figura 28a), en donde la magnitud de la vorticidad de los remolinos es mayor que $3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (figura 28b). Esta interacción entre la vorticidad de los remolinos antes mencionados (vorticidad positiva en el remolino ciclónico y negativa en el remolino anticiclónico) y la presencia de la deriva de Stokes con dirección hacia el sur, tiene como resultado una convergencia de aceleraciones asociadas al término *vortex force* que dieron lugar a las celdas o circulación de Langmuir (Langmuir, 1938; figuras 27b y 3). Es conocido que localmente, las celdas de la circulación de Langmuir pueden presentar un largo de entre $\sim 2 \text{ m}$ y $\sim 1 \text{ km}$ (Thorpe, 2004; Hamlington *et al.*, 2014), un ancho de entre ~ 10 y $\sim 100 \text{ m}$ (Hamlington *et al.*, 2014) y que generan velocidades verticales mayores que las de los remolinos de mesoescala (Hamlington *et al.*, 2014). Las celdas encontradas en la región localizada

entre las longitudes -96°W y -93°W y las latitudes 14°N y 15.5°N presentan una longitud de ~ 150 km y un ancho de ~ 150 km (figura 27b). En el oeste y en el sur de la región de estudio, el término *vortex force* presenta aceleraciones mayores que $0.1 \times 10^{-6} \text{ ms}^{-2}$ (regiones delimitadas por los recuadros color negro en la figura 27b, los cuales corresponden a la región descrita en las figuras 29a y 30a) a pesar de que la magnitud promedio de la deriva de Stokes es menor ($\sim 0.25 \text{ ms}^{-1}$; figura 26f). Esto se asocia con la presencia de filamentos de vorticidad con magnitud mayor que $3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ al este (figura 29b) y mayor que $1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ en la región sur del área de estudio (figura 30b). Estos filamentos de vorticidad son el resultado de utilizar como forzamiento atmosférico el viento con alta resolución espacio-temporal que se obtiene con el WRF, que permite la formación de celdas de Langmuir de hasta ~ 130 km de largo y de ~ 20 km de ancho en el este del Golfo de Tehuantepec (figura 29), mientras que en el sur del Golfo de Tehuantepec (figura 30) se registran celdas de hasta ~ 160 km de largo y de ~ 30 km de ancho.

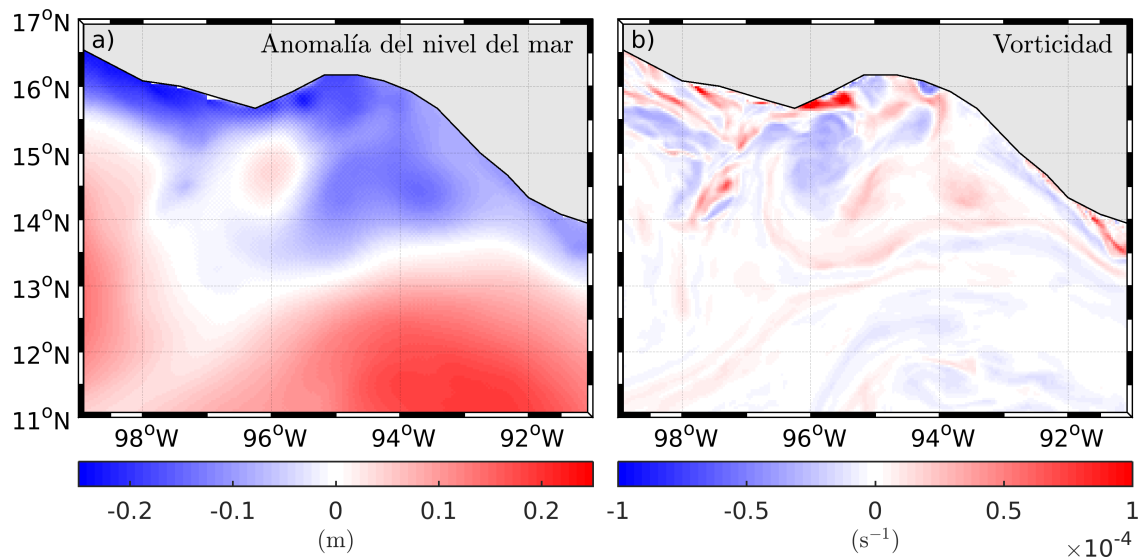


Figura 28: Distribución espacial de la anomalía del nivel del mar promedio durante el evento Tehuano. Los colores rojos indican anomalías positivas del nivel del mar, mientras que los colores azules indican anomalías negativas del nivel del mar.

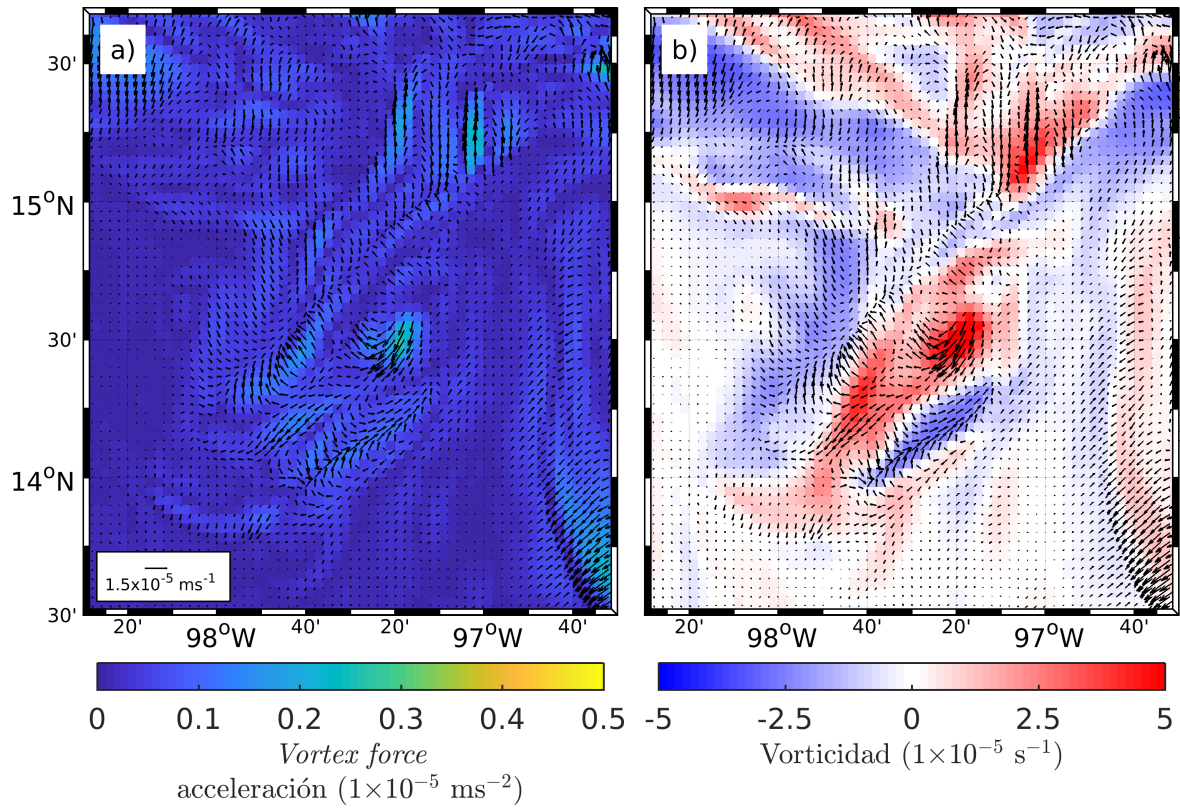


Figura 29: Magnitud del término *vortex force* (a) y vorticidad asociada (b) correspondientes a la región oeste del Golfo de Tehuantepec (recuadro de la izquierda de la figura 27b).

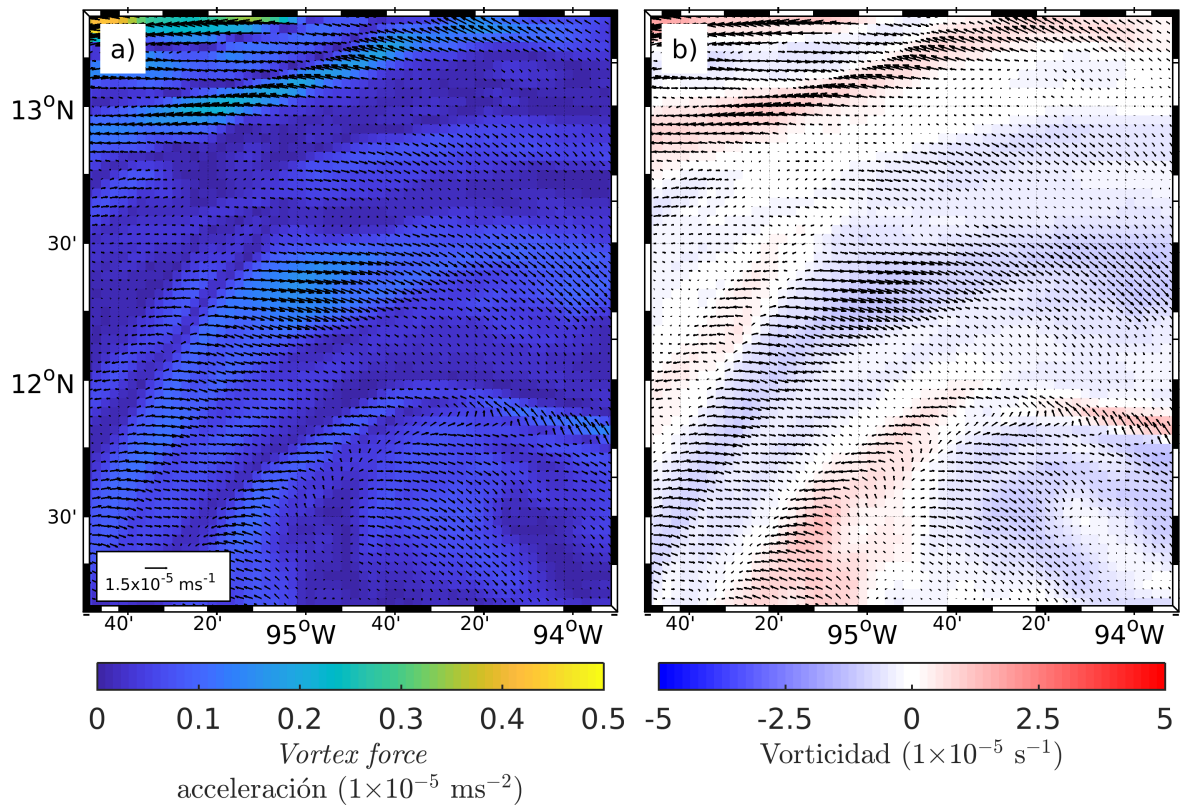


Figura 30: Magnitud del término *vortex force* (a) y vorticidad asociada (b) correspondientes a la región al sur del Golfo de Tehuantepec (recuadro inferior de la figura 27b).

