TESIS DEFENDIDA POR

Gabriela Colorado Ruiz

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Alejandro Francisco Parés Sierra

Director del Comité

Dra. Bertha Eugenia Lavaniegos Espejo

Miembro del Comité

Dr. Julio Sheinbaum Pardo

Miembro del Comité

Dr. Jesús Manuel Figueroa Rodríguez

Miembro del Comité

Dr. Juan Manuel López Mariscal

Miembro del Comité

Dr. Jesús Manuel Figueroa Rodríguez

Coordinador del programa de posgrado en Oceanografía Física Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Director de Estudios de Posgrado

1 de septiembre de 2010.

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS EN OCEANOGRAFÍA FÍSICA

SENSIBILIDAD DE LA MODELACIÓN DEL GOLFO DE CALIFORNIA A DIFERENTES MODELOS DE SUBESCALA DE LA MEZCLA VERTICAL

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta: GABRIELA COLORADO RUIZ

Ensenada, Baja California, México, septiembre 2010.

RESUMEN de la tesis de **Gabriela Colorado Ruiz**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en Oceanografía Física. Ensenada, Baja California. Septiembre, 2010

Resumen aprobado por:

Dr. Alejandro Francisco Parés Sierra

SENSIBILIDAD DE LA MODELACIÓN DEL GOLFO DE CALIFORNIA A DIFERENTES MODELOS DE SUBESCALA DE LA MEZCLA VERTICAL

En el presente trabajo se estudió el efecto que tienen en la simulación del océano cuatro modelos de subescala de la mezcla vertical, usando el ROMS v3.0. Se realizaron dos grupos de experimentos: uno idealizado y uno realista del Golfo de California. Los modelos empleados son: uno que se basa en la frecuencia de Brünt-Vaisala (BVF), la versión 2.5 de Mellor-Yamada (MY, 1982), el llamado $k - \varepsilon$ (Rodi, 1984) y el KPP de Large *et al.* (LMD, 1994). En la simulación idealizada se estudió el comportamiento de dichos esquemas forzando al modelo con esfuerzo de viento y flujo de calor cualitativamente semejantes a los del Golfo California. Se observó que los modelos MY y el LMD se comportan de manera parecida mientras que el $k - \varepsilon$ y el BVF simulan temperaturas más bajas, además de un perfil de temperatura muy suavizado. Ambos generaron altos valores de difusión vertical en el océano interior. Para el caso de las simulaciones del Golfo de California el modelo fue forzado con datos realistas de climatología de las variables meteorológicas y oceánicas necesarias. Para la temperatura superficial no se observó un patrón en las diferencias, sin embargo en los perfiles verticales, principalmente para la zona de la boca del Golfo, el $k - \varepsilon$ y BVF tienden a homogeneizar excesivamente todo el perfil. En las velocidades se observaron las mayores diferencias, principalmente cuando se tienen magnitudes de la velocidad grandes, como lo es en la zona de los giros del Golfo de California. En general se observó en ambos modelos (idealizado y realista) que los esquemas que más tienden a semejarse son el LMD y el MY, a pesar de que éstos involucran diferentes procesos físicos en la formulación de sus respectivos modelos. Encontramos que la diferencia entre los esquemas es muy importante para el Golfo de California al alterar la intensidad de los giros que dominan la circulación de esta zona.

Palabras Clave: Golfo de California, Modelos de Subescala, temperatura

ABSTRACT of the thesis presented by **Gabriela Colorado Ruiz** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in Physical Oceanography. Ensenada, Baja California, México, septiembre, 2010.

MODELING SENSIBILITY IN THE GULF OF CALIFORNIA TO DIFFERENT SUBGRID MODELS OF THE VERTICAL MIXING.

The effect of four mixing subgridscales models in the ocean simulation to is studied using the ROMS models. Two groups of experiments were made: an idealized and a realistic of the Gulf of California. The subgridscales models used were: a simple one based on the Brünt-Vaisala frequency (BVF), the version 2.5 of the Mellor-Yamada (MY, 1982), $k - \varepsilon$ described by Rodi (1984) and the no local model of Large, et al. (LMD, 1994). In the idealized simulation the behavior of the mentioned models were studied, forcing the model with wind stress and net heat flux qualitatively similar to the Gulf of California. The models MY and LMD has similar behavior, while the $k - \varepsilon$ and the BVF simulated lower temperatures, as well to a more lineal temperature profile. Both had high vertical diffusivities values in the inner ocean. In the case of the Gulf of California simulations, the model was forced with realist data of the meteorological and oceanic variables. For the surface temperature there is not a pattern in the differences, however in the vertical profile, mainly in the mouth of the Gulf, the $k - \varepsilon$ and the BVF tends to homogenize all the profile. In the velocities the biggest differences, where when the magnitude of these are large, like in the gyres zone of the Gulf of California. In general both models (the idealized and the realist) the schemes that have more similarities are the LMD and the MY, in spite of the fact that they have differences in their physics formulation. We found that these differences between the schemes are very important in the simulations of the Gulf of California because these affect the intensities of the gyres that control the circulation of this zone.

Keywords: Gulf of California, Subgridscales models, temperature

Dedicatorias

A mis queridos padres, Elodia y Genaro, por darme todo su amor, apoyo, ejemplo y comprensión.

A mis hermanos Roberto, Denisse, Genaro y Jenny por estar al pendiente de mi, y darme ánimos de seguir

A Dios por darme la oportunidad de vivir esta experiencia inolvidable

A todos mis amigos que estuvieron en siempre conmigo.

Agradecimientos

A mi amigo y asesor Alejandro Parés, por su constante apoyo a lo largo de esta tesis, compartiendo conmigo parte de su conocimiento.

A mis sinodales Julio Sheinbaum, Manuel Figueroa, Manuel López y Bertha Lavaniegos, por sus atinadas observaciones y mejoras a la tesis.

A todos los investigadores que me dieron clases.

A CICESE y al posgrado de oceanografía por darme un lugar en su instituto, además de todo su apoyo económico y darme las herramientas necesarias para elaborar este trabajo.

A CONACyT, que bajo el número de registro 225388 me otorgó mi beca de manutención durante el posgrado.

A mis compañeros y amigos de generación, Pam, Vladi, Lalo, Diego y Lilia, por hacer mi experiencia en la maestría tan amigable.

A mis incondicionales Sol, Angélica, Obed, Erika, Samantha, Ricardo +, Daniela, Irak por brindarme su amistad, compañía, oídos, y sobre todo por abrir sus corazones conmigo

A mis amigos Sugey, Yuri, Héctor, Valentín que a pesar distancia siempre me brindaron su apoyo.

A Felipe, Ana Laura, Ana Ramírez, Efraín y Jorge por ayudarme y escucharme con mis problemas computacionales.

A mis amigos y compañeros de cubo Fernando, Gino y Cesar.

A Lupita Pacheco, Dolores, Mónica, Lupita Rodríguez, por sus asesorías administrativas

A todos aquellos con los que compartí tantos momentos en reuniones, torneos deportivos y demás, que me hicieron más amena y gratificante mi estancia en Ensenada: Argelia, Arturo, David, Denisse, Diana, Diego Pantoja, Erasmo, Gemma, Irving, Karla, Leo, Lorena, Lupita, Máximo, Memo, Paco Núñez, Pedro Osuna, Porfirio, Rafa, Ramón, Teresita.

Y a todos aquellos que me faltan pero dado la presión en este momento no fueron incluidos, Gracias!

Contenido

	Página
Resumen español	i
Resumen inglés	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	vi
Lista de Figuras	viii
Capítulo I. Introducción	1
Capítulo II. Metodología	7
II.1 Modelo idealizado	8
II.2 Modelo del Golfo de California	10
II.3 Esquemas de cerradura	12
II.3.1. Modelos de cero ecuaciones	14
II.3.1.1. Modelo LMD	14
II.3.2. Modelos de dos ecuaciones	18
II.3.2.1. Modelo MY25	20
II.3.2.2. Modelo $k - \varepsilon$	21
Capítulo III. Resultados	23
III.1 Modelo idealizado	23
III.2 Modelo del Golfo de California	28
III.2.1 Análisis en zonas características	29
III.2.2 Análisis general del GC	37

Contenido (continuación)

Capítulo IV. Discusiones y Conclusiones	
IV.1. Discusiones	42
IV. Conclusiones	45
Referencias	46

LISTA DE FIGURAS

Figura

Página

1	Zona de estudio, Golfo de California	6
2	Características básicas del modelo idealizado	8
3	Forzamientos del modelo idealizado	9
4	Zonas para el análisis del GC	11
5	Temperatura superficial del modelo idealizado	25
6	Perfiles de temperatura y del coeficiente de difusión del modelo idealizado	26
7	Temperatura a 10 m y la integral de la energía cinética de 0 a 100 m para cada zona mostrada en la figura 4	30
8	Forzamientos superficiales para cada zona de la figura 4	31
9	Perfiles de temperatura, difusión turbulenta, velocidad y viscosidad turbulenta para las cuatro zonas de la figura 4, en verano	33
10	Igual que la figura 9, pero para el invierno	35
11	Corte vertical para hacer la figura 16	37
12	Corte vertical de temperatura sobre la línea mostrada en la figura 15, para cada MSMV	38
13	Varianza espacial de la superficie libre y b) integral de la energía cinética para cada esquema	39
14	Anomalía de la temperatura a 10 m, en la zona de las islas para cada SMSV	40
15	Diferencia de temperatura superficial entre todos los esquemas	41

Capítulo I. Introducción

En el océano ocurren diversos fenómenos físicos cuyas escalas espaciales y temporales van desde los giros de gran escala temporal (del orden de meses) y espacial (~1000km), pasando por las surgencias cuya escala temporal es de días y la espacial de decenas de kilómetros, hasta fenómenos de pequeña escala como la turbulencia del orden de segundos y de centímetros (Cushman-Roisin y Beckers, 2007).

La mayoría de estos movimientos puede ser estudiada implementando un modelo numérico que, junto con condiciones iniciales y de frontera adecuadas, estudiar la dinámica del fluido. Estos modelos dinámicos utilizan, por lo general, las ecuaciones de Navier-Stokes y ecuaciones de transporte para escalares (temperatura, salinidad, etc.), a diferentes escalas temporales y espaciales.

Estos modelos se han mejorado con ayuda de mediciones reales a lo largo del tiempo; pero aún se tienen muchos problemas sin resolver, en especial para los fenómenos que requieren ser resueltos a pequeña escala, como los procesos turbulentos. Con la finalidad de estimar éstos, existen una amplia gama de modelos de subescala, basados en la longitud de mezcla no constante para parametrizar la mezcla lateral y vertical. En la horizontal, las parametrizaciones de movimientos de pequeña escala dependen principalmente de la razón de esfuerzo y presión, la resolución de la malla y el número de Reynolds, y usualmente emplean métodos de bajo orden (sin resolver ecuaciones de transporte para parametrizar los esfuerzos de Reynolds). Mientras que en la vertical, la mezcla es considerada una función de la frecuencia de estabilidad (Brünt Vaisala, N^2) y el número de Richardson (Ri) (Haidvogel y Beckmann, 1999 y Kundu y Cohen, 2004).