4.3. Efecto de los términos asociados con la interacción olas-corrientes en la capa superficial del océano

En esta sección se evalúa el efecto de los términos asociados con la interacción olas-corrientes en la capa superficial del océano durante el evento Tehuano, esto mediante la comparación de parámetros (P) como la magnitud de las corrientes, temperatura y tasa de disipación de los experimentos con acoplamiento (IOC) y sin acoplamiento (Ref). La diferencia en los resultados (P_{Dif}) se obtuvo por medio de:

$$P_{Dif}(t) = P_{IOC}(t) - P_{Ref}(t), \quad (80)$$

donde diferencias positivas indican que el parámetro (P) es mayor en el experimento con acoplamiento; mientras que diferencias negativas indican que el parámetro es menor en el experimento con acoplamiento.

4.3.1. El efecto en las corrientes superficiales

El efecto de la interacción olas-corrientes en la magnitud y dirección de las corrientes superficiales, se presenta en forma directa por medio de las aceleraciones asociadas con los términos *vortexforce* y Stokes-Coriolis; así como por modificaciones en el término de difusión asociadas con la turbulencia generada por las olas. Al realizar una comparación de la corriente total obtenida a partir del experimento IOC_a100_CDIT y el experimento REF , se observa que tanto el promedio como la variabilidad de la diferencia de las corrientes superficiales presentan valores entre ~ 0.01 y $\sim 0.03 \text{ ms}^{-1}$ (figura 31a). Este comportamiento se observa tanto en la región en la que se presentaron vientos con una magnitud promedio mayor a 6 ms^{-1} (figura 24) como al noroeste del Golfo de Tehuantepec. En ambas regiones la magnitud promedio de las corrientes del experimento IOC_a100_CDIT es $\sim 10 \%$ menor que la magnitud promedio obtenida con el experimento REF , donde la dirección asociada con la diferencia entre los vectores promedio presentó una orientación predominante noreste-suroeste.

Se realiza una descomposición de la corriente total en corrientes geostróficas, corrientes de Ekman y las asociadas a la ageostrofia restante (figura 31), donde estas últimas contienen

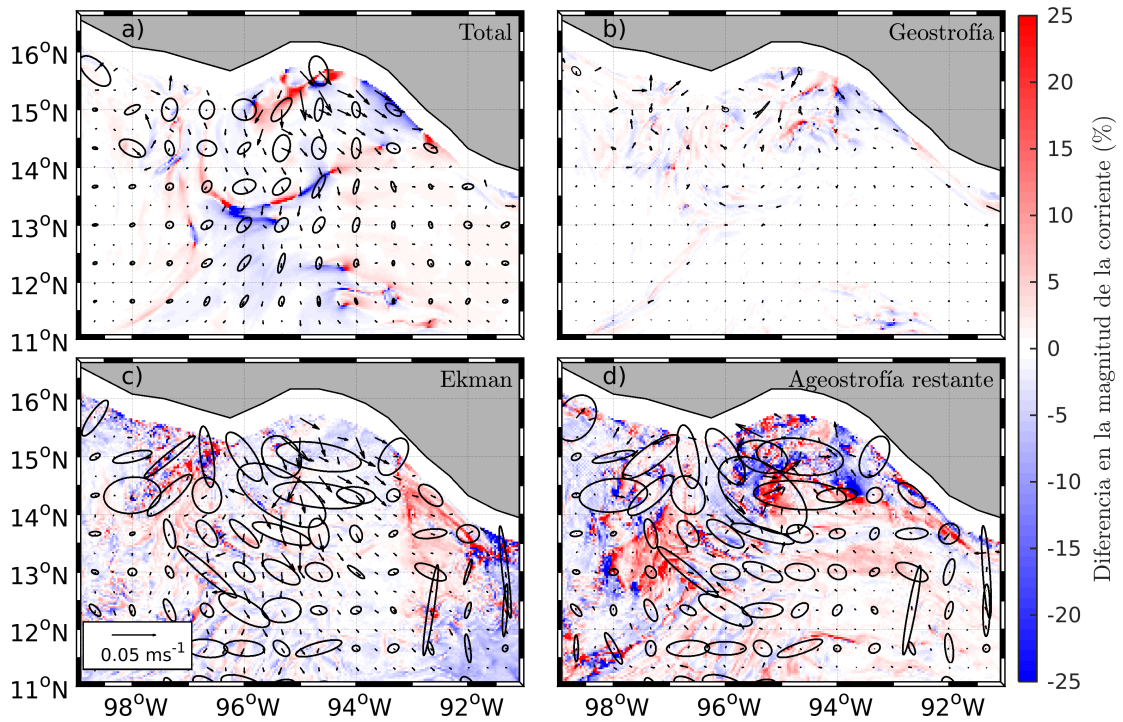


Figura 31: Porcentaje de la diferencia entre la mgnitud de las corrientes totales (a), gesotróficas (b), corrientes de Ekman (c) y ageostroficas restantes (d) obtenidas en el experimento de referencia y el experimento IOC_α100_CDIT. Los contornos rojos indican la presencia de corrientes con mayor magnitud en el experimento con el acoplamiento, mientras que los contornos azules indican la presencia de corrientes con menor magnitud en el experimento con el acoplamiento. Los vectores y las elipses corresponden al promedio y la variabilidad resultante de la diferencia entre las corrientes del experimento de referencia y el experimento con acoplamiento.

tanto la deriva de Stokes como las corrientes asociadas a los términos *vortex force* y Stokes-Coriolis. Los resultados muestran que al incluir los procesos correspondientes a la interacción olas-corrientes no se presentan efectos sobre la geostrofia (figura 31b). En la región central del Golfo de Tehuantepec (entre 11°N y 16°N; figura 31c), la magnitud promedio de las corrientes de Ekman presenta diferencias de entre ~ 0.01 y ~ 0.04 ms^{-1} , esto con una variabilidad de hasta ± 15 ms^{-1} . Al comparar los experimentos se observa que al incluir el acoplamiento predominan corrientes de Ekman con menor intensidad (figura 31c). Las corrientes de Ekman del experimento con acoplamiento son menos intensas con respecto al experimento de referencia debido a que la magnitud del coeficiente de viscosidad turbulenta aumenta por efecto del corte de la deriva de Stokes (ecuaciones 78, 35 y 40). Esto tiene como consecuencia una mayor disipación de la energía transferida del viento hacia las corrientes por efecto de procesos turbulentos. Cabe mencionar que tanto en las corrientes totales como en las corrientes de Ekman, el promedio temporal de la diferencia entre las corrientes del experimento IOC_α100_CDIT y el experimento REF presenta una distribución espacial similar, aunque con mayor magnitud en las corrientes de Ekman (figuras 31a y 31c). Las elipses de vari-

abilidad presentan una mayor amplitud en las corrientes de Ekman y una orientación casi perpendicular en comparación con las elipses de las corrientes totales. El hecho de que la magnitud promedio y la variabilidad de la diferencia en las corrientes de Ekman es mayor que las obtenidas en las corrientes totales, puede atribuirse a que las corrientes de Ekman, con periodos menores al diurno, presentan mayor energía en comparación con las corrientes totales con el mismo periodo (figura 32). Este comportamiento puede estar asociado al error que se introduce al calcular las de Ekman por medio del balance clásico al suponer que el viento es estacionario.

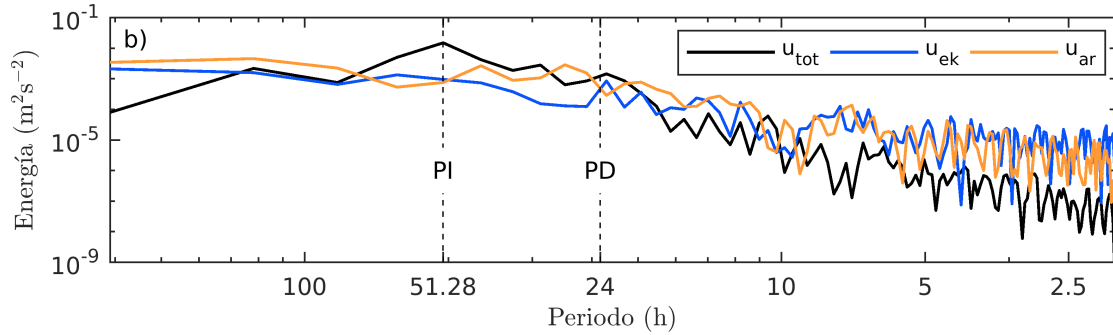


Figura 32: Espectros de energía de las series de tiempo de las corrientes totales, corrientes de Ekman y a las corrientes ageostróficas restantes correspondientes a la latitud 13.53°N y la longitud -94.53°W . Las series de tiempo utilizadas para el calculo de los espectros comprenden de 256 horas a partir de las 5 horas del día 3 de marzo de 2005. PI hace referencia al periodo inercial y PD al periodo diurno.

Se realiza una comparación del promedio y de la variabilidad de la diferencia de las velocidades obtenidas en los experimentos con y sin acoplamiento correspondientes a las corrientes de Ekman (figura 31c) y las corrientes ageostróficas restantes (figura 31d). Se observa que en la mayor parte del área de estudio, las diferencias promedio presentaron signo negativo en las corrientes de Ekman y signo positivo en las corrientes ageostróficas restantes, mientras que las elipses de variabilidad presentan una amplitud y orientación similar. Como se muestra en la ecuación 77, en este trabajo las corrientes ageostróficas se obtienen al remover de forma lineal las corrientes de Ekman y la gesotrofia de la corriente total. Esto tuvo como resultado que la sobrestimación de las corrientes de Ekman, con respecto a las corrientes totales de bajo periodo, fuera compensada por las corrientes ageostróficas restantes (figuras 31 y 32). Por lo tanto, el efecto de los términos de la interacción olas-corrientes en la ageostrofia restante fue menor que el error introducido al utilizar el balance de Ekman y el suponer que la ageostrofia restante puede obtenerse al excluir linealmente la corriente geostrofica y la corriente de Ekman de la corriente total. Rio *et al.* (2003) mencionan que para analizar la

alta frecuencia de las corrientes de Ekman, es necesario filtrar tanto los procesos con periodo mayor que 20 días, como los menores que un periodo de corte entre el periodo inercial y el periodo diurno. Es probable que al remover la alta frecuencia de las corrientes obtenidas con el balance de Ekman pueda observarse de forma más clara el efecto de los términos *vortex force* y Stokes-Coriolis en las corrientes totales.

4.3.2. Efecto del coeficiente de arrastre que depende del estado del mar

El esfuerzo del viento es un parámetro clave en el acoplamiento entre el océano y la atmósfera (García-Nava *et al.*, 2011), y generalmente se determina en función de la velocidad del viento a 10 m sobre el nivel del mar (U_{10}) y de un coeficiente de arrastre (C_D ; ecuación 9). Existen muchas parametrizaciones del coeficiente de arrastre, donde C_D generalmente se considera constante o como una función lineal de la magnitud del viento (U_{10} ; ecuación 10). En diversos trabajos se ha demostrado que el coeficiente de arrastre presenta una fuerte relación con la escala de rugosidad aerodinámica (z_0 ; ecuaciones 11 y 18; Charnock, 1995; Wu 1980). En algunos estudios recientes se ha propuesto una dependencia de la escala de rugosidad superficial (z_2) con respecto al estado del mar, por medio de parametrizaciones de z_2 en función de la edad de la ola (c/U_{10} ; Donelan, 1990), así como en función de una razón entre el esfuerzo inducido por las olas (τ_w) y el esfuerzo disponible en la atmósfera (τ_{tot_w} ; ecuaciones 18 y 16; Janssen, 1991). Para ser consistentes en cuanto a la conservación de momento en un sistema acoplado, Janssen (2004) propone que el esfuerzo que termina en forma de corrientes (τ_{oc_w}) se obtiene al restar el esfuerzo que termina en forma de oleaje ($\hat{\tau}_w$) al esfuerzo disponible en la atmósfera (τ_{tot_w}).

En esta sección se discute el efecto en las corrientes superficiales que resulta de la implementación de las formulaciones de Janssen (2001) y Janssen *et al.* (2004), esto mediante la comparación entre los resultados del experimento IOC_α100_CDJAN y del experimento REF. En las figuras 33a y 33c se presenta el campo promedio del esfuerzo que termina en forma de corrientes al utilizar el coeficiente de arrastre iterativo ($C_{D_{it}}$; ecuación 11; experimento de referencia) y el coeficiente de arrastre con dependencia en el estado del mar (C_{D_w} ; exper-

imento IOC_α100_CDJAN) respectivamente. En dichas figuras se observa que en la región donde se presentan vientos con una magnitud promedio mayor que 6 ms^{-1} (figura 24), los esfuerzos calculados tienen una magnitud de entre 0.2 y 4.5 Nm^2 en ambos experimentos, con el máximo entre las latitudes 15°N y 16°N . La diferencia entre los esfuerzos τ_{oc} y τ_{oc_w} (figura 33c) muestra que en el experimento con acoplamiento se presentan esfuerzos con una magnitud mayor ($\sim 15\%$) en la región que comprende entre las longitudes -97°W y -93°W y las latitudes 11°N y 16°N , esto con excepción de la región norte del Golfo de Tehuantepec, donde los esfuerzos presentan menor magnitud en el experimento con acoplamiento (diferencias negativas de aproximadamente 15%). Las diferencias positivas en el esfuerzo (figura 33c) son asociadas con la presencia de una mayor escala de rugosidad en el experimento con acoplamiento. Las diferencias negativas corresponden a la transferencia de momento de la atmósfera (τ_{tot_w}) para la formación de olas ($\hat{\tau}_w$; ecuación 19 y figura 34; ecuación 19).

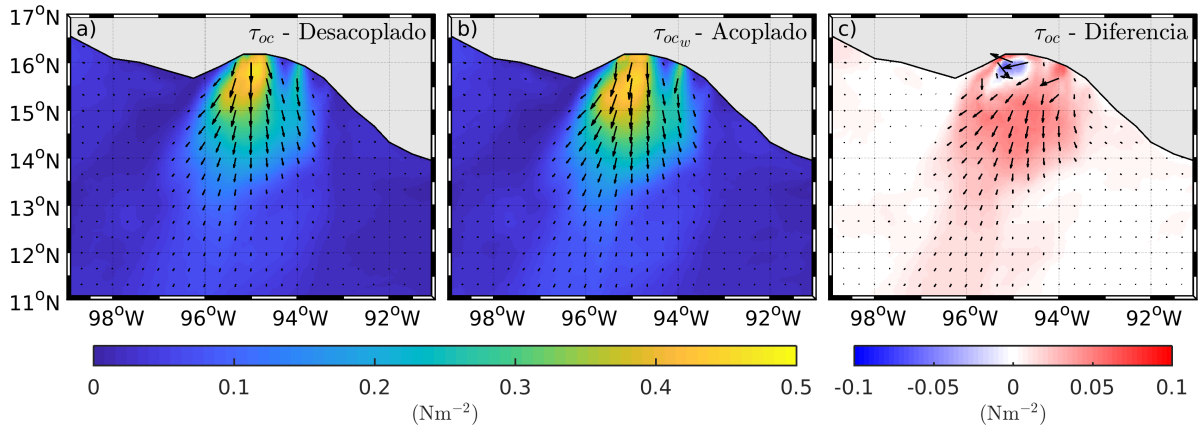


Figura 33: Distribución espacial del esfuerzo promedio que terminó en forma de corrientes al utilizar el coeficiente de arrastre iterativo (a) y el coeficiente de arrastre con dependencia en el estado del mar (b) durante el evento Tehuano. La figura (c) muestra la diferencia entre los esfuerzos. Las flechas corresponden a los vectores de los esfuerzos promedio (a y b) y a los vectores asociados a la diferencia promedio de los esfuerzos (c).

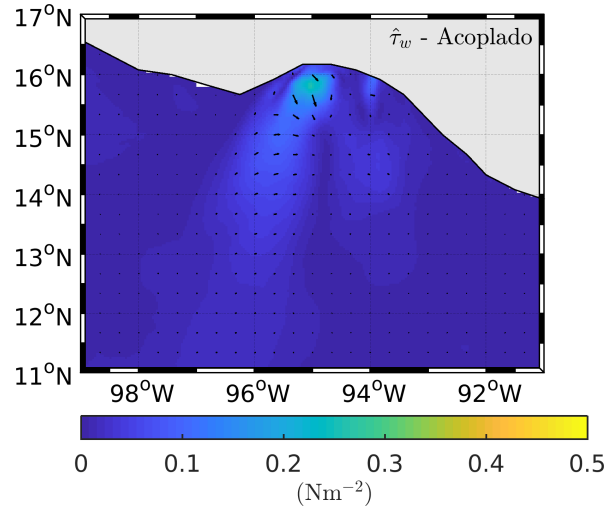


Figura 34: Distribución espacial del esfuerzo promedio que terminó en forma de olas ($\hat{\tau}_w$) durante el evento Tehuano.

En la sección 4.1.3 se muestra que la región de estudio es fuertemente influenciada por la presencia de oleaje remoto procedente del sur, es decir, en dirección contraria al viento. García-Nava *et al.* (2012) mencionan que la presencia del oleaje remoto puede modificar el esfuerzo del viento en por lo menos dos formas: puede intercambiar momento con el flujo con el viento y puede modificar la escala de rugosidad aerodinámica. En condiciones de viento débil y oleaje remoto en dirección opuesta, la energía de las olas de alta frecuencia se incrementa y por lo tanto aumenta la escala de rugosidad aerodinámica (Hwang, 2008). En el caso de viento intenso se presenta una atenuación en las olas de alta frecuencia por la presencia del oleaje remoto en dirección contraria, lo que tiene como consecuencia una disminución en la escala de rugosidad aerodinámica (García-Nava *et al.*, 2012). Estos mecanismos no se toman en cuenta de manera explícita en la formulación de Janssen (2001), por lo que es necesario realizar más estudios para cuantificar el efecto del oleaje remoto en la escala de rugosidad aerodinámica y así mejorar las parametrizaciones del flujo de momento entre el océano y la atmósfera.