Dado que la mezcla vertical en el océano es muy inhomogénea y variable, para modelarla frecuentemente se implementan cerraduras de mayor orden, es decir, se utiliza una ecuación de pronóstico para la varianza o covarianzas de las distintas variables, y a partir de ésta se parametrizan los momentos de mayor orden (u'_i, u'_j, u'_k) . Por lo general, estos modelos de subescala de la mezcla vertical (MSMV) utilizan el concepto de viscosidad turbulenta (o eddy viscosity) para parametrizar los esfuerzos de Reynolds $(\overline{u'_{l}, u'_{j}})$, el cual supone una relación lineal entre los flujos turbulentos y las variables de pronóstico del modelo, ver capitulo II.3 (Haidvogel y Beckmann, 1999, Li, *et al.*, 2001; Large, *et al.*, 1994).

Dentro de estos MSMV se han desarrollado varios modelos. En el presente trabajo nos enfocaremos en aquellos que más se emplean en los modelos numéricos de circulación oceánica que son: el LMD, de Large *et al.* (1994), el MY, versión 2.5 propuesta por Mellor y Yamada (1982) y el $k - \varepsilon$, modificado por Rodi (1984). También utilizamos un modelo sencillo que se basa en la frecuencia de Brünt-Vaisala.

Los procesos turbulentos influyen en la dinámica de los sistemas de gran escala de manera significativa (Haidvogel y Beckman, 1999). Considerando que en los flujos tridimensionales la disipación de energía se da en las escalas pequeñas, es importante representar correctamente la turbulencia en la vertical, para que los flujos verticales y la incorporación de las aguas profundas en las capas superficiales (entrainment) sean posibles. Sin esto se afectaría la simulación de la temperatura superficial del océano.

Es de vital importancia entender la dinámica de la temperatura superficial del océano (SST, por sus siglas en inglés), ya que esta variable caracteriza la dinámica superficial del océano y determina en gran medida la distribución de muchas especies marinas. Del mismo modo, es importante considerar que los cambios en la SST son producto de factores como: el transporte horizontal y vertical de calor oceánico, los intercambios de calor entre el mar y la atmósfera y la mezcla por turbulencia (Alexander, *et al.* 2000).

Otra manifestación de los procesos de mezcla turbulentos en el océano superior es la presencia de la capa de mezcla, definida como una región superficial de densidad cuasihomogénea, que interactúa directamente con la atmósfera y cuyo grosor está asociado con el contenido de calor en el océano. La variabilidad de esta capa afecta la distribución vertical de componentes biológicos y químicos en aguas superficiales. (Kara, *et al.*, 2003, Boyer-Montégun, *et al.* 2004, Zawada, *et al.* 2005).

Existen trabajos en los que se comparan varios MSMV en diferentes situaciones oceánicas, para conocer el impacto de éstos sobre la simulación de temperatura y

velocidades, tanto en superficie como en la vertical. Large, *et al.* (1994) validan el LMD en situaciones de convección simulando ciclos diurnos y anuales, y comparándolos con datos observados. Su estudio sugiere que el LMD puede ser muy exitoso en modelos 3D de circulación. De este modelo se destacan dos características: 1) la profundidad de la capa de mezcla se calcula dentro del esquema, según el estado de la columna de agua y 2) es un esquema poco sensible a la resolución vertical dado que no resuelve las ecuaciones de transporte para los esfuerzos de Reynolds.

El LMD es considerado un modelo semiempírico, ya que no resuelve ecuaciones de transporte, ni tiene una justificación científica para la utilización de un polinomio cúbico en la forma vertical del coeficiente de viscosidad. Razón por la cual, algunos investigadores prefieren usar los esquemas basados en la expresión de Kolmogorov-Prandtl para calcular el coeficiente de viscosidad o difusión (ec. 20), como el MY y el $k - \varepsilon$.

Se han hecho varios estudios que comparan estos dos esquemas, como el de Burchard, *et al.* (1998), quienes utilizan las funciones de estabilidad sugeridas por Galperin, *et al.* (1988), G88, en un modelo unidimensional de capa de mezcla, tanto para el MY como para el $k - \varepsilon$. Asimismo, simulan situaciones idealizadas con flujos barotrópicos dentro de canales y los comparan con datos observados de experimentos de laboratorio para simular el flujo mareal en el mar de Irlanda. Señalan que el MY responde rápido al corte del fondo, sin embargo, ambos esquemas (MY y $k - \varepsilon$) arrojan resultados semejantes.

Entre el MY y el $k - \varepsilon$ existen dos diferencias importantes: 1) la forma en que se encuentran la escala de longitud y 2) las funciones de estabilidad. Estas últimas corrigen la viscosidad y la difusión turbulenta para incluir mayores efectos de estratificación, además de asegurar que los coeficientes de viscosidad sean positivos (Burchard y Bolding, 2000, Burchard *et al.* 1998).

Li *et al.* (2001) comparan dos esquemas empíricos, el esquema de Pacanowski y Philander, PP, (1987, basado en el número de Richarson) y el LMD con el modelo NCOM en 3D, en una simulación de las temperaturas y corrientes superficiales del océano Pacífico, para analizar su climatología, su ciclo anual y su variabilidad interanual-interdecadal. En todos los casos encontraron que el LMD simula mejor las observaciones que el PP, en especial en las estructuras térmicas superficiales. Del mismo modo se han realizado trabajos que comparan esquemas de nivel dos, con el LMD. Durski *et al.* (2004) comparan el MY, con el LMD y una versión modificada de éste (agregando una capa límite del fondo). Su trabajo utiliza el Sistema de Modelación Regional Oceánico (ROMS, por sus siglas en inglés) en situaciones idealizadas con la finalidad de conocer la respuesta de los esquemas al esfuerzo del viento, a la interacción de las capas límite superficial y del fondo, así como en situaciones de surgencia. Dado que no compararon con datos reales, sólo destacaron algunas características de cada esquema. Sugieren que para estudios costeros el MY es más recomendable que el LMD.

Wijesekera, *et al.* (2003) evalúan tres de los cuatro esquemas que se usan en el presente trabajo: el MY, el $k - \varepsilon$ y el LMD. Utilizan el modelo oceánico de Princeton para analizar la sensibilidad del modelo en una configuración sobre la plataforma continental con vientos favorables para surgencias y hundimientos. Se concentran en la comparación del MY y el $k - \varepsilon$, ya que además comparan las funciones de estabilidad de Kantha y Clayson (1994), KC, y las de Galperin *et al.* (1988), G88, en cada uno de éstos. Recomiendan utilizar la función propuesta por KC en el esquema $k - \varepsilon$, mientras que para el MY es indistinto. En general, concluyen que los tres esquemas de parametrización reproducen características similares al aplicarlos en la circulación oceánica frente a la costa de Oregon.

Los trabajos de Dusrki *et al.* (2004) y de Wijesekera *et al.* (2003) se concentran únicamente en situaciones idealizadas y con simulaciones de poca duración (un par de días). Por ello recomiendan que en trabajos posteriores deben probarse los esquemas en situaciones más realistas con datos medidos o, en su defecto, con una mayor resolución y mayor periodo temporal.

En base en lo anterior, uno de los objetivos del presente trabajo es cubrir parte de estas recomendaciones, al analizar, desde el punto de vista de la modelación numérica, la influencia de los mencionados MSMV en la simulación del Golfo de California (GC) usando el ROMS. La presencia de los giros así como el enfriamiento intenso de la zona del archipiélago del norte, son características muy importantes de la dinámica del Golfo que presumiblemente son afectados por la difusión vertical. Como objetivo particular y con la finalidad de conocer la respuesta de los esquemas de parametrización de mezcla vertical a

los forzamientos superficiales, se diseñó un modelo numérico idealizado, sencillo y pequeño, forzado únicamente con viento y radiación en la superficie. Los resultados obtenidos ayudan a entender las simulaciones realizadas con el modelo del GC.

El Golfo de California (figura 1) es un mar semicerrado que se caracteriza por su alta productividad (Alvarez-Borrego, *et al.*, 1991). Castro *et al.* (1994) determinan que es una cuenca evaporativa, que en promedio , a diferencia del mediterráneo, al año gana calor neto en la superficie de 118 W/m² (Mascarenhas, *et al.*, 2004). Las mareas del GC son producto de su co-oscilación con las mareas del Océano Pacífico, siendo el Golfo casi resonante a la frecuencia semidiurna, ya que muestra una clara amplificación en la zona norte del GC (Lavín y Marinone, 2003).

El GC tiene 1400 km de largo, y su ancho varía entre los 150 y 200 km. (Lavín y Marinone, 2003), tiene una topografía muy variable y compleja. Esto es, mientras que en la zona norte del GC existen profundidades menores de 500 m, en la zona sur se alcanzan profundidades mayores de 2500 m. Aunado a esto, en la zona del archipiélago se tienen varios canales, cuencas y umbrales marinos, que son la conexión de la parte sur del GC con la parte norte.

La variabilidad estacional del Golfo está forzada principalmente por el Océano Pacífico, el esfuerzo del viento y los flujos superficiales de calor. Entre sus características más importantes destacan: la presencia de SST más frías a lo largo del año en la zona de las islas, así como una variedad de giros en la zona norte y a lo largo de la zona sur del GC (Beier y Ripa, 1999, Soto-Mardones, *et al.* 1999, Pegau, *et al.* 2002, Lavín y Marinone, 2003, Figueroa *et al.*, 2003, López, *et al.*, 2006, López, *et al.*, 2008, Zamudio, *et al.*, 2008).

En la zona norte, la circulación estacional está dominada por un remolino, que cambia estacionalmente de sentido, siendo ciclónico de junio a septiembre, y anticiclónico de noviembre a abril, con velocidades del orden de 35 cm/s, en ambas temporadas, la transición ocurre en un par de semanas. Algunos estudios basados en modelos numéricos sugieren que el giro y su comportamiento son debidos a la batimetría de la zona, que controla el flujo forzado por el viento y por el Océano Pacífico (Beier y Ripa, 1999, Lavín y Marinone, 2003).

Con respecto a la zona de las islas, López, *et al.* (2006) y López, *et al.* (2008) han relacionado la existencia de SSTs más bajas a lo largo del año en la región del Canal de Ballenas y en La Cuenca Delfín, a una surgencia de aguas provenientes de las partes profundas del Canal de Ballenas y La Cuenca Delfín, las cuales convergen en el fondo y provocan que esta masa de agua más fría aflore a la superficie.

La dinámica en la zona sur del GC está gobernada por una serie de giros y jets. Se ha propuesto que la presencia de los giros coincide con las cuencas en esta zona, aunque también se ha observado que los giros pueden cubrir más de una cuenca. Hay evidencia de que los giros más grandes son geostróficos, con profundidades que llegan a los 1500 m, ciclónicos o anticiclónicos, pero no se ha encontrado un patrón estacional, ya que no se cuenta con suficientes datos hidrográficos (Lavín, *et al.*, 2003, Figueroa, *et al.*, 2003).



Figura 1. Batimetría del GC y dominio del modelo realista.