Como se menciona anteriormente, al utilizar las formulaciones de Janssen (2001) y Janssen *et al.* (2004; experimento IOC_α100_CDJAN), el momento que se transfiere hacia las corrientes por parte de la atmósfera es mayor en gran parte de la región de estudio debido al incremento en la escala de rugosidad aerodinámica. En la región donde se identifican los vientos con mayor intensidad (figura 24), el momento transferido hacia las corrientes fue menor debido al incremento de $\hat{\tau}_w$. Para cuantificar el efecto que se presenta en las corrientes

superficiales al utilizar las formulaciones de Janssen (2001) y Janssen *et al.* (2004), se compara la diferencia de las corrientes de Ekman obtenidas en los experimentos IOC_α100_CDIT y REF (figura 35a) con respecto a la diferencia de las corrientes de Ekman obtenidas en los experimentos IOC_α100_CDJAN y REF (figura 35b). Como se menciona en la sección 4.3.1, al comparar el experimento de referencia con el experimento IOC_α100_CDIT, se observan corrientes de Ekman con menor magnitud en el experimento con acoplamiento (entre 0.01 y 0.03 ms⁻¹; figura 35a). Estas diferencias son asociadas a un aumento en el coeficiente de viscosidad turbulenta por efecto del corte de la deriva de Stokes, lo que resulta en una mayor disipación de las corrientes por procesos turbulentos. Al comparar el experimento de referencia con el experimento IOC_α100_CDJAN, se observa que al incluir el acoplamiento se obtienen corrientes de mayor magnitud (alrededor de 0.06 ms⁻¹ más intensas) en gran parte de la región de estudio debido a un incremento en la escala de rugosidad aerodinámica. En el norte del Golfo de Tehuantepec, se presentan corrientes de menor magnitud (hasta 0.1 ms⁻¹) en comparación a las obtenidas en el experimento de referencia, esto debido a que parte del momento disponible por la atmósfera (τ_{totw}) fue utilizado para la generación de oleaje ($\hat{\tau}_w$).

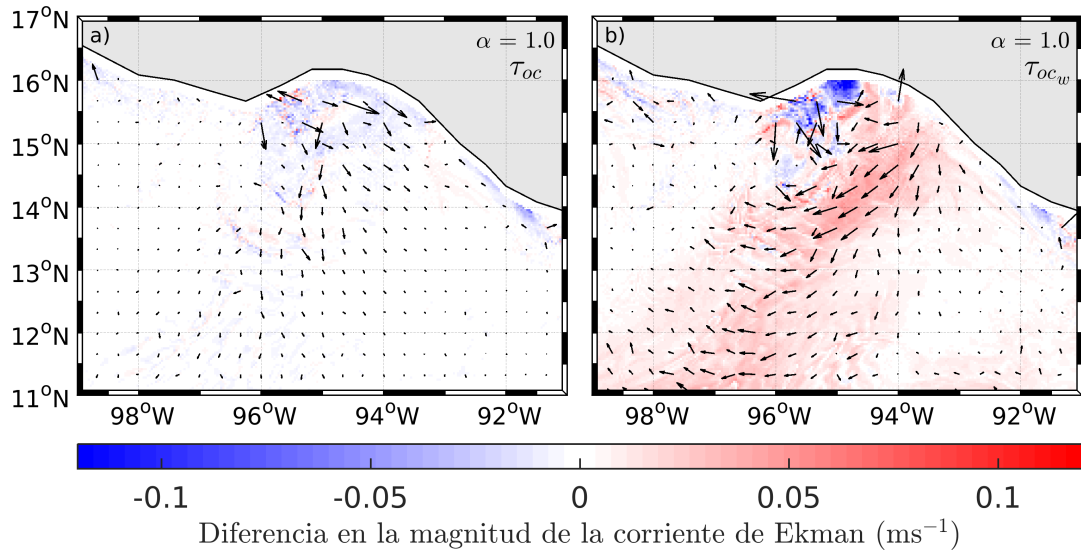


Figura 35: Diferencia entre la mgnitud promedio de las corrientes de Ekman obtenidas durante el evento Tehuano correspondientes al comparar el experimento de referencia con el experimento IOC_α100_CDIT (a) y al comparar el experimento de referencia con el experimento IOC_α100_CDJAN (b).

4.3.3. Capa mezclada

La predicción del estado del tiempo depende en gran medida de los flujos de momento y escalares entre el océano y la atmósfera, así como de la profundidad de la capa mezclada (Large *et al.*, 1994; McWilliams, 1996). Es conocido que la turbulencia de pequeña escala (menores a la mesoescala) juega un papel importante en los procesos de mezcla y la dinámica de la capa superficial del océano, donde dichos procesos turbulentos no son hidrostáticos e incluyen a la circulación de Langmuir (Hamlington *et al.*, 2014). La circulación de Langmuir resulta de la interacción entre la deriva de Stokes y la vorticidad relativa de las corrientes ($\mathbf{U}_s \times \omega$) y se manifiesta como un arreglo de vórtices horizontales con signo alternado (Thorpe, 2004; figura 3). El principal efecto de la circulación de Langmuir es incrementar el transporte y la mezcla vertical de pequeña escala (Hamlington *et al.*, 2014). Por lo tanto, la circulación de Langmuir erosiona la estratificación al transportar agua fría de mayor profundidad a regiones menos profundas (con agua más caliente) o viceversa, lo que contribuye a la homogenización de la temperatura cerca de la superficie (Thorpe, 2004). La circulación de Langmuir puede incrementar el corte vertical de la velocidad horizontal en la profundidad correspondiente con la base de la capa mezclada, particularmente si la zona de convergencia de los vórtices alcanza la profundidad en la que se encuentra la termoclina (Thorpe, 2004).

En esta sección se evalúa el efecto del incluir la producción de turbulencia que es generada por la circulación de Langmuir en la distribución vertical de la temperatura y la tasa de disipación, esto por medio de una parametrización expresada en función del corte vertical de la deriva de Stokes (Kantha y Clayson, 2004; sección 2.2). Se obtienen series de tiempo de la distribución vertical de la temperatura y la tasa de disipación en nodos específicos con diferentes condiciones de viento, deriva de Stokes y anomalías del nivel del mar asociadas a la presencia de remolinos ciclónicos y anticiclónicos (figura 36). El nodo 1 se encuentra ubicado en un remolino ciclónico localidazo en la región donde se presenta la mayor magnitud promedio del viento y de deriva de Stokes (alrededor de 14 ms^{-1} y 0.05 ms^{-1} , respectivamente). El nodo 2 se encuentra sobre un remolino ciclónico donde se presentan velocidades de viento y deriva de Stokes moderadas (al rededor de 10 ms^{-1} y 0.03 ms^{-1} , respectivamente). Los nodos 3, 4 y 5 presentan velocidades de viento y de deriva de Stokes débiles; de los cuales los nodos 3 y 4 se ubican en remolinos anticiclónicos y el nodo 5 en un remolino ciclónico.

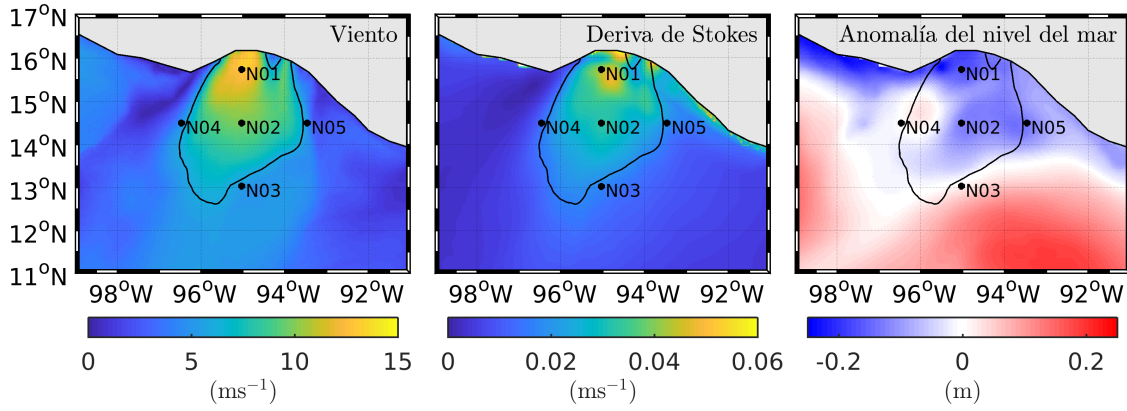


Figura 36: Mapa con la localización de los nodos en los que se extrajeron series de tiempo de la distribución vertical de la temperatura y la tasa de disipación (puntos negros) en función de la magnitud promedio del viento (a), la deriva de Stokes (b) y la anomalía del nivel del mar (c) durante el evento Tehuano. En la figura correspondiente a la anomalía del nivel del mar (c), los colores azules indican anomalías negativas, mientras que colores rojos indican anomalías positivas. El contorno color negro delimita la región en la que se presentaron vientos con magnitud mayor a 6 ms^{-1} .

En la figura 37a se muestran las condiciones de viento y deriva de Stokes presentes durante los días 9 y 14 de marzo de 2005 correspondientes al nodo 1. Entre el 10 y el 13 de marzo se presenta un evento Tehuano con rapidez de viento máxima de 18 ms^{-1} . Posteriormente el evento Tehuano llega a presentar velocidades débiles (aproximadamente 5 ms^{-1}) durante un periodo de alrededor de 6 horas entre los días 11 y 12 de marzo. Durante el último día del evento Tehuano, la rapidez del viento es de 17 ms^{-1} . El comportamiento de la deriva de Stokes es similar al del viento. Durante la primera parte del evento Tehuano, la deriva de Stokes alcanza una velocidad de 0.07 ms^{-1} , mientras que durante la segunda parte la deriva de Stokes alcanza velocidades de 0.05 ms^{-1} . En la figura 37b se presenta la diferencia de la evolución temporal del perfil de temperatura correspondiente nodo 1, así como la profundidad de la capa mezclada entre los experimentos IOC_α100_CDIT y de referencia (negro en el experimento de referencia y gris en el experimento con acoplamiento). En la figura 37c se presenta la diferencia de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta entre ambos experimentos. Se observa que durante la primera parte del evento Tehuano, entre los 0 y 15 m de profundidad, la temperatura es $0.2 \text{ }^{\circ}\text{C}$ menor en el experimento con acoplamiento (figura 37b). Esto está asociado a que la tasa de disipación de la energía cinética fue mayor en la región superficial ($4 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$) durante este mismo periodo de tiempo, lo que indica un incremento en la energía cinética turbulenta por parte de las olas (figura 37c). A su vez se puede observar que entre los 25 y 35 m de profundidad, región en la que se encuentra la termoclina, la temperatura fue hasta $0.6 \text{ }^{\circ}\text{C}$ mayor en el experimento con el acoplamiento.