La tesis está organizada de la siguiente manera: Primero, se explicará la metodología con la que se llevó a cabo el presente trabajo, y se describe el diseño de los experimentos numéricos, tanto la configuración idealizada como la realista del GC, así como la teoría de cada uno de los MSMV utilizados. Posteriormente, en el capítulo de resultados se analizan las salidas de las simulaciones de temperatura y velocidad, de ambas configuraciones y, finalmente, el capítulo de discusiones y conclusiones.

Los experimentos numéricos efectuados en este trabajo se hicieron utilizando el Modelo Regional de Sistemas Oceánicos (ROMS v3.0). ROMS es un modelo oceánico que resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas con el enfoque de Reynolds, bajo las suposiciones hidrostáticas y de Boussinesq, además de implementar superficie libre y coordenadas sigma generalizadas. Con estas coordenadas, que siguen a la topografía del fondo, se puede definir si se requiere mayor resolución en la superficie que en el océano profundo (Song and Haidvogel, 1994).

En la horizontal las ecuaciones primitivas son evaluadas usando coordenadas curvilíneas ortogonales sobre una malla Arakawa C [1]. Los procesos de subescala para parametrizar la mezcla horizontal de momento y de trazadores (temperatura, salinidad) se realiza a lo largo de niveles verticales geopotenciales (profundidad constante). Dado que los MSMV son más complicados, y además son el objetivo del trabajo, su descripción se dará en la sección II.3.

Con la finalidad de comparar los MSMV, bajo diferentes escenarios, se diseñaron dos configuraciones, usando el ROMS:

- a) Una configuración idealizada, para analizar la respuesta de los esquemas de cerradura a forzamientos superficiales (flujo de calor y viento) y
- b) Una configuración realista que incluye los forzamientos más importantes para el GC (marea, flujo de calor, vientos...), en un dominio con geometría y batimetría realista

Ambos modelos se explican a mayor detalle en los apartados II.1 y II.2. Dentro de cada configuración lo único que cambia es el MSMV, ya que los forzamientos, la condición inicial y las condiciones de frontera se mantienen iguales.

II.1 Configuración idealizada

Antes de analizar la modelación realista del Golfo de California, se diseñó un experimento idealizado con la finalidad minimizar el efecto de los factores externos que pueden influir en la modelación (mareas, topografía, fronteras, etc), y aislar los efectos de los MSMV. Por lo que el océano idealizado se forzó únicamente con esfuerzo de viento y flujo de calor neto.

Para descartar la influencia de las fronteras y batimetría variable, se consideró un océano con fondo plano y condiciones periódicas en todas sus fronteras laterales. Además de tener una dimensión espacial semejante a la zona de las islas con 200 km de ancho (dx= 8 km), 120 km de largo (dy=7.5 km) y 500 m de profundidad (d z_{min} = 6.3m y d z_{max} =37.8m), figura 2a. El perfil de temperatura se inicializó usando la función tanh (fig 2b) para simular la presencia de la termoclina y una capa de mezcla superficial. Se utilizó plano f a una latitud de 25° y se hicieron simulaciones por dos años.



Figura 2. a) Dominio del modelo idealizado y b) perfil inicial de temperatura.

Los forzamientos (esfuerzo del viento, y flujo de calor neto) aplicados en la configuración idealizada, son cualitativamente similares a los de la configuración realista (figura 3), al utilizar una funcion seno. Ambos forzamientos tienen sus máximos valores en verano y los mínimos en invierno. Cabe resaltar que, los valores del flujo de calor (esfuerzo de viento) de la configuración realista son menores (mayores) a los del GC, debido a que en esta configuración idealizada el calor sólo se pierde en superficie (al utilizar condiciones de frontera laterales periódicas), mientras que, en el GC al existir corrientes oceánicas, mareas, influencia del océano Pacífico el calor es perdido por diversos mecanismos.



Figura 3. Forzamientos de flujo de calor y de viento, promediados en todo el dominio, realistas del GC (a) y de la configuración idealizada (b)

Como se observa en la figura 3, en esta configuración idealizada el efecto del calentamiento, inhibidor de turbulencia, actúa al mismo tiempo que el esfuerzo del viento, productor de turbulencia, con lo que se crea una capa de mezcla somera durante el verano. En cambio, en invierno el viento es nulo y la pérdida de calor es máxima, dando lugar a una estratificación inestable, y por ende, se forma una capa de mezcla profunda.

En esta configuración el MY utiliza la función de estabilidad de KC, mientras que el $k - \varepsilon$ la de Canuto *et al.* (2001), CA. Ya que el $k - \varepsilon$, al utilizar la función de estabilidad de KC, simula temperaturas demasiado frías en comparación con los demás esquemas. Pero

aun así, como se verá en el siguiente capítulo dicho esquema va simulando temperaturas más frías a medida que pasa el tiempo.

II.2. Configuración realista del Golfo de California

Ante la necesidad de comparar los MSMV en situaciones más realistas, en este trabajo se simuló la dinámica del GC. Nuestro objetivo es analizar el impacto de los esquemas de mezcla en las principales características de su circulación: la presencia de la alberca de aguas frías en la zona de las islas, y la intensidad de los giros en la parte sur y norte del GC.

El modelo del GC fue forzado con datos climatológicos del North American Regional Reanalysis (NARR), del Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) y de Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS), para el viento, la SST y los flujos de calor respectivamente. En la boca del Golfo se consideraron condiciones de frontera abiertas, y se tomaron datos del modelo Simple Ocean Data Asimilation (SODA). En la zona de la boca se emplearon condiciones de frontera abiertas y se utilizó una esponja¹ de cinco puntos. El dominio utilizado es el que se muestra en la figura 1. Se aplicó la condición de libre deslizamiento de las paredes y el modelo TPX06 para las mareas.

Como el ROMS utiliza coordenadas sigma, la resolución espacial del modelo del GC en la vertical es variable, de aproximadamente 0.26 m en la superficie a 760 m en el fondo, con 20 niveles. En la horizontal la resolución para la coordenada este-oeste es de aproximadamente 3km, la cual no cambia mucho por ser un área angosta, y para la norte-sur varía de 3.3 km en la zona más al sur hasta de 5.6 km en la zona norte.

Las salidas del modelo fueron tomadas cada 4 horas, pero para todos los análisis se calcularon promedios estacionales y mensuales, ya que se busca entender el efecto de los movimientos de pequeña escala en el comportamiento estacional del Golfo.

¹ Al usar la esponja en las fronteras abiertas, el fluido se hace altamente viscoso, al incrementar artificialmente la viscosidad lateral, para amortiguar fuertemente cualquier fluctuación en la frontera (Kantha, *et al.*, 2000).

El análisis que se muestra en el siguiente capítulo se realizó sobre cuatro regiones representativas del Golfo (figura 4), 1) la parte norte, 2) zona de las islas, 3) parte media (cuenca Guaymas) y 4) zona de la boca (cuenca Pescadero). Para estas regiones se graficaron los perfiles verticales de temperatura, magnitud de la velocidad del agua, coeficiente de difusión de temperatura y de viscosidad de momento, promediados en cada región, para analizar su comportamiento en la vertical.



Figura 4. Temperatura superficial del GC para el mes de agosto, los cuadros sombreados son los utilizados para los análisis del siguiente capítulo

La intensidad de los giros fue analizada de tres maneras diferentes: 1) con un corte vertical a lo largo del GC en la zona sur, en el cual a partir de la distribución de las isotermas, domos o hundimientos, se estima la presencia e intensidad de los giros; 2) la varianza espacial de la superficie libre (η) y 3) la integral de la energía cinética en todo el dominio para cada paso de tiempo.

Para el caso de las temperaturas en la región del archipiélago norte, se encontró la anomalía de temperatura a 10 m para cada esquema. Esta anomalía fue calculada a partir de un ensamble (promedio) de todas las salidas de los modelos.

II.3 Esquemas de parametrización de la mezcla vertical

Los modelos numéricos se basan en las ecuaciones de Navier-Stokes, y para tomar en cuenta los movimientos de pequeña escala se utiliza el enfoque de Reynolds. Este enfoque separa las variables en su parte media y en una perturbación de ésta (ec. 1); al sustituir la ec. 1 en las ecuaciones de transporte y promediarlas, ec. 2, se obtienen ecuaciones para los promedios de las variables pero se generan términos extras ($\overline{u'_l w}$ y $\overline{C' w'}$), con promedios de productos de las fluctuaciones que constituyen el conocido tensor de Reynolds ([1], Kundu y Cohen, 2004, Cushman-Roisin y Beckers, 2007).

$$\tilde{u}_i = U_i + u'_i, \qquad \tilde{C} = C + C' \tag{1}$$

$$\frac{DU_i}{Dt} - f\varepsilon_{ij3}U_j = -\frac{\partial\phi}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{u'_iw} - \nu\frac{\partial U_i}{\partial z}\right) + F$$
⁽²⁾

$$\frac{DC}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{C'w'} - \nu_{\theta} \frac{dC}{dz} \right) + F$$
(3)

Donde C es cualquier escalar (temperatura, salinidad), ϕ es la presión dinámica ($\phi = (P/\rho_o)$), v, v_{θ} es la viscosidad y difusión molecular respectivamente, y F son los forzamientos externos y componentes horizontales del tensor de Reynolds. Las componentes ($\overline{u'_i w}$ y $\overline{C'w'}$) del tensor de Reynolds no puede ser resuelto explícitamente por los modelos, por lo que es necesario parametrizarlo, generalmente mediante un MSMV.

En la ecuación de temperatura (ec. 3) no se tienen los términos del gradiente de presión y ni de la flotabilidad, por lo que la turbulencia siempre es importante excepto cuando se tengan grandes términos fuente (Rodi, 1984).

Un concepto que se utiliza en los MSMV es el de viscosidad turbulenta propuesto por Boussinesq (1877), en analogía con los esfuerzos viscosos en flujos laminares. Este concepto supone que los esfuerzos turbulentos son proporcionales al gradiente de la velocidad media (o de la variable transportada)

donde v_t y Γ_t son la viscosidad y difusión turbulentas, las cuales dependen fuertemente del estado de turbulencia, por lo que pueden variar significativamente de un punto a otro del flujo y también de flujo a flujo. v_t y Γ_t están relacionadas por:

$$\Gamma_{\rm t} = \frac{v_t}{\sigma_t} \tag{5}$$

siendo σ_t el número de Prandtl o Schmid. Experimentos en laboratorio han mostrado, sin embargo que σ_t varía poco. Cabe señalar que la ecuación (4) no es un modelo turbulento sino que nos da el marco de referencia para crear uno, mediante la búsqueda de una expresión para la viscosidad y la difusión turbulenta (Rodi, 1984).

Siguiendo la analogía con un flujo laminar, donde la viscosidad molecular es proporcional a la velocidad promedio y a una trayectoria libre media de las moléculas, una manera de encontrar v_t es relacionándolo con una escala de velocidad y una escala de longitud (a la que Prandtl llamó longitud de mezcla):

$$v_t \propto \hat{V}L$$
 6)

Se han propuesto diversos modelos para encontrar v_t , que abarcan desde modelos que consideran a la viscosidad turbulenta como constante y determinan su valor a partir de experimentos de laboratorio, prueba y error o parametrizándola con algún(os) parámetro(s) que dependen de las propiedades físicas del océano; hasta los que proponen ecuaciones para resolver cada producto de fluctuaciones que va apareciendo en la ecuación de Reynolds promediada. Como es de esperarse, entre más ecuaciones se tengan que resolver más tiempo de computo se requerirá (Rodi,1984, Large, *et al.*, 1994, Li, *et al.*, 2001).