Este comportamiento es congruente con el mecanismo descrito por Thorpe (2004), ya que agua de capas superiores con mayor temperatura es transportada hacia capas inferiores por efecto de la mezcla generada por el corte de la deriva de Stokes.

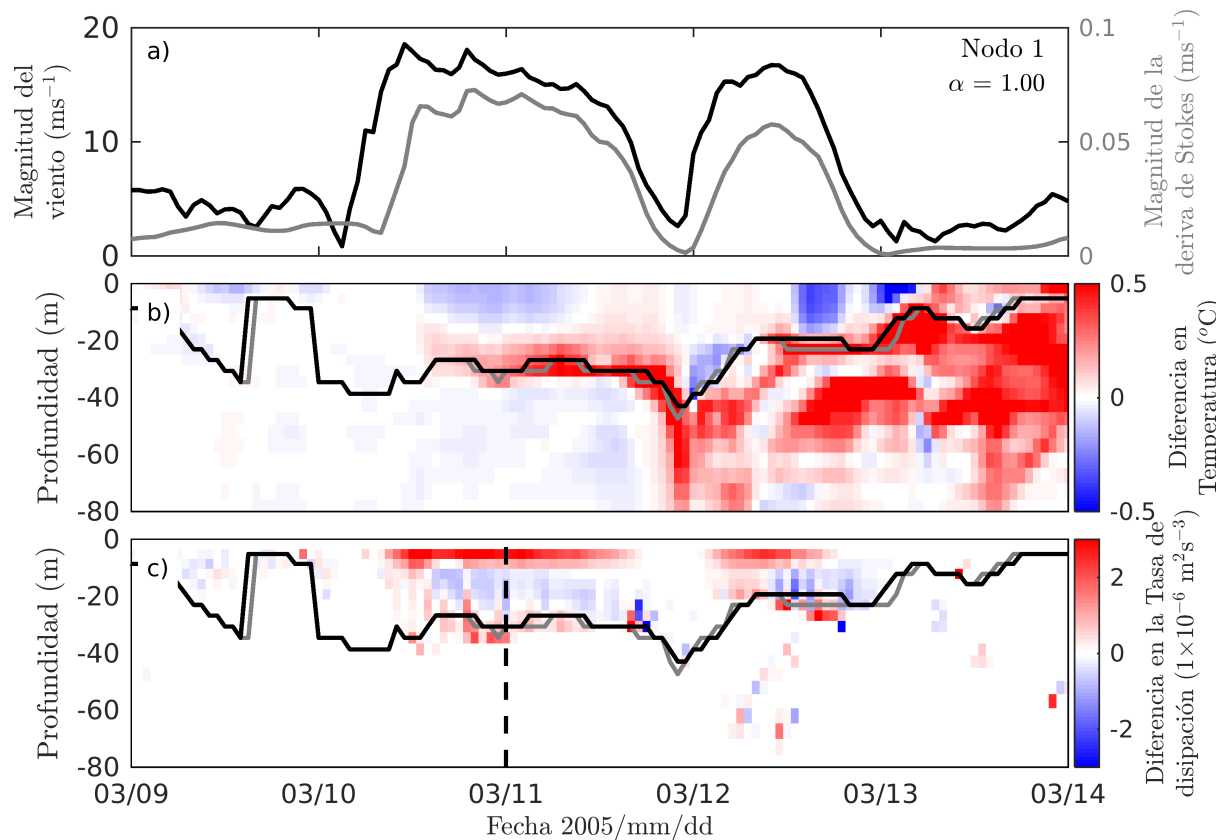


Figura 37: Series de tiempo de la magnitud del viento (negro) y la deriva de Stokes (gris) correspondientes al nodo 1 de la figura 36, así como de la diferencia de la evolución temporal de los perfiles de temperatura (b) y de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta (b) con $\alpha = 1$. En las figuras de la evolución temporal de los perfiles se muestra la profundidad de la capa mezclada de los experimentos de referencia (negro) y IOC_α100_CDIT (gris). La línea segmentada hace referencia al tiempo en el que se analizan las componentes del término P de producción de energía cinética turbulenta al incluir el efecto del corte de la deriva de Stokes (figura 38).

Un resultado interesante es la presencia de una menor tasa de disipación de energía cinética turbulenta entre los 15 y 30 m de profundidad cuando se incluye el acoplamiento. Esto debido a que en teoría al agregar otro término de producción de energía cinética turbulenta en el modelo de cerradura, debería presentarse una tasa de disipación igual si el nuevo término no produce turbulencia o mayor si el nuevo término la produce. Para entender esta situación, se lleva a cabo un análisis de los términos que componen el término P de producción de energía cinética turbulenta debida al corte de la deriva de Stokes (P_s ; figura 38), esto durante las 0 horas del día 11 de marzo de 2005 (figura 37c). Las figuras 38a y 38b muestran que el corte de las corrientes cuasi-Eulerianas es negativo hasta una profundidad poco mayor a

la profundidad de la capa mezclada (37 m de profundidad), lo que indica un dominio de las corrientes de Ekman en la capa de mezcla. En cuanto a la deriva de Stokes, el corte vertical de la componente zonal (38c) se encuentra dominado por el oleaje local hasta los 17 m de profundidad (valores negativos) y por el oleaje remoto proveniente del suroeste en profundidades mayores a 17 m (valores positivos; figuras 37d y 22). La componente meridional del corte de la deriva de Stokes se encuentra dominada por el oleaje local hasta la profundidad de la capa mezclada (30 m; valores negativos; figura 38d), mientras que en profundidades mayores se encontró dominada por el oleaje remoto del sur y suroeste (valores positivos). El término de la producción de energía cinética turbulenta por parte de las olas, que corresponde a la multiplicación de los cortes verticales de las componentes zonales de las corrientes cuasi-Eulerianas y la deriva de Stokes (ecuaciones 45 y 40; figura 38e), presenta valores negativos entre los 18 y 28 m de profundidad debido a que en dichas profundidades ambos cortes presentan signos contrarios. Esto tiene como consecuencia que el término P_s/kz presente valores negativos en las profundidades cercanas a la termoclina y valores positivos pero de menor intensidad por encima de la termoclina, por lo que al comparar el término P/kz con y sin el acoplamiento (figura 38i), se observa una menor producción de turbulencia entre los 10 y 30 m de profundidad al incluir el acoplamiento. Este comportamiento es el resultado de que, a diferencia de las componentes del término P asociadas a las corrientes cuasi-Eulerianas que se calculan como el cuadrado del corte vertical, las componentes del término P_s resultan de la multiplicación de los cortes verticales de la deriva de Stokes y la corriente cuasi-Euleriana. Esto permite una inhibición de la turbulencia cuando el corte vertical de las corrientes cuasi-Eulerianas o el corte vertical de la deriva de Stokes presenta signo negativo. El hecho de que en la comparación del término P/kz con y sin el acoplamiento (figura 38i) se observen valores positivos por debajo de la profundidad de la capa mezclada, aun cuando el término P_s presenta valores negativos en esa región, puede asociarse a que eventualmente la producción de energía cinética turbulenta por efecto del corte vertical de la deriva de Stokes modificó el corte vertical de las corrientes cuasi-Eulerianas. Es por ello que los análisis de la evolución temporal de los perfiles de temperatura y de la razón de la disipación de la energía cinética turbulenta solo son descritos durante la primera parte del evento Tehuano.

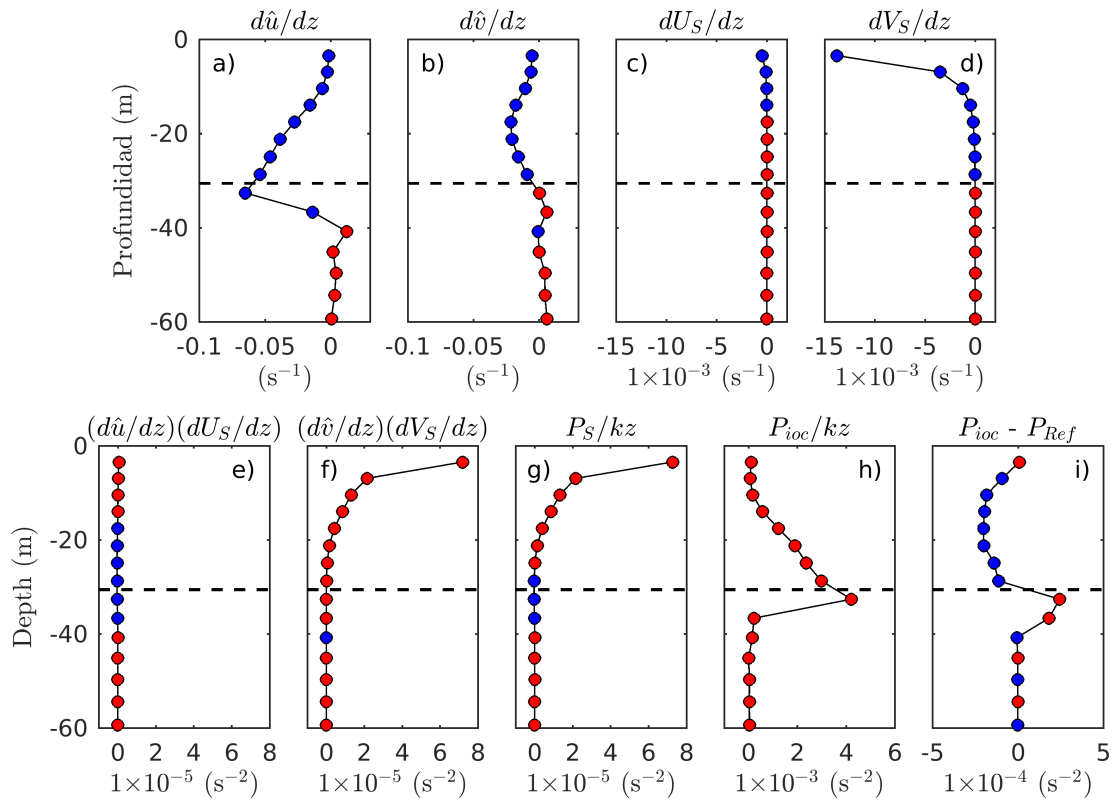


Figura 38: Componentes del término de producción de energía cinética turbulenta (P) al incluir una dependencia en el corte de la deriva de Stokes del experimento IOC- α 100-CDIT (a-h), así como la comparación con el término P sin incluir el acoplamiento (i). Las distintas subfiguras indican: a) perfil del corte vertical de la componente zonal de la corriente cuasi-Euleriana; b) perfil del corte vertical de la componente meridional de la corriente cuasi-Euleriana; c) perfil del corte vertical de la componente zonal de la deriva de Stokes; d) perfil del corte vertical de la componente meridional de la deriva de Stokes; e) producto de los perfiles del corte de la componente zonal de la corriente cuasi-Euleriana y la deriva de Stokes; f) producto de los perfiles del corte de la componente meridional de la corriente cuasi-Euleriana y la deriva de Stokes; g) perfil vertical del término de la producción de energía cinética turbulenta por efecto del corte vertical de la deriva de Stokes. h) perfil vertical del término de producción de energía cinética turbulenta; i) diferencia del perfil vertical del término P con y sin incluir el término asociado al corte de vertical de la deriva de Stokes. El color rojo indica valores positivos, mientras que el color azul indica valores negativos.