Los modelos más empleados para el estudio de la mezcla vertical en el océano son: LMD de Large, *et al.* (1994), el MY de Mellor y Yamada (1982) y el $k - \varepsilon$ (Rodi, 1984). El primero es un modelo de cero ecuaciones, es decir, no resuelve ecuaciones de transporte para parametrizar el coeficiente de viscosidad, y los otros dos son modelos de dos ecuaciones. Una ecuación de transporte para la escala de velocidad (energía cinética) y otra para la escala de longitud (la cual varía para cada modelo, como se explica más adelante). También utilizamos un modelo sencillo que se basa en la frecuencia de Brünt-Vaisala, para compararlo con modelos más complejos, que contienen más parámetros.

En la siguiente sección se describen estos modelos a grandes rasgos, para conocer las ecuaciones que resuelven y la física que incluyen.

II.3.1. Modelos de cero ecuaciones

Los modelos de nivel cero son los llamados modelos empíricos, ya que en lugar de resolver ecuaciones de transporte, a partir de de la ecuación 4 parametrizan las variables desconocidas tomando en cuenta los conocimientos adquiridos en experimentos y toma de datos. En este trabajo se utilizan dos modelos de cero ecuaciones el BVF y el LMD.

El BVF es un modelo sencillo, que depende del grado de estratificación de la columna de agua, por lo que el coeficiente está aproximadamente dado por:

$$v_t \propto \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)^{-1}$$
 7)

II.3.1.1 Modelo LMD

El modelo LMD propuesto por Large, *et al.* (1994) se basa en la teoría para capas límites de Monin- Obukhov (teoría de la similitud), y emplea dos regímenes diferentes para la mezcla vertical: uno para la capa límite superficial y otro para el océano interior, que incluye el efecto de ondas internas, inestabilidades de corte, y doble difusión.

La ecuación para representar el producto de los esfuerzos viscosos dentro de la capa límite es parecida a 4), pero con un término extra no local, γ_x , (basado en la parametrización no local de Troen y Mahrt (1986)):

$$-\overline{wu_{\iota}} = v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial z} - \gamma_x\right) \tag{8}$$

en la que γ_x se aplica a escalares en condiciones de forzamiento inestable (convección), y v_t el coeficiente de viscosidad. El coeficiente de viscosidad está en función del producto de

la profundidad de la capa límite, h, por una escala de velocidad turbulenta $w_x(\sigma)$ y una función adimensional de la forma $G(\sigma)$:

$$v_t = h \, w_x(\sigma) \, G(\sigma) \tag{9}$$

donde $\sigma = d/h$ (d es la distancia de la superficie, y h es la profundidad de la capa límite) es una coordenada adimensional que varía de cero en la superficie, a uno en el fondo de la capa límite. Al ser v_t proporcional a h se refleja la habilidad de capas límites más profundas para contener remolinos turbulentos más grandes y más eficientes.

La profundidad de la capa límite oceánica (h) depende principalmente del forzamiento superficial, de la estratificación oceánica B(d) y de los perfiles de velocidad V(d). Lo que lleva a usar el número Bulk de Richarson superficial:

$$h = \left\{ \min(d) \mid Ri_b(d) = \frac{(B_r - B(d))d}{|V_r - V(d)|^2 + V_t^2(d)} \approx Ri_c = 0.3 \right\}$$
 10)

es decir, la profundidad de la capa límite es la mínima "d", tal que el número de Richardson sea igual a un valor crítico (generalmente $Ri_c = 0.3$). Esto quiere decir que las perturbaciones en la capa límite con velocidad V_r y flotabilidad B_r son capaces de penetrar a una profundidad **h** donde llegan a ser estables. La profundidad de la capa límite es la máxima profundidad a la que pueden llegar los remolinos superficiales.

Con la teoría semiempírica de similitud de Monin-Obukhov se encuentra la escala de velocidad turbulenta. Dicha teoría argumenta que en la capa superficial los únicos parámetros turbulentos importantes son la distancia a la superficie, d, y los flujos cinemáticos. A partir de éstos, los parámetros turbulentos fundamentales que se pueden formar son: la velocidad de fricción u^* , la escala de las fluctuaciones turbulentas de cualquier propiedad escalar S^* , y la escala de longitud de Monin-Obukhov L:

$$u^{*^{2}} = (\overline{w}\overline{u}_{0}^{2} + \overline{w}\overline{v}_{0}^{2})^{1/2} = |\tau_{0}|/\rho_{o}$$
 11)

$$S^* = -\overline{ws}_0/u^* \tag{12}$$

$$L = u^{*3} / (\kappa B_f) \tag{13}$$

donde $\kappa = 0.4$ es la constante de von Kárman y ρ_o es la densidad superficial. Con lo que la escala de velocidad turbulenta, dividida en dos partes (condiciones estables e inestables), queda:

$$w_{x}(\sigma) = \frac{\kappa u^{*}}{\phi_{x}\left(\frac{\sigma h}{L}\right)}$$
Estable

$$w_{x}(\sigma) = \frac{\kappa u^{*}}{\phi_{x}\left(\frac{\varepsilon h}{L}\right)}$$
Inestable

cuyas escalas están en función del parametro de estabilidad $\zeta = d/L = \sigma h/L$. Las funciones de similitud ϕ_x , son tales que las escalas de velocidad son iguales a κu^* con forzamiento neutral (h/L = 0) y aumentan o se reducen en condiciones inestables (h/L < 0) y estables (h/L > 0) respectivamente. Para mayores detalles de la forma y obtención de estas funciones consultar Large, *et al.* (1994)

En el caso de una capa límite puramente convectiva, la velocidad de fricción es cero $u^* = 0$ y el flujo vertical de densidad es menor que cero. Esto ocasiona una región de estratificación estable, por lo que la profundidad de la incorporación de masas de agua (h_e) , donde el flujo de flotabilidad negativa es máximo, es menor que la profundidad de la capa límite h.

La función de forma la supone como un polinomio cúbico:

$$G(\sigma) = a_0 + a_1\sigma + a_2\sigma^2 + a_3\sigma^3$$
 16)

El océano interior fuerza la capa límite oceánica a través de una dependencia de $G(\sigma)$ y su derivada vertical en $\sigma = 1$ sobre la difusividad interior, $v^{x}(d)$ (descrita más adelante) y su derivada vertical en d = h. En el fondo de la capa límite estas dos cantidades deben coincidir, lo cual se logra con:

$$G_{\chi}(1) = \frac{v_{\chi}(h)}{hw_{\chi}(1)}$$

$$\partial_{\sigma}G_{\chi}(1) = -\frac{\partial_{z}v_{\chi}(h)}{w_{\chi}(1)} - \frac{v_{\chi}(h)\partial_{\sigma}w_{\chi}(1)}{hw_{\chi}^{2}(1)}$$
17)

Una característica de la capa límite es que la turbulencia no es local, es decir que además de las propiedades y gradientes locales, los flujos locales dependen de los parámetros de la capa límite como los flujos superficiales y la profundidad h. Por lo que en la ecuación 8) se agrega un término no local, el cual es diferente de cero solo para escalares en condiciones de forzamiento inestable (en convección) y está parametrizado por:

$$\gamma_s = C^* \frac{\overline{wx_0}}{w^* h} \tag{18}$$

Con $C^* = 10$ en casos altamente convectivos. En este término se representa la cantidad de calor por radiación absorbida por la capa límite que contribuye efectivamente al transporte de calor no local. Algunas características de los movimientos no locales son las estructuras coherentes que pueden ser detectadas por las capas límite planetarias, en el océano además de las ondas de gravedad superficiales e internas, se encuentran las celdas de Langmuir.

Para el caso del **océano interior**, debajo de la capa límite, la mezcla vertical ocurre mediante la superposición de tres procesos: inestabilidad del número de Richardson local debido al corte vertical resuelto, rompimiento de ondas internas y doble difusión. Cada proceso es revisado y parametrizado en términos de una difusión vertical local, v_x^s , v_x^w y v_x^d , respectivamente. Los flujos turbulentos verticales de momentos y escalares a profundidades d > h están dados por:

$$\overline{wx}(d) = -v_t(d)\partial_z X \tag{19}$$

Donde el perfil total efectivo de la difusión interior es:

$$v_x(d) = v_x^s + v_x^w + v_x^d$$
 20)

Otros procesos se pueden incluir fácilmente agregando sus difusiones en esta ecuación. La mezcla por inestabilidad en el corte v_x^s ocurre localmente en flujos estratificados cuando el corte de la velocidad reduce el efecto estabilizador del gradiente de flotabilidad. El desarrollo de las inestabilidades por corte es generalmente caracterizada por el número local gradiente de Richardson

La mezcla vertical puede seguir cuando Ri_g está debajo de algún valor crítico $Ri_0 = 0.7$. La difusión para la mezcla interior por inestabilidades de corte es parametrizada como función de Ri_g y tiene el mismo valor tanto para el momento como para todos los escalares.

La difusión v_x^w debida al rompimiento de ondas internas parece ser pequeña, variando sólo con la energía de ondas internas, y constante en comparación a N. Aunque la magnitud de la viscosidad de momento de ondas internas no es muy entendida, en el LMD se les asigna los siguientes valores contantes:

$$v_m^w = 1.0 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$$

 $v_s^w = 0.1 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$
(21)

La mezcla por doble difusión puede ocurrir cuando el gradiente vertical de densidad es estable pero el gradiente vertical de la salinidad o temperatura es inestable en su contribución a la densidad. En este trabajo $v_x^d = 0$.

II.3.2. Modelos de dos ecuaciones

Analizaremos ahora los modelos de dos ecuaciones, puesto que los de una ecuación no serán usados en este trabajo, pero a grandes rasgos son aquellos que resuelven la ecuación de transporte para la energía cinética y a la escala de longitud la parametrizan según diversos modelos o experimentos (Rodi, 1984).

En los MSMV que emplean dos ecuaciones de transporte, además de la ecuación de la energía cinética, resuelven otra para la cantidad Z ($Z = k^m l^n$), y de ahí se encuentra la escala de longitud.

La escala de velocidad la relacionan con \sqrt{k} , donde k es la energía cinética del flujo turbulento (por unidad de masa) considerando que k es una medida directa de la intensidad de las fluctuaciones turbulentas en las tres direcciones. Sustituyendo la k en la ecuación (6) queda:

$$v_t = c'_\mu \sqrt{k}l \tag{22}$$

donde c'_{μ} es un coeficiente empírico. Esta fórmula es conocida como la expresión de Kolmogorov-Prandtl.

Para el caso de la energía cinética turbulenta se resuelve una ecuación de transporte, la cual es derivada de la ecuación de momento (2), al multiplicarla por u'_i y reducir términos, y queda de la forma:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right)}_{\text{Difusion}} + \underbrace{v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{P = \text{Producción}} + \underbrace{\beta g_i \frac{v_t}{\sigma_t} \frac{\partial \phi}{\partial x_i}}_{\text{G = producción}} \underbrace{\beta g_i \frac{v_t}{\sigma_t} \frac{\partial \phi}{\partial x_i}}_{\text{Viscosa}} = 23)$$

Donde β es el coeficiente de expansión volumétrica, σ_k es una constante de difusión empírica y la disipación ε usualmente representada por la expresión:

$$\varepsilon = c_D \frac{k^{3/2}}{l}$$
 24)

con c_D siendo otra constante empírica. El término de producción, P, representa la transferencia de energía cinética del movimiento medio al turbulento, mediante cortes de velocidad en la vertical. Entre mayor corte se tenga más turbulento es el flujo. El término producción por flotabilidad, G, representa un intercambio entre la energía cinética turbulenta y la energía potencial. En estratificación estable, G es negativo lo que provoca una reducción de la turbulencia (disminución de la energía cinética), mientras que, la energía potencial del sistema se incrementa. Si la estratificación es inestable, se tienen más movimientos verticales, es decir, se incrementa la energía cinética a expensas de la energía potencial, y se tiene mayor energía turbulenta. La disipación viscosa (ε), transfiere energía cinética dentro de la energía interna del fluido y es siempre un término sumidero.

La escala de longitud caracteriza el tamaño de las perturbaciones que contienen energía, además de estar sujeto también a procesos de transporte. Existe una dificultad mayor en encontrar una fórmula válida para calcular esta variable, así que, por lo general no se usa como variable dependiente sino más bien como una combinación con k, $Z = k^m l^n$, la cual es conocida (ec. 23). Es aquí donde los modelos de este tipo difieren y que para el presente estudio son el de MY con Z = kl (Mellor y Yamada, 1985) y el $k - \varepsilon$ con $Z = \frac{k^{3/2}}{l}$ (Rodi, 1984).

II.3.2.2. Modelo MY25

En el presente trabajo se utilizó el nivel 2.5 del modelo de Mellor y Yamada (1985), MY, que resuelve una ecuación de transporte para la energía cinética (ec. 23) y una para la escala de longitud. El modelo usa la relación Z = kl, por lo que la expresión de Kolmogorov-Prandtl y la ecuación para encontrar la escala de longitud quedan de la forma:

$$v_t = \sqrt{k}\hat{l}S_M \tag{25}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(kl) + U_{i}\frac{\partial}{\partial x_{i}}(kl) = \frac{\partial}{\partial z}\left(v_{t}\frac{\partial}{\partial z}(kl)\right) + l[c_{1}(P+G) - c_{2}\varepsilon F_{wall}]$$
²⁶

Donde $(c_1, c_2) = (0.9, 0.5)$ son constantes empíricas, ε está dada por la ec. 24, P y G son la producción por corte y la flotabilidad definidos en la ec. 23. La escala de longitud \hat{l} usada en el cálculo de los coeficientes de difusión, difiere de la utilizada en la ecuación 26, y depende de la estratificación (ec. 27) basado en la restricción hecha por Galperin *et al.* (1988) y F_{wall} es una función de la proximidad a la pared (ec. 28):

$$\hat{l} = min(l, 0.57\sqrt{2k}N^{-1}), \quad \text{para } N^2 > 0$$
 27a)

$$\hat{l} = l$$
, para $N^2 \le 0$ 27b)

$$F_{wall} = \left(\frac{l}{\kappa L}\right)^2 \tag{28}$$

siendo $\kappa = 0.4$ la constante de von Kárman y

$$L^{-1} = (\eta - z + z_{0s}) + (H + z + z_{0b})$$
²⁹

donde z_{0s} y z_{0b} son la longitud de la rugosidad superficial y del fondo (Mellor y Yamada, 1982; Warner, *et al.*, 2003 y Wijesekera, *et al.* 2003)

II.3.2.1. Modelo $k - \varepsilon$

Este modelo resuelve la misma ecuación de transporte para la energía cinética turbulenta (ec, 23), pero la escala de longitud está representada por la disipación. Por lo que la expresión de Kolmogorov-Prandtl (ec. 22) al utilizar la ecuación 24, se transforma en la ec. 30. Con lo que la ecuación de transporte para la disipación queda:

$$v_t = S_M \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{30}$$

$$\underbrace{\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}}_{Q_{t}} + \underbrace{U_{i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{i}}}_{Q_{t}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(\frac{v_{t}}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{i}} \right)}_{Q_{t}} + \underbrace{c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \left(P + c_{3\varepsilon} G \right) - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^{2}}{k}}_{Q_{t}}$$

$$(31)$$

Razón de Convección Difusión Generación - destrucción cambio

este modelo es detalladamente explicado en Rodi (1984) y Rodi (1987). Donde c_{μ} es un parámetro empírico, que se supone constante en el modelo estándar, $c_{\mu} = 0.09$, $(\sigma_{\varepsilon}, c_{1\varepsilon}, c_{2\varepsilon}) = (1.3, 1.44, 1.92)$, son constantes empíricas, P, y G son la producción de energía cinética por esfuerzos y flotabilidad de la ec. 23. El coeficiente $c_{3\varepsilon}$, depende de la situación del flujo considerado, por ejemplo de cálculos de prueba se ha mostrado que en situaciones donde G es un término fuente, como en flujos con estratificación inestable, $c_{3\varepsilon} = 1$, mientras que en capas con corte estratificadas establemente, donde G es un término sumidero, $c_{3\varepsilon}$ podría ser escogido casi igual a 0.

La ecuación de disipación contiene términos que representan la razón de cambio, la convección, difusión, generación de vorticidad debido al estiramiento de los vórtices.

Es importante resaltar que este esquema no viene explícitamente en el ROMS, sino que está implementado usando el modelo de cerradura de la escala de longitud genérica turbulenta GLS, propuesto por Warner *et al.* (2005).

El término S_M usado en las respectivas expresiones de Kolmogorov-Prandtl para el modelo $k - \varepsilon$ (ec. 30) y MY25 (ec. 25) son las funciones de estabilidad, cuya descripción detallada se omitirá en el presente trabajo. Pero en términos generales, éstas provienen de los segundos momentos de las cantidades turbulentas. El papel de las funciones de estabilidad es corregir la viscosidad y difusión turbulenta (asegurando que sean valores positivos), para incluir mayores efectos de la estratificación (además de los ya incluidos en G), las cuales generalmente disminuyen el intercambio turbulento para estratificación estable y lo aumentan en estratificación inestable (Burchard, *et al.*, 1998, Burchard, *et al.*, 2001).

Como se mencionó anteriormente, en el presente trabajo se utilizaron las funciones de estabilidad basadas en las modificaciones hechas por Kantha y Clayson (1994) y de Canuto, *et al.* (2001). Ésta última sólo se utilizó para el k – ε , en el modelo idealizado.

Capítulo III. Resultados

Se compara la temperatura y el coeficiente de difusión para cada MSMV tanto en el modelo idealizado como en el modelo del GC. Para este último, se analizan además las velocidades, con su respectivo coeficiente de viscosidad. El capítulo se divide en dos secciones una para el análisis del modelo idealizado y otra para el modelo del GC.

Para los análisis del modelo idealizado se calcularon medias mensuales del segundo año de simulación para la temperatura, y difusión turbulenta. Y para el caso del GC se calcularon medias estacionales y mensuales para las mismas variables, y la magnitud de la velocidad y la viscosidad turbulenta.

III.1 Modelo idealizado

Este experimento, como se explicó en el capítulo anterior, fue diseñado para comparar los diferentes MSMV bajo la influencia de los forzamientos superficiales. Dichos forzamientos son cualitativamente semejantes a los del GC (figura. 3). Para el flujo de calor se definió una pérdida neta en el invierno y ganancia neta en el verano, pero el flujo de calor neto total en el año es cero, y para el esfuerzo del viento, se utilizan vientos que varían de 0 m/s en invierno a 6 m/s en verano. Para aislar el efecto de los forzamientos y evitar la influencia de paredes se usaron condiciones laterales de frontera periódicas, por lo que la pérdida de calor sólo puede hacerse por medio de la superficie oceánica.

Antes de comenzar con la exposición de los resultados y dado que no se comparan los resultados con datos reales, se dará una breve explicación de cómo estos forzamientos actúan sobre el océano, para así analizar cuál es el esquema que mejor representa estas características.

El viento mezcla el océano, ya que desestabiliza la estratificación, generando turbulencia e inestabilidades. Por otro lado, la ganancia de calor tiende a inhibir la mezcla turbulenta, al incrementar la estratificación (estable) en el océano superior (Chen, *et al.*

1994). En el verano, los dos mecanismos actúan simultáneamente y de manera opuesta, lo que genera, en caso de tener la misma intensidad, una capa de mezcla somera. Mientras que en invierno al perder el calor y no haber viento, se genera una estratificación inestable (convección), y por ende, la formación de una capa de mezcla profunda.

Todos los esquemas, conforme transcurre el tiempo, comienzan a divergir (figura 5). El $k - \varepsilon$ es el esquema con temperaturas superficiales más frías, mientras que el BVF, el LMD y el MY se comportan de manera semejante, aunque el BVF responde rápidamente al efecto del calentamiento y del enfriamiento. Los esquemas MY y LMD son muy parecidos, a excepción del verano, donde el LMD simula temperaturas aproximadamente dos grados mayores al MY.

Algo importante a destacar es que los esquemas $k - \varepsilon$ y BVF muestran una tendencia a simular temperaturas más frías conforme avanza el tiempo. Se hicieron simulaciones más largas, de seis años (no mostradas en este trabajo), y se comprobó que esta tendencia persiste, llegando al punto donde el máximo de estos dos esquemas es menor que el mínimo de LMD y MY, por lo que el $k - \varepsilon$ y el BVF no son recomendables para simulaciones largas.

Para entender mejor estas diferencias en la temperatura superficial, se grafica el perfil de temperatura (figura 6a), y los respectivos coeficientes de difusión (Γ_t) arrojados por los cuatro esquemas utilizados (figura 6b). Ambas cantidades son promediadas en todo el dominio, y cada mes. En la figura 6 se muestran las gráficas correspondientes a los meses de marzo, junio, septiembre y diciembre, con cada uno de los cuatro esquemas. Aunque en la discusión se dará información de los meses que no se muestran.

Con respecto a los perfiles de temperatura (figura 6a) se observa como el LMD y el MY son muy semejantes, ambos restringen la influencia de los forzamientos a la superficie, mientras que, tanto el BVF como el $k - \varepsilon$ tienden a homogeneizar todo el perfil. Esta es la razón por la cual al siguiente año la temperatura simulada por estos dos últimos modelos, no regresan a su forma inicial, ya que cada año van siendo más frías las capas superficiales al tener mayor influencia de las capas inferiores.



Figura 5. Temperatura superficial del modelo idealizado para dos años de simulación, usando los diferentes esquemas.