En la posición de los nodos 2 (ver figura 39), 3, 4 y 5 no se encuentran diferencias mayores a $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ y a $2 \times 10^{-6}\text{ m}^2\text{s}^{-3}$ en la temperatura y en la tasa de disipación de energía cinética turbulenta, respectivamente. La profundidad de la capa mezclada en estos nodos es dominada por la presencia de los remolinos ciclónicos y anticiclónicos, donde los remolinos ciclónicos tienden a levantar la termoclina y los remolinos anticiclónicos tienden a hundir la termoclina.

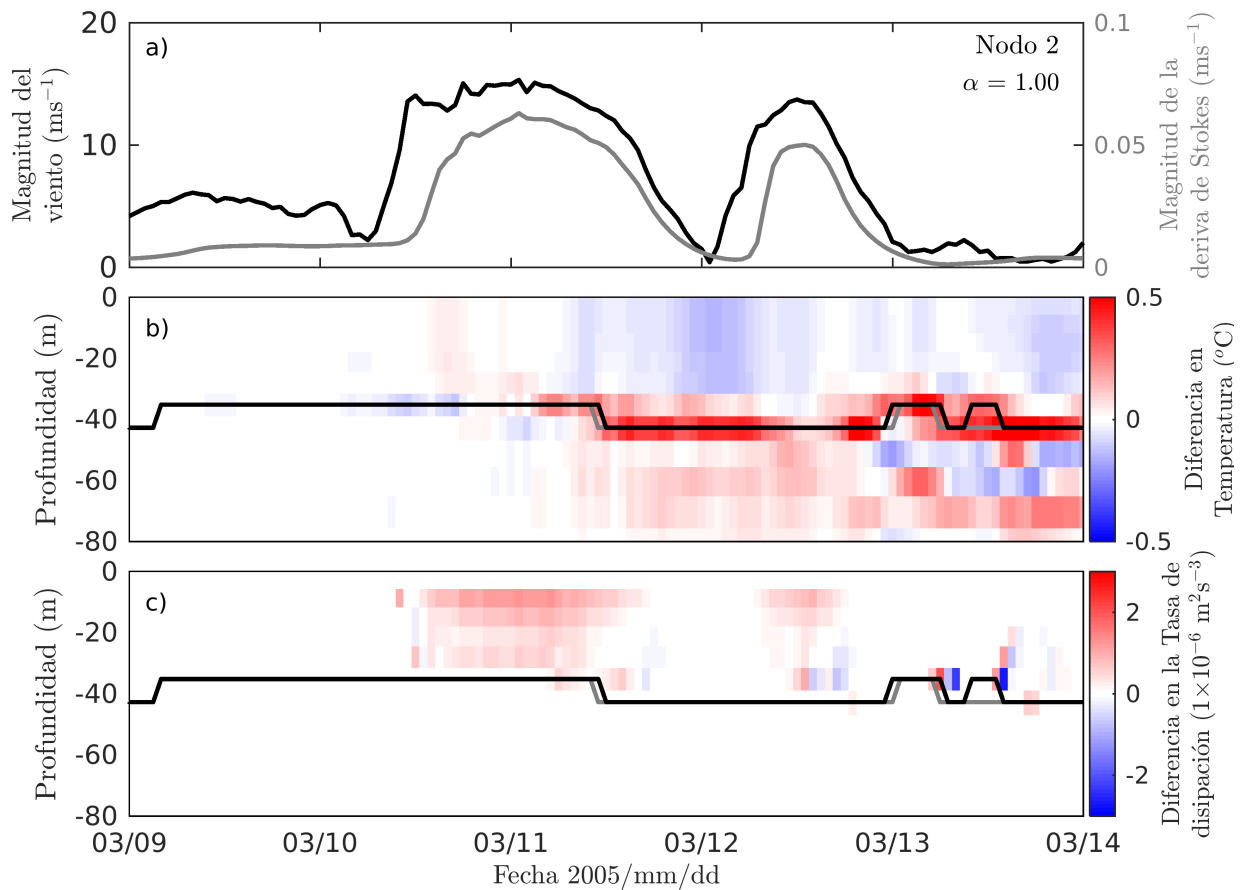


Figura 39: Series de tiempo de la magnitud del viento (negro) y la deriva de Stokes (gris) correspondientes al nodo 2 de la figura 36, así como de la diferencia de la evolución temporal de los perfiles de temperatura (b) y de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta (b) con $\alpha = 1$. En las figuras de la evolución temporal de los perfiles se muestra la profundidad de la capa mezclada de los experimentos de referencia (negro) y IOC_α100_CDIT (gris).

De Boyer Montégut *et al.* (2004) realizan una comparación de 20 años de datos de la temperatura superficial y de la profundidad de la capa mezclada medidos por boyas ARGO con respecto a resultados numéricos globales. En los resultados de Boyer Montégut *et al.* (2004), se observa que durante el invierno (temporada de eventos Tehuanos) se encontraron diferencias de alrededor de 80 % en la estimación de la profundidad de la capa mezclada con respecto a los resultados numéricos, así como diferencias en la temperatura superficial del océano de alrededor de 0.4°C . Belcher *et al.* (2012) sugiere que las diferencias encontradas en el trabajo de Boyer Montégut *et al.* (2004) pueden estar asociadas a una subestimación de la mezcla en la capa superficial del océano por parte de los modelos numéricos que no incluyen la producción de energía cinética turbulenta inducida por las olas. Uno de los problemas al incluir la producción de turbulencia por efecto de las olas es la incertidumbre que existe en la parametrización del coeficiente de viscosidad turbulenta (k_z) bajo diferentes condiciones de viento y oleaje; esto principalmente en los parámetros de ajuste (Wu *et al.*, 2005). Uno de los

objetivos de comparar la temperatura y la producción de la energía cinética turbulenta de los experimentos 2, 3, 4 y 5 (tabla 3); es el de evaluar el efecto de incrementar de forma lineal la intensidad de la mezcla inducida por las olas al modificar el parámetro α del término P_s del esquema de cerradura turbulenta (ecuación 46). El parámetro α es incrementado hasta con un factor de 2, al comparar los resultados con los obtenidos con el experimento de referencia se observaron diferencias similares en los perfiles de temperatura (0.2 °C en la parte superficial y 0.4 °C cerca de la termoclina) y de la tasa de disipación de energía cinética turbulenta ($5 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ en la superficie y $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ cerca de la termoclina; figura 40) que las obtenidas al utilizar un parámetro $\alpha = 1$. Diversos autores reportan que el oleaje juega un papel importante en cuanto a la producción de mezcla en la capa superficial del océano (Gnanadesik y Weller, 1995; Kantha y Clayson, 2004; Wu *et al.*, 2005; Belcher *et al.*, 2012; D'asaro *et al.*, 2014). Aún así son necesarios estudios observacionales con los que pueda cuantificarse de forma adecuada la producción de la energía cinética turbulenta por parte del corte de las corrientes cuasi-Eulerianas, el corte de la deriva de Stokes y por efectos de la flotabilidad; esto para mejorar las parametrizaciones existentes de los procesos turbulentos que tienen lugar en la capa superficial del océano.