A excepción del BVF, en verano todos los esquemas crean una capa de mezcla somera (por el efecto del calentamiento). Esto es de esperarse ya que en este periodo los vientos y el calentamiento son máximos. En cambio, el BVF es altamente sensible a la presencia o ausencia de calor, ya que al detectar la ganancia de calor calienta solo la superficie (y con valores de $\Gamma_t \sim 0 \text{ cm}^2/\text{s}^2$), pero al perder calor rápidamente vuelve a enfriar (teniendo valores de Γ_t , muy grandes en comparación con los demás esquemas), por lo que crea una capa de mezcla anticipada (figura 6a).

En la figura 6b podemos ver que las magnitudes del coeficiente de difusión son notablemente mayores en los meses donde se pierde calor (invierno) que en los que se gana calor (verano). Para el invierno, El $k - \varepsilon$ y BVF tienen valores de difusión grandes y a mayor profundidad, en el proceso de convección, lo que genera una capa de mezcla profunda y anticipada, con respecto a los demás MSMV, además de que simulan un perfil de temperatura más lineal. Razón por la cual, los perfiles de temperatura no alcanzan a recuperarse, es decir, cada año van a ser más fríos.



Figura 6. Perfiles de (a) la evolución temporal de temperatura y (b) de los coeficientes de difusión.

Como se observa en la fig. 6b el BVF es un esquema altamente variable, en los primeros 40 m., de un mes a otro. Cuyos valores de difusión que varían del orden de 10^{-1} cm²/s⁻² durante mayo-septiembre hasta del orden de 10^4 cm²/s⁻² de octubre a abril. Por esta razón se optó por graficar los coeficientes con escala logarítmica.

Con respecto a los modelos LMD y MY, en la temperatura superficial (fig. 5) muestran un comportamiento similar entre ellos, pero en los perfiles verticales (fig. 6b) se observa que en superficie ambos esquemas son semejantes de mayo a agosto. En los demás meses, MY es más difusivo y a mayor profundidad. Esto provoca que en los meses de otoño, MY simule una capa de mezcla ligeramente más profunda (~5 *m*) y por ende más fría que el LMD, aunque estas diferencias se minimizan al entrar el invierno. En el océano interior, sus valores de difusión aunque difieren en un orden de magnitud, los valores son pequeños (10^{-2} y 10^{-1} cm²/s⁻², MY y LMD respectivamente), por lo que casi no se ven diferencias en la temperatura.

El modelo $k - \varepsilon$, tiene un comportamiento semejante al MY y LMD, pero con valores de difusión en el océano interior uno y dos órdenes de magnitud mayor, por lo que en este modelo la mezcla vertical es más activa, y por ende el perfil tiende a ser más lineal.

En marzo cuando el océano idealizado ha perdido todo el calor ganado y por consecuencia se ha creado una capa de mezcla profunda, todos los esquemas generan resultados parecidos.

En términos generales, los modelos con más semejanzas en la simulación de la temperatura, en este escenario idealizado, son el MY y el LMD. Pero en ambos, la influencia de los forzamientos superficiales se restringe en una capa superficial, lo que permite la formación, mantenimiento y destrucción de la capa de mezcla. Esta es una característica que no se logra en los otros dos modelos, BVF y $k - \varepsilon$, en los cuales la influencia de los forzamientos se extiende a mayor profundidad, generando un perfil más homogéneo. Con base en lo explicado en los primeros párrafos de esta sección, consideramos que el comportamiento del MY y LMD es más confiable y por ende, más recomendable sobre todo en simulaciones largas.

III.2 Modelo Golfo de California

En esta parte se comparan los MSMV en un modelo realista del Golfo de California. Se utilizan los forzamientos climatológicos y la batimetría del GC, para analizar el impacto de los cuatro esquemas descritos anteriormente, en la simulación de la temperatura y la velocidad, durante un ciclo anual.

En la primera parte del análisis, se calculan los promedios espaciales en las regiones mostradas en la figura 4, con la finalidad de relacionar los resultados con los del modelo idealizado. Primero se comparan la temperatura superficial y la integral de la energía cinética en los primeros 100 m, normalizada por el área de cada región para los diferentes MSMV. Posteriormente se hacen y comparan cortes verticales de las variables promediadas, tanto de la velocidad como de la temperatura con sus respectivos coeficientes de viscosidad y difusión para dichas regiones.

Después, para cuantificar el impacto sobre los giros que se presentan en la parte sur del GC, se hace un corte vertical sobre el eje principal del GC (fig. 15) de las temperaturas a 130 m de profundidad. Con lo que se observa la presencia de domos o hundimientos de la termoclina debidos a estos giros, y como cambia la intensidad de éstos de un esquema a otro. Como medida de la intensidad de los giros se calculó la varianza espacial de la superficie libre y la integral a 100 m en todo el dominio de la energía cinética (IEC), para saber que esquema simula giros más intensos, o más débiles. Partiendo de que con valores mayores de la varianza y de la IEC los giros son más intensos y viceversa.

Para la zona de las islas se grafica la anomalía de temperatura superficial para cada esquema, tomando como escenario base el ensamble (promedio) de todas las salidas de los modelos para facilitar la comparación.

Finalmente, a manera de resumen, se calculó la diferencia de temperatura a 10 m entre cada esquema para identificar otras zonas además de los giros donde se tengan diferencias importantes y similitudes entre los modelos.

III.2.1 Análisis en las zonas características

La figura 7 muestra la temperatura a 10 m de profundidad (T10), la cual tiene un comportamiento a lo largo del año semejante al modelo idealizado. En invierno, hay pérdida de calor en la zona norte (figura 8) y todos los esquemas tienden a parecerse, mientras que en verano-otoño con ganancia de calor y vientos máximos, se observan las mayores diferencias.

Análogo a las simulaciones idealizadas, en las zonas de las islas y en la parte media se observa que la temperatura superficial para el $k - \varepsilon$ y el BVF aumenta (figura 7) conforme aumenta el flujo de calor neto (figura 8), sin percibir el efecto del viento. Mientras que el MY y el LMD responden al incremento de calor hasta cuando el efecto de viento disminuye (abril).

Con respecto a la integral de la energía cinética normalizada, IEC (figura 7), la zona menos energética es la zona norte, mientras que la zona con mayor IEC es la zona de la boca, la zona de las islas y de la media son aproximadamente del mismo orden. Además la IEC, en invierno de manera similar a la temperatura (excepto en la boca del GC), todos los esquemas tienen a parecerse. Es evidente que, aunque en la región norte, media y boca los giros están presentes, su influencia en la temperatura superficial a través de procesos advectivos (horizontales o verticales) es mayor en la zona de la boca y parte media, ya que la intensidad (IEC) de los giros es mayor y más profunda.

El MY produce las temperaturas más altas de junio a octubre en casi todas las regiones, excepto en la boca, a pesar de que en este periodo también se tienen los vientos máximos, de lo que se puede concluir que el MY es menos sensible al efecto del viento.

En la zona de las islas la SST, el comportamiento de la temperatura de BVF con respecto a los demás esquemas, difiere, ya que presenta un máximo tanto en la temperatura como en la IEC en julio. Por lo que en esta región no es tan evidente la sensibilidad del BVF a los forzamientos superficiales, y como se verá más adelante (figuras 9 y 10), esto puede estar relacionado con la generación de coeficientes de viscosidad y de difusión considerablemente grandes en toda la vertical.



Figura 7. A) Temperatura a 10 m e b) integral de la energía cinética (IEC) a 100 m, normalizada con el área (m^2) de cada región, del segundo año de simulación para cada región mostrada en la figura 3.

Las zonas con mayores discrepancias en la SST e IEC producidos por los diferentes esquemas es la media y la de la boca del Golfo, lo que puede atribuirse a varias razones: 1) la presencia de giros a lo largo del año, los cuales propician un mayor intercambio de propiedades de la zonas superficiales con el océano interior, 2) la intensidad de los giros, ya que al simular remolinos más fuertes, aumenta la intensidad de las surgencias o hundimientos de la termoclina, por lo que la mezcla vertical tiene un rol importante, 3) la poca resolución que se tiene para los modelos de dos ecuaciones (MY y $k - \varepsilon$), siendo ROMS un modelo con coordenadas sigma la resolución vertical es más pobre en estas

zonas, sobre toda la profundidad (>2500 m) y 4), para la zona norte además la influencia de las fronteras abiertas, lo cual puede ser descartado dado que se encuentran aproximadamente 300 km hacia el sur (3°), figura 1.



Figura 8. Forzamientos superficiales sobre las cuatro zonas mostradas en la figura 3

Para entender las diferencias observadas en la figura 7, se analizan cortes verticales de la media estacional de temperatura y magnitud de la velocidad, así como de los coeficientes

de difusión y de viscosidad (figura 9). Estos cortes verticales son los promedios espaciales en las zonas de la figura 4 para el verano (figura 9) e invierno (figura 10). Debido a las grandes diferencias (de varios órdenes de magnitud) entre las difusiones y viscosidades turbulentas, superficiales y del océano interior, se optó por graficarlos en escala logarítmica.

Durante el verano (figura 9), la zona norte, la zona de las islas y la parte media del Golfo producen perfiles de temperatura muy similares para los cuatro esquemas, siendo el MY el MSMV más cálido. En esta estación la ganancia de calor y los fuertes vientos permiten la generación de una capa mezclada más caliente en la superficie que la energía del viento trata de extender hacia abajo y la difusión vertical trata de destruir. El gradiente vertical de temperatura es aproximadamente de 10 °C (± 2 °*C*) entre los 30 metros y la superficie en todas las zonas.

En la zona de la boca se observa una variación vertical de temperatura mucho mayor, la termoclina² está arriba de los 10 metros para los esquemas MY y LMD que nuevamente producen un perfil de temperaturas casi indistinguible entre ellos. El BVF y el $k - \varepsilon$ producen una difusión vertical homogénea en toda la sección que suaviza y debilita la termoclina, por lo que producen una temperatura más cálida subsuperficial (~ 15 m.) precisamente por el suavizado excesivo entre la superficie y la base de la termoclina.

Los valores del coeficiente de difusión para los esquemas LMD y MY aumentan varios órdenes de magnitud por abajo de la termoclina (> de 10 m) pero son relativamente bajos en la superficie permitiendo la existencia de una fuerte termoclina. Algo semejante se observa en la zona media, pero el mayor impacto se refleja en la simulación de la velocidad, donde notablemente el BVF simula menores intensidades, en cambio en la temperatura las diferencias entre los MSMV es casi imperceptible.

Para la temperatura en general todas los esquemas muestran una variación vertical mayor en la zona de la boca, y menor en la zona de las islas y la parte media, mientras que, para las velocidades se observa un comportamiento opuesto. La mayor variación vertical, ocurre en la zona de las islas, mientras que los perfiles de velocidad en la zona norte y en la boca son casi constantes para todos los MSMV.

² En este trabajo la termoclina se refiere a una variación vertical grande en los primeros 60 m de profundidad.



Figura 9. Cortes verticales de temperatura (temp), difusión turbulenta (Γ_t), magnitud de velocidad (|v|) y viscosidad turbulenta (v_t), para las cuatro zonas de la figura 4, en verano.

Durante el invierno, en las zonas norte, media e islas (figura 10), los perfiles verticales de temperatura, muestran que todos los esquemas produjeron valores muy similares. Los perfiles son básicamente constantes con la profundidad; no existe ni una capa de mezcla ni una termoclina bien definida. Para todas las profundidades las temperaturas producidas por el BVF son ligera, pero consistentemente mayores que para los otros esquemas. En la zona de la boca, a todas las profundidades, la temperatura asociada a BVF es casi 2 grados mayor que las producidas por los esquemas LMD y MY y son casi indistinguibles entre sí. Estos dos esquemas si producen una termoclina muy débil en la zona de la boca. Los valores para el esquema $k - \varepsilon$ son intermedios entre los dos extremos (fig 10).

Similarmente las velocidades en la zona norte son también casi constantes con la profundidad y con valores muy parecidos, entre los MSMV. Para la zona media y de la boca hay una diferencia importante entre los esquemas: las máximas velocidades están asociadas a los esquemas MY y LMD (con valores muy parecidos) y la mínima asociada a BVF. Aunque en la zona media la simulación de temperatura no se ver muy afectada por estas diferencias en la intensidad de la magnitud de velocidad.

Los perfiles de la difusión y viscosidad vertical mostraron un amplio rango de valores; con diferencias de varios órdenes de magnitud entre los diferentes MSMV. En general se tienen valores mayores en la superficie y menores y más constantes a profundidad. Los valores de v_t y Γ_t para el BVF son mayores en todos los esquemas, en casi toda la vertical, lo que es consistente con una mayor homogenización de los perfiles de temperatura y menores velocidades. Sin embargo no se observa una clara estructura en la distribución vertical de la difusión y viscosidad que permita dilucidar su efecto directamente en las distribuciones de temperatura y velocidades. Más bien parece indicar que a estos niveles de difusividad son lo suficientemente grandes como para no ser una condición limitante, en esta estación (invierno) donde no hay un calentamiento en la superficie, los perfiles tienden a suavizarse de manera homogénea a todas las profundidades.



Figura 10. Igual que la figura 9, pero para el invierno.

Como se observó en las figuras 9 y 10, en la zona de la boca es donde se tienen los mayores cambios entre los esquemas tanto en la temperatura como en la velocidad. Esta discrepancia se asocia a varias razones:

- La intensidad de la velocidad es mayor (en invierno) en esta región, por lo que el efecto de los esquemas impacta más en las simulaciones,
- La existencia de giros en esta zona, debido a que hay esquemas que simulan giros menos intensos que otros, lo que provocara menos advección de temperatura y partículas, y
- iii) La resolución vertical con la que se resuelven los MSMV, por ser esta región la más profunda (>2500 m) y que el modelo del GC se resuelve con 20 niveles en la vertical, por lo que en la región de la boca la resolución vertical en esta región es muy pobre.

La zona media, aunque también presenta diferencias importantes en la magnitud de la velocidad, en la temperatura no hay diferencias tan visibles, como en la boca. Las posibles causas del comportamiento de la magnitud de velocidad en esta zona coinciden en los puntos ii) y iii). Pero en esta región, en verano es cuando se encuentran las velocidades más intensas y partir de esta estación, el BVF reproduce magnitudes de velocidad menores que los demás esquemas, nuevamente el MY el LMD son los más parecidos. Además esta región coincide con la presencia de un anticiclón, lo cual explica la presencia de mayores temperaturas en la región.

Con respecto al último punto, iii), cabe resaltar que como menciona Large, *et al.* (1994) el LMD es un esquema poco sensible a la resolución vertical, mientras que el MY y el $k - \varepsilon$, al resolver un sistema diferencial de dos ecuaciones, si se ven afectados. Pero a pesar de ello el MY se asemeja al LMD a lo largo del año, mientras que el $k - \varepsilon$ tiende a parecerse más al BVF.

III.2.2 Análisis general del GC

Después de analizar el comportamiento de la temperatura y la integral de la energía cinética en la vertical con los cuatro MSMV en pequeños espacios muestrales; ahora procederemos a analizar el comportamiento a lo largo de todo el GC, con la finalidad de conocer como los esquemas de mezcla impactan la intensidad de los giros en la parte sur del GC. En la figura 11 se muestra una sección en la que se obtiene un corte vertical de la temperatura en los primeros 130 metros de profundidad, que se grafican en la figura 12. En ella puede observarse la intensidad de los giros mediante la presencia de domos (o hundimientos) de la termoclina, en presencia de un giro ciclónico (o anticiclónico).



Figura 11. Corte horizontal para hacer la figura 12

A partir del corte vertical de la temperatura de 0 m a 130 m (figura 12), para el mes de octubre, podemos ver la presencia de varios giros ciclónicos, que coinciden,

aproximadamente, con las Cuencas Pescadero, Carmen, y Guaymas. Y entre cada uno de éstos, la posible presencia de un anticiclón, jets.

El MY y el LMD son los MSMV que mantienen los remolinos más intensos, teniendo domos y hundimientos de la termoclina muy marcados (figura 12). Para el caso de los giros ciclónicos la isoterma de 16 °C, por tomar una de ejemplo, llega casi a la superficie, lo que representa una zona de surgencias, y por ende rica en nutrientes. En cambio para, el BVF y el $k - \varepsilon$, la intensidad de los giros es menor. En el BVF, la reducción en intensidad de los giros es mayor, es decir, con giros menos definidos. El $k - \varepsilon$ es intermedio, ya que ni simula giros muy intensos como el LMD y el MY, ni tan débiles como si se usara un esquema de mezcla simple (BVF).



Figura 12. Corte vertical de temperatura en la línea mostrada en la figura 11

Como otra medida de la intensidad de los giros se calculó la varianza espacial de la superficie libre y la IEC de 0 a 100 m (figura 13). En esta figura se confirma el hecho de que el BVF es el esquema que simula los giros menos intensos, seguido del $k - \varepsilon$.

Por otro lado el MY y el LMD son muy semejantes, al simular los giros más intensos, en especial en la zona sur (figura 12). Esto va en contra de lo que se podría esperar, ya que estos dos MSMV calculan el coeficiente de viscosidad y de difusión de

manera distinta. Por otro lado el MY y el $k - \varepsilon$ aunque pertenecen al mismo grupo muestran resultados notablemente diferentes.



Figura 13. a) Varianza espacial de la superficie libre y b) integral de la energía cinética para cada esquema

Con la finalidad de ver que MSMV simula las temperaturas más bajas en la zona de las islas, se hizo un ensamble (promedio) con las salidas de todos los modelos y se calculó el promedio anual; se toma este valor como si fueran los datos control, para obtener así una anomalía en la temperatura y hacer más fácil la discusión (figura 14).

En general se tienen pocas diferencias en la temperatura modelada para esta zona, con variaciones de la anomalía de más-menos 1°C. El BVF simula las temperaturas más altas (menos enfriamiento), en especial en la cuenca Tiburón y en las regiones de las islas. El LMD es el que simula las temperaturas más bajas, para las mismas regiones. El $k - \varepsilon$ y el MY para la zona de las islas son los que menos variaciones se observan. Siendo del orden de 0.2 a -0.2 °C.



Figura 14. Anomalía de la temperatura a 10 m estimadas para MSMV, en la zona de las islas.

A manera de resumen, en la figura 15 se grafican las diferencias de las temperaturas superficiales entre todos los esquemas, para encontrar zonas de similitud y diferencias entre los MSMV.

En general se puede observar que la zona de los giros ciclónicos de la zona sur es donde difieren más los esquemas (mas de 4°C), que son las diferencias entre el BVF con el LMD y MY, mientras que estos dos últimos, son lo que menos difieren entre sí (de -0.5 a $0.5 \, ^{\circ}$ C). Como se menciona antes, esto último es contrario a lo que se podría suponer ya que los esquemas LMD y MY, son de diferente naturaleza, siendo el LMD un modelo empírico.

En la parte norte, los más semejantes son el LMD y el $k - \varepsilon$. Mientras que en las zonas de las islas, y como se vio en las figuras 9 y 10, los más semejantes, son el MY y el $k - \varepsilon$, ya que es la única región donde éstos tienen casi los mismos valores de viscosidad y difusión turbulenta.



Figura 15. Diferencia de temperatura superficial entre todos los esquemas

IV.1 Discusiones

En el presente trabajo se compararon cuatro esquemas de parametrización de la mezcla vertical, los cuales utilizan el concepto de viscosidad turbulenta: MY, $k - \varepsilon$, LMD y BVF. Los dos primeros son modelos de dos ecuaciones que utilizan la relación de Kolmogorov-Prandtl y los dos últimos son modelos de cero ecuaciones, es decir que parametrizan el coeficiente de viscosidad con propiedades del flujo medio (ej. número de Brünt-Vaisala, velocidad de fricción, escala de longitud de Monin Obukhov).

Primero se analizó la sensibilidad de los esquemas a forzamientos superficiales mediante un modelo idealizado sin efectos complicados de frontera o batimetría. Posteriormente se utilizó un modelo del GC usando forzamientos realistas, tanto atmosféricos como de batimetría y corrientes.

Con la configuración idealizada se encontró que a pesar de que el MY y el LMD tienen estructura diferente, son los modelos que más se parecen en cuanto a la forma y valor de la temperatura y velocidad vertical que producen. Además son los que mejor reproducen la presencia de la termoclina esperada, dada la ausencia de gradientes horizontales y velocidades verticales fuertes (i.e. somera en verano y profunda en invierno). Por lo que los efectos superficiales deben restringirse a las capas superficiales. En cambio el BVF y el $k - \varepsilon$ tienden a homogeneizar el perfil, por lo que cada año son más fríos y por ende para simulaciones largas no son recomendables.

El BVF por su parte es un esquema altamente sensible a los forzamientos superficiales, como se observó tanto en el modelo idealizado como en el del GC. Esto se debe a que el coeficiente de viscosidad, para este modelo, depende únicamente del nivel de estratificación ($\propto \frac{\partial \rho^{-1}}{\partial z}$). Mientras que los demás esquemas agregan a su estructura cortes de

velocidad y los forzamientos superficiales lo que se traduce a más variables dentro de ellos, como el cálculo de la profundidad de la capa límite, la velocidad de fricción, entre otros.

El $k - \varepsilon$, tiene un comportamiento en la superficie semejante al MY y LMD, pero en el interior crea un perfil más homogéneo (es más difusivo), parecido al BVF, a pesar de que este esquema es similar al MY por resolver dos ecuaciones de transporte (una para la energía cinética y otra para la disipación). Este comportamiento esta probablemente relacionado al hecho de que, como se muestra en la ecuación 31, el coeficiente ($c_{3\varepsilon}$), que multiplica al término de destrucción-producción por flotabilidad depende del número de Richardson (Ri) lo que le aumenta la sensibilidad a la estratificación de manera similar que el BVF, sin embargo como involucra más física en sus ecuaciones es menos sensible que éste. Además Warner, *et al.* (2003) determinaron la contribución relativa del corte, la disipación y la flotabilidad, y encontraron que la contribución de la disipación en el $k - \varepsilon$, juega un papel más sustancial que los otros dos efectos, lo que sustenta el hecho de que es más disipativo que el MY.

Las mayores diferencias entre los esquemas se observan en verano-otoño, donde se tienen las máximas magnitudes del viento y flujo de calor neto, mientras que en invierno, que es la estación donde se tienen los valores más altos del coeficiente de difusión, los esquemas son más parecidos.