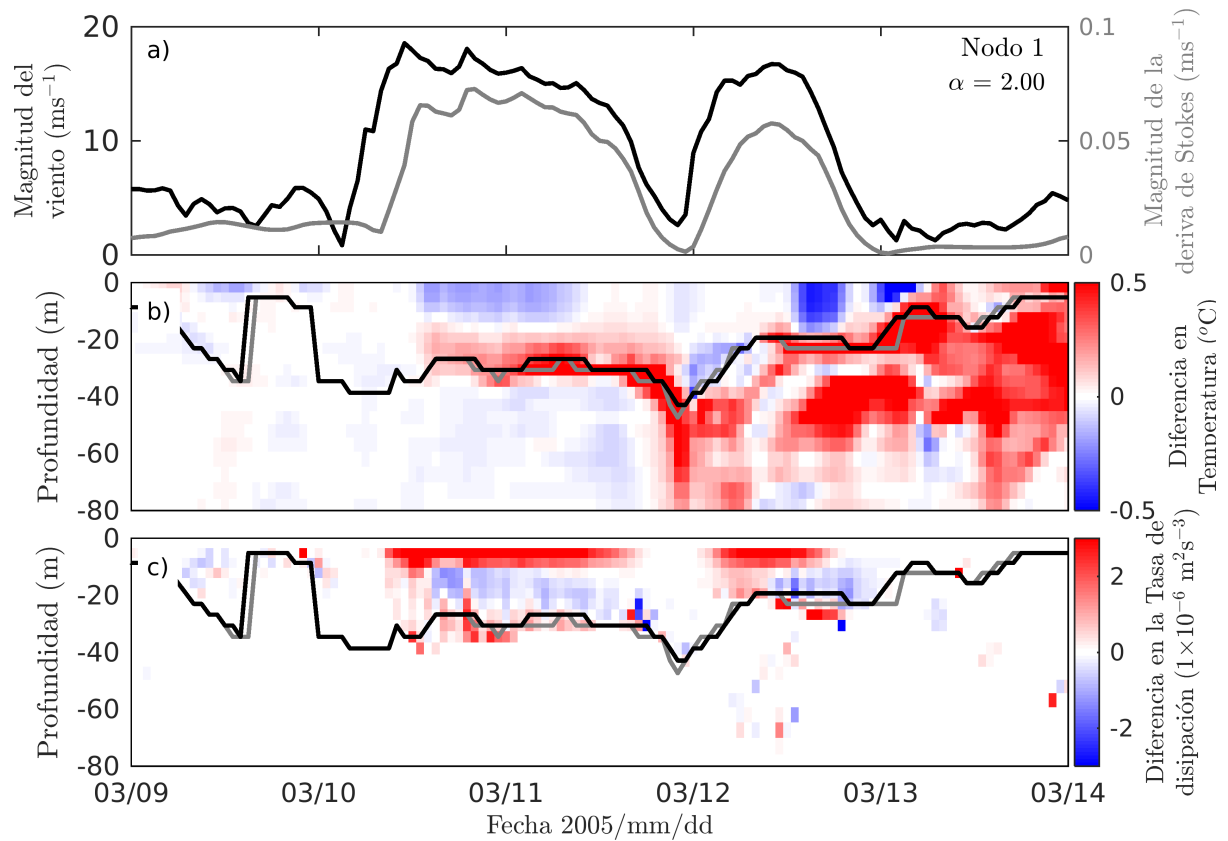


Figura 40: Series de tiempo de la magnitud del viento (negro) y la deriva de Stokes (gris) correspondientes al nodo 1 de la figura 36, así como de la diferencia de la evolución temporal de los perfiles de temperatura (b) y de la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta (b) con $\alpha = 2$. En las figuras de la evolución temporal de los perfiles se muestra la profundidad de la capa mezclada de los experimentos de referencia (negro) y IOC_α100_CDIT (gris).

Capítulo 5. Conclusiones

En este trabajo se realizan un estudio numérico sobre el efecto de los términos relacionados a la interacción directa e indirecta entre el oleaje y la corriente en la dinámica de la capa superficial del océano. Particularmente se analiza el evento Tehuano que se presentó del 10 al 13 de marzo de 2005 en el Golfo de Tehuantepec, México.

Con los resultados se muestra que durante el evento Tehuano la magnitud de los términos de la interacción oleaje-corrientes *vortex force* y Stokes-Coriolis son del orden de 1×10^{-7} y 1×10^{-6} , respectivamente. El término Stokes-Coriolis presenta la mayor magnitud en la región norte del Golfo de Tehuantepec, esto debido a que ahí se presenta las mayor velocidades de la deriva de Stokes y a que el parámetro de Coriolis aumenta gradualmente con la latitud. En los resultados se observan regiones de convergencia asociadas al término *vortex force*, las cuales se presentan por la interacción entre la deriva de Stokes y la vorticidad asociada a los remolinos de mesoescala formados por eventos Tehuanos. Del mismo modo son identificadas regiones de convergencia de aproximadamente 130 km de largo y 20 km de ancho que son producto de la interacción entre la deriva de Stokes y filamentos de vorticidad en las corrientes superficiales. Estos filamentos de vorticidad se generan al utilizar como forzamiento atmosférico datos de viento con alta resolución en espacio (4 km) y tiempo (1 hora).

Se realiza un análisis del efecto de los términos que resultan de la interacción directa entre las olas y las corrientes: *vortex force*, Stokes-Coriolis y la producción de energía cinética turbulenta por el corte de la deriva de Stokes en la dinámica de las corrientes superficiales durante el evento Tehuano. Con los resultados se muestra que tanto la variabilidad como el promedio de la diferencia entre la magnitud de las corrientes obtenidas en los experimentos con y sin acoplamiento fueron de entre 0.01 y 0.03 ms^{-1} . Por medio de una descomposición lineal de la corriente total en una parte geostrófica, una parte asociada a las corrientes Ekman y otra asociada a la ageostrofia restante; se intenta separar el efecto de los términos de la interacción olas-corrientes. Las diferencias encontradas en la corriente total son atribuidas a modificaciones en la corriente de Ekman, esto debido a que el coeficiente de viscosidad turbulenta es modificado por el término de producción de turbulencia asociado al corte ver-

tical de la deriva de Stokes. El efecto de los términos de la interacción oleaje-corrientes en la ageostrofia restante es enmascarado por la sobrestimación de las corrientes de Ekman en altas frecuencias y por suponer que la ageostrofia restante se obtiene al remover de forma lineal las corrientes de Ekman y la geostrofia de la corriente total. Se recomienda seguir la metodología propuesta por Rio *et al.* (2003) para filtrar la alta frecuencia de las corrientes de Ekman y así poder observar de forma más clara el efecto de las olas en la ageostrofia restante.

Se realiza un análisis del efecto en las corrientes superficiales que se presenta al incluir una dependencia del estado del mar en el cálculo del coeficiente de arrastre del viento propuesta por Janssen (2001) y Janssen (2009). Los resultados muestran que al utilizar el acoplamiento, una mayor cantidad de momento se transfiere hacia las corrientes por parte de la atmósfera en casi la totalidad de la región de estudio, esto por un incremento en la escala de rugosidad aerodinámica por parte de las olas. En la región norte del Golfo de Tehuantepec se obtuvo una menor transferencia de momento hacia las corrientes por parte de la atmósfera, debido a que en esta región gran parte del momento disponible en la atmósfera se transfiere al campo de oleaje. Para cuantificar el efecto en las corrientes superficiales que se presenta al utilizar las formulaciones de Janssen (2001) y Janssen *et al.* (2004), se compara la corriente de Ekman obtenida en los experimentos con y sin acoplamiento. Los resultados muestran que al utilizar un coeficiente de arrastre con dependencia en las olas, se obtienen corrientes de Ekman con mayor intensidad (alrededor de 0.06 ms^{-1}) en la mayor parte de la región de estudio. En la región norte del Golfo de Tehuantepec se presentan corrientes hasta 0.1 ms^{-1} más débiles al incluir el acoplamiento, debido a que parte del momento disponible por la atmósfera es destinado a la generación de olas.

Se evalúa el efecto de incluir el término de producción de turbulencia en función del corte vertical de la deriva de Stokes en la distribución vertical de la temperatura y la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta. Los mayores efectos se encuentran en la región norte del Golfo de Tehuantepec, lugar donde se presenta el viento y la deriva de Stokes con mayor intensidad (18 ms^{-1} y 0.07 ms^{-1} , respectivamente). Los resultados muestran un decremento en la temperatura ($0.2 \text{ }^{\circ}\text{C}$) asociado a un aumento en la producción de energía cinética turbulenta ($4 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$) por efecto de las olas en la región superficial del océano (entre los 0

y 15 m de profundidad). Cerca de la termoclína se presenta un aumento en la temperatura de hasta 0.6 °C, esto debido al transporte de agua de menor profundidad y mayor temperatura hacia regiones de mayor profundidad y menor temperatura por efecto de la mezcla generada por las olas. En comparación con los resultados del experimento de referencia, entre los 15 y 30 m de profundidad se presenta una menor tasa de disipación de energía cinética turbulenta al incluir el acoplamiento. Esto es debido a que, a diferencia del cálculo de la producción de energía cinética turbulenta por el corte de las corrientes cuasi-Eulerianas, el término de la producción de turbulencia por las olas resulta de la multiplicación de los cortes verticales de las corrientes cuasi-Eulerianas y la deriva de Stokes. Esto permite una inhibición de la turbulencia cuando uno de los términos asociados al corte vertical, ya sea en las corrientes cuasi-Eulerianas o en la deriva de Stokes, presente signo negativo. Al incrementar la producción de la energía cinética turbulenta asociada al corte vertical de la deriva de Stokes por medio del parámetro α , se encuentran pocas diferencias con respecto a las observadas al no incluir este parámetro de peso.

Son necesarios estudios observacionales con los que pueda cuantificarse de forma adecuada la producción de la energía cinética turbulenta por parte del corte de las corrientes cuasi-Eulerianas y el corte de la deriva de Stokes, esto para mejorar las parametrizaciones existentes de los procesos turbulentos que tienen lugar en la capa superficial del océano.

Literatura citada

- Ardhuin, F., Raschle, N., y Belibassakis, K. (2008). Explicit wave-averaged primitive equations using a generalized lagrangian mean. *Ocean Modelling*, **20**(1): 35–60.
- Barton, E. D., Argote, M. L., Brown, J., Kosro, P. M., Lavin, M., Robles, J. M., Smith, R. L., Trasviña, A., y Velez, H. S. (1993). Supersquirt: Dynamics of the gulf of tehuantepec, mexico. *Oceanography*, **6**(1): 23–30.
- 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).
- Bennis, A.-C., Ardhuin, F., y Dumas, F. (2011). On the coupling of wave and three-dimensional circulation models: Choice of theoretical framework, practical implementation and adiabatic tests. *Ocean Modelling*, **40**(3-4): 260–272.
- Bleck, R. (2002). An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-cartesian coordinates. *Ocean Modelling*, **4**(1): 55–88.
- Burchard, H. (2002). *Applied Turbulence Modelling in Marine Waters*. Springer Berlin Heidelberg. p. 562.
- Burchard, H., Bolding, K., Villarreal, M., Centre, E. C. J. R., y Institute, S. A. (1999). *GOTM, a General Ocean Turbulence Model: Theory, Implementation and Test Cases*. EUR / European Commission. Space Applications Institute. p. 456.
- Chassignet, E. P., Smith, L. T., Halliwell, G. R., y Bleck, R. (2003). North atlantic simulations with the hybrid coordinate ocean model (HYCOM): Impact of the vertical coordinate choice, reference pressure, and thermobaricity. *Journal of Physical Oceanography*, **33**(12): 2504–2526.
- Craik, A. D. D. (1977). The generation of langmuir circulations by an instability mechanism. *Journal of Fluid Mechanics*, **81**(02): 209.
- Craik, A. D. D. y Leibovich, S. (1976). A rational model for langmuir circulations. *Journal of Fluid Mechanics*, **73**(03): 401.
- D'Asaro, E. A., 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.
- Fairall, C. W., Bradley, E. F., Rogers, D. P., Edson, J. B., y Young, G. S. (1996). Bulk parameterization of air-sea fluxes for tropical ocean-global atmosphere coupled-ocean atmosphere response experiment. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **101**(C2): 3747–3764.
- Fox-Kemper, B., Danabasoglu, G., Ferrari, R., Griffies, S., Hallberg, R., Holland, M., Maltrud, M., Peacock, S., y Samuels, B. (2011). Parameterization of mixed layer eddies. III: Implementation and impact in global ocean climate simulations. *Ocean Modelling*, **39**(1-2): 61–78.

- 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).
- García-Nava, H., Ocampo-Torres, F. J., Hwang, P. A., y Osuna, P. (2012). Reduction of wind stress due to swell at high wind conditions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **117**(C11): n/a–n/a.
- Gargett, A. E. (2009). Couette vs. langmuir circulations: Comment on “on the helical flow of langmuir circulation — approaching the process of suspension freezing” by dethleff, kempema, koch and chubarenko. *Cold Regions Science and Technology*, **56**(1): 58–60.
- Gnanadesikan, A. y Weller, R. A. (1995). Structure and instability of the ekman spiral in the presence of surface gravity waves. *Journal of Physical Oceanography*, **25**(12): 3148–3171.
- Group, T. W. (1988). The WAM model—a third generation ocean wave prediction model. *Journal of Physical Oceanography*, **18**(12): 1775–1810.
- Guan, C. y Xie, L. (2004). On the linear parameterization of drag coefficient over sea surface. *Journal of Physical Oceanography*, **34**(12): 2847–2851.
- Hamlington, P. E., Roedel, L. P. V., Fox-Kemper, B., Julien, K., y Chini, G. P. (2014). Langmuir–submesoscale interactions: Descriptive analysis of multiscale frontal spindown simulations. *Journal of Physical Oceanography*, **44**(9): 2249–2272.
- Harcourt, R. R. (2013). A second-moment closure model of langmuir turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **43**(4): 673–697.
- Hasselmann, K. (1962). On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum part 1. general theory. *Journal of Fluid Mechanics*, **12**(04): 481.
- Hasselmann, K. (1963). On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum part 2. conservation theorems; wave–particle analogy; irreversibility. *Journal of Fluid Mechanics*, **15**(02): 273.
- Herterich, K. y Hasselmann, K. (1980). A similarity relation for the nonlinear energy transfer in a finite-depth gravity-wave spectrum. *Journal of Fluid Mechanics*, **97**(01): 215.
- Hoffman, R. N. y Leidner, S. M. (2005). An introduction to the near–real–time QuikSCAT data. *Weather and Forecasting*, **20**(4): 476–493.
- Holt, J. T. y James, I. D. (2001). Anisostrophic density evolving model of the northwest european continental shelf: 1. model description and density structure. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **106**(C7): 14015–14034.
- Hwang, P. A. (2008). Observations of swell influence on ocean surface roughness. *Journal of Geophysical Research*, **113**(C12).
- Janssen, P. (2004). *The Interaction of Ocean Waves and Wind*. Cambridge University Press. p. 548.
- 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.

- Kantha, L. H. y Clayson, C. A. (2004). On the effect of surface gravity waves on mixing in the oceanic mixed layer. *Ocean Modelling*, **6**(2): 101–124.
- Langmuir, I. (1938). Surface motion of water induced by wind. *Science*, **87**(2250): 119–123.
- Laprise, R. (1992). The euler equations of motion with hydrostatic pressure as an independent variable. *Monthly Weather Review*, **120**(1): 197–207.
- Large, W. G., McWilliams, J. C., y Doney, S. C. (1994). Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, **32**(4): 363.
- Leibovich, S. (1983). The form and dynamics of langmuir circulations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **15**(1): 391–427.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J. W., Herrmann, M. J., Estournel, C., Pairaud, I., y Ulses, C. (2008). Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modelling*, **20**(1): 61–89.
- McWilliams, J. C. (1996). Modeling the oceanic general circulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **28**(1): 215–248.
- McWilliams, J. C., Sullivan, P. P., y Moeng, C.-H. (1997). Langmuir turbulence in the ocean. *Journal of Fluid Mechanics*, **334**: 1–30.
- Mellor, G. L. y Yamada, T. (1974). A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**(7): 1791–1806.
- Mellor, G. L. y Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics*, **20**(4): 851.
- Michaud, H., Marsaleix, P., Leredde, Y., Estournel, C., Bourrin, F., Lyard, F., Mayet, C., y Ardhuin, F. (2012). Three-dimensional modelling of wave-induced current from the surf zone to the inner shelf. *Ocean Science*, **8**(4): 657–681.
- Miche, M. (1944). *Mouvement ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante*. Annales de ponts et chaussées. p. 382.
- 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, mexico. *Boundary-Layer Meteorology*, **138**(3): 433–451.
- Osuna, P. y Wolf, J. (2005). A numerical study on the effect of wave-current interaction processes in the hydrodynamics of the irish sea. En: *Proceedings of the Fifth International Conference on Ocean Wave Measurement and Analysis: WAVES2005, Madrid, España*, 01.
- Passalacqua, G. A., Sheinbaum, J., y Martinez, J. A. (2016). Sea surface temperature influence on a winter cold front position and propagation: air-sea interactions of the ‘nortes’ winds in the gulf of mexico. *Atmospheric Science Letters*, **17**(5): 302–307.
- Romero-Centeno, R., Zavala-Hidalgo, J., Gallegos, A., y O'Brien, J. J. (2003). Isthmus of tehuantepec wind climatology and ENSO signal. *Journal of Climate*, **16**(15): 2628–2639.

- Saha, S., Moorthi, S., Pan, H.-L., Wu, X., Wang, J., Nadiga, S., Tripp, P., Kistler, R., Woollen, J., Behringer, D., Liu, H., Stokes, D., Grumbine, R., Gayno, G., Wang, J., Hou, Y.-T., ya Chuang, H., Juang, H.-M. H., Sela, J., Iredell, M., Treadon, R., Kleist, D., Delst, P. V., Keyser, D., Derber, J., Ek, M., Meng, J., Wei, H., Yang, R., Lord, S., van den Dool, H., Kumar, A., Wang, W., Long, C., Chelliah, M., Xue, Y., Huang, B., Schemm, J.-K., Ebisuzaki, W., Lin, R., Xie, P., Chen, M., Zhou, S., Higgins, W., Zou, C.-Z., Liu, Q., Chen, Y., Han, Y., Cucurull, L., Reynolds, R. W., Rutledge, G., y Goldberg, M. (2010). The NCEP climate forecast system reanalysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **91**(8): 1015–1058.
- Skamarock, W., Klemp, J., Dudhia, J., Gill, D., Barker, D., y Wang, W. (2005). A description of the advanced research wrf version 2. pp.—.
- Skamarock, W. C. y Klemp, J. B. (2008). A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *Journal of Computational Physics*, **227**(7): 3465–3485.
- Smith, S. D. (1988). Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *Journal of Geophysical Research*, **93**(C12): 15467.
- Steenburgh, W. J., Schultz, D. M., y Colle, B. A. (1998). The structure and evolution of gap outflow over the gulf of tehuatepec, mexico. *Monthly Weather Review*, **126**(10): 2673–2691.
- Stewart, R. (2009). *Introduction to Physical Oceanography*. University Press of Florida. p. 345.
- 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., james C. McWilliams, y Melville, W. K. (2007). Surface gravity wave effects in the oceanic boundary layer: large-eddy simulation with vortex force and stochastic breakers. *Journal of Fluid Mechanics*, **593**.
- Taylor, K. E. (2001). Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **106**(D7): 7183–7192.
- Thorpe, S. (2004). Langmuir circulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **36**(1): 55–79.
- Tolman, H. L. (2008). A mosaic approach to wind wave modeling. *Ocean Modelling*, **25**(1-2): 35–47.
- Tolman, H. L. y Chalikov, D. (1996). Source terms in a third-generation wind wave model. *Journal of Physical Oceanography*, **26**(11): 2497–2518.
- Tolman, H. L., Balasubramanian, B., Burroughs, L. D., Chalikov, D. V., Chao, Y. Y., Chen, H. S., y Gerald, V. M. (2002). Development and implementation of wind-generated ocean surface wave modelsat ncep. *Weather and Forecasting*, **17**(2): 311–333.
- Trasviña, A., Barton, E. D., Brown, J., Velez, H. S., Kosro, P. M., y Smith, R. L. (1995). Offshore wind forcing in the gulf of tehuatepec, mexico: The asymmetric circulation. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C10): 20649.

- Uchiyama, Y., McWilliams, J. C., y Shchepetkin, A. F. (2010). Wave–current interaction in an oceanic circulation model with a vortex-force formalism: Application to the surf zone. *Ocean Modelling*, **34**(1-2): 16–35.
- van Vledder, G. P. (2006). The WRT method for the computation of non-linear four-wave interactions in discrete spectral wave models. *Coastal Engineering*, **53**(2-3): 223–242.
- Wu, J. (1980). Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions—a revisit. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(5): 727–740.
- Wu, L., Rutgersson, A., y Sahlée, E. (2015). Upper-ocean mixing due to surface gravity waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **120**(12): 8210–8228.
- Young, I. R. y Vledder, G. P. V. (1993). A review of the central role of nonlinear interactions in wind-wave evolution. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **342**(1666): 505–524.