Lo anterior difiere de los estudios de Wijesekera, *et al.* (2003) y Burchard, *et al.* (1998), quienes compararon los mismos esquemas usados en este trabajo bajo diferentes escenarios, y concluyeron que todos se comportaban de manera semejante. En el presente trabajo se observó que esto es cierto sólo al inicio de las simulaciones; entre más pasa el tiempo las diferencias se van ampliando. En parte esto puede ser debido a que el presente modelo idealizado incluye ganancias y pérdidas de calor, aunado al efecto del viento en simulaciones más largas (dos años), mientras que Wijesekera *et al.* (2003) y Burchard, *et al.* (1998) utilizaron solo pérdida de calor y en un periodo de días.

Durski *et al.* (2004) también compararon el MY y el LMD, en un océano costero. Aunque concluyeron que hay diferencias, no pudieron concluir cual es mejor, ya que aunque el comportamiento del MY es intuitivamente mejor (por incluir en algunos aspectos más física que el LMD), les faltó compararlos con datos reales o con estudios numéricos de alta resolución.

En cuanto a los modelos realistas del GC, en la primera parte del análisis los esquemas se compararon de manera semejante a los idealizados (para comparar perfiles de temperatura y velocidad). Por lo que dividió al GC en cuatro zonas (figura 3):

Zona norte: en verano-otoño el MY simula las temperaturas a 10 m (T10) más altas, mientras que los demás tienen casi el mismo comportamiento (~2°C menos). Cabe destacar que en esta zona el MY y el $k - \varepsilon$, tienen la mejor resolución vertical, por ser la zona más somera en este estudio (~ 175 m), no obstante a lo largo del año éstos esquemas no se parecen (solo en invierno).

Con respecto a las velocidades se tienen pocas diferencias y todos los esquemas tienen valores de viscosidades semejantes. El BVF modela un perfil de velocidad casi constante, no simula el corte que los demás a los 8 m, además de tener valores de viscosidad demasiado grandes en otoño-invierno (del orden de 10^6 cm²/s).

Los esquemas más semejantes en esta zona son el LMD y el $k - \varepsilon$. Así que considerando que el LMD es poco sensible a la resolución vertical, y que el $k - \varepsilon$ es donde mayor resolución tiene para resolver las ecuaciones, se podría decir que son los esquemas que mejor simulan la temperatura en esta zona.

Zona islas: esta región es la única donde los más parecidos son el MY y $k - \varepsilon$ los cuales simulan en verano las temperaturas más altas. El LMD es el que simula las temperaturas más bajas. Lo extraño en esta zona es que los coeficientes arrojados por el BVF son notablemente más altos que los demás esquemas, sin embargo el impacto de estos no se ve reflejado en la simulación de la temperatura y la velocidad. Esto puede deberse a que en esta región la mezcla vertical por procesos turbulentos no sea tan importante, sino que domine más la mezcla horizontal, o por mareas.

Zona media y de la boca del GC: región donde se encuentran las mayores diferencias entre las simulaciones de la temperatura y la velocidad. Los modelos más parecidos nuevamente son el MY y el LMD en ambas variables, mientras que el BVF es el esquema que simula las temperaturas más altas y a su vez el esquema menos energético (figura 7).

Es importante puntualizar, que en el promedio estacional, son las regiones con las mayores magnitudes de velocidad, por lo que los términos advectivos en estas zonas son muy importantes, y al no simular correctamente el perfil de velocidades con mayor dificultad lo harán para las temperaturas.

IV.2 Conclusiones

En general se puede concluir que los esquemas más confiables son el MY y el LMD, por diversas razones, en la configuración idealizada i) simulan mejor lo esperado, ii) además de ser más estables en simulaciones largas, y iii) para la configuración realista del GC, simulan cualitativamente bien los giros en la parte norte y sur del Golfo, comparándolo con resultados de artículos (Zamudio, *et al.* 2008, Pegau, *et al.* 2002). Aunque faltaría comparar los resultados más cuantitativamente con datos observados)

Los MSMV $k - \varepsilon$ y BVF tienden a simular remolinos menos intensos, siendo el más drástico el BVF al crear una capa de mezcla en los primeros 20 m, en lugar de la surgencia ocasionada por la presencia de un remolino ciclónico que los demás esquemas si simulan (figura 15).

La mayor debilidad de utilizar un esquema como el BVF es que es altamente sensible a los forzamientos superficiales por lo que los giros de la zona norte y sur del Golfo no los simula como debe ser. Difunde la información de la superficie sin importar mucho la historia, o el estado previo del océano.

En cambio el LMD antes de calcular el coeficiente de difusión (o viscosidad), en base a los forzamientos superficiales y a la situación del flujo (estratificación y corte) calcula la profundidad de la capa límite. A pesar de que el MY y el $k - \varepsilon$, son esquemas de dos ecuaciones, como se observó tanto en el modelo idealizado como en el del GC, su desempeño es muy diferentes. Como se ha mencionado, una razón es que el $k - \varepsilon$ depende en gran medida del número de Richardson, por lo que es más perturbado por los forzamientos superficiales.

Por lo anteriormente dicho los esquemas más recomendables dado que simulan mejor la dinámica tanto del océano idealizado como en el del GC son el MY y el LMD. Como el MY resuelve ecuaciones de transporte esto requiere más tiempo de cómputo, por lo que para estudios prácticos se recomienda usar mejor el LMD.

Para estudios futuros se recomienda comparar los resultados obtenidos en la presente tesis con datos observados, no solo en la superficie, sino en cortes verticales con datos de anclajes. Además, dentro de cada esquema se pueden modificar diversos parámetros para mejorarlos, por lo que también se recomendaría probar diversos valores de éstos para ajustarlos, en especial al LMD y MY.

Referencias

- Alexander, M. A., J. D. Scott y C. Deser (2000): Processes that influence sea surface temperature and oceanic mixed layer depth variability in a coupled model, Journal of Geophysical Research, 105 (C7): 16, 823-16,842
- Alvarez-Borrego, S. y J.R. Lara-Lara (1994): The physical Environment and Primary Productivity of the Gulf of California. En: The Gulf and Peninsular Province of the Californias, Mem. Am. Assoc. Pet. Geol., 47:555-567.
- **Boyer-Montégun, C., G. Madec, A.S. Fisher, A. Lazar y D. Iudicone** (2004): Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-bases climatology, Journal of geophysical research, 109: C12003.
- **Beier, E. y P. Ripa** (1999) Seasonal Gyres in the northern Gulf of California, Journal of Physical Oceanography, 29: 302-211.
- **Burchard, H. y K. Bolding (2001)**: Comparative Analysis of Four Second-Mpment Turbulence Closure Models for the Oceanic Mixed Layer, Journal of Physical Oceanography, 31: 1943-1968.
- **Burchard, H., O. Petersen y T.P. Rippeth** (1998): Comparing the performance of the Mellor-Yamada and the $k \varepsilon$ two-equation turbulence models, Journal of Geophysical Research, 103 (C5): 10,543-10,554.
- Canuto, V. M., A. Howard, Y. Cheng y M.S. Dubikov (2001): Ocean turbulence, part I: One-point closure model momentum and heat vertical diffusivities, J. Physical Oceanography, 24: 2546-2559
- **Castro, R., M.F. Lavín y P. Ripa** (1994): Seasonal Heat Balance in the Gulf of California. Journal of Geophysical Research, 99(C2): 3249-3261.
- **Chen, D., A.J. Busalacchi y L.M. Rothstein** (1994): The roles of vertical mixing, solar radiation, and wind stress in a model simulation of the sea surface temperature seasonal cycle in the tropical Pacific Ocean, Journal of Gephysical Research, 99 (C10): 20,345-20,359
- **Cushman-Roisin, B. y J.M. Beckers** (2007): Introduction to Geophysical Fluid Dynamics, physical and Numerical aspects. Ed. Academic press: 755 pp.

- **Durski, S. M., S. M. Glenn y D.B. Haidvogel** (2004): Vertical mixing schemes in the coastal ocean: Comparison if the level 2.5 Mellor scheme with an enhanced version of the K profile parameterization, Journal of Geophysical Research, Vol. 109, C01015.
- Figueroa, J.M., S.G. Marinone y M.F. Lavin (2003) A description of Geostrophic Gyres in the Southern Gulf of California. En: Velasco-Fuentes, O.U, J. Sheinbaum y J. Ochoa: Nonlinear Processes in Geophysical Fluid Dynamics, Ed. Kluert Academic Publishers: 237-255 pp.
- Galperin, B., L.H. Kantha, S. Hassid y A. Rosati (1988): A Quasi-equilibrium turbulent energy Model for Geophysical Flows, Journal Atmospheric Science. 45: 55-62
- Haidvogel, D. B. y A. Beckmann (1999): Numerical Ocean Circulation Modeling, Imperial College Press. 163-201
- Kara, A. B., P. A. Rhoxhford y H.E. Hurlburt (2003): Mixed Layer Depth Variability over the Global Ocean, Journal of Geophysical Research, 108 (103): 3079.
- Kantha, L.H. y C.A. Clayson (1994): An improved mixed layer model for geophysical applications. J. Geophys. Res. 99: 25235–25266.
- Kantha, L.H y C.A. Clayson (2000): Numerical Models of Oceans and Oceanic Process. Ed. Academic Press: 940 pp.
- Kundu, P. K. y I.M. Cohen (2004): Fluid Mechanics, tercera edición. Ed. ELSEVIER Academic press: 730 pp.
- Large, W. G., J. C. McWilliams, y S. C. Doney (1994): Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys.*, **32**: 363-403.
- Lavin, M.F. y S.G. Marinone (2003): An overview of the Physical Oceanography of the Gulf of California. En Velasco-Fuentes, O.U, J. Sheinbaum y J. Ochoa (2003): Nonlinear Processes in Geophysical Fluid Dynamics, ed. Kluert Academic Publishers: 173-204 pp.
- Li, X., Y. Chao, J.C. McWilliams y L.L. Fu (2001): A Comparison of Two Vertical-Mixing Schemes in a Pacific Ocean General Circulation Model. 14 (7).
- López, M., J. Candela y J. García (2008): Two overflows in the Northern Gulf of California, Journal of Geophysical Research, 113: c08023.

- López, M., J. Candela y M. L. Argote (2006): Why does the Ballenas Chanel have the coldest SST in the Gulf of California? Geophysical Research Letters, 33, L11603.
- Mascarenhas Jr., A.S., R. Castro, C.A. Collins y R. Durazo (2004): Seasonal Variation of Geostrophic Velocity and Heat Fluz at the Entrance to the Gulf of California, Mexico. Journal of Geophysical Research, 109: C07008
- Mellor, G.L. y Yamada, T. (1982): Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. Rev. Geophys. Space Phys. 20: 851–875.
- Pacanowsky, R.C., y S.G.H. Philander (1981): Parameterization of Vertical Mixing in Numerical Models of the Tropical Oceans, Journal of Physical Oceanography, 11: 1443-1451
- **Pegau, W.S., E. Boss, y A. Martínez** (2002): Ocean color observation of eddies during the summer in the Gulf of California. Geophysical Research Letter, 29(9): 1295.
- **Rodi, W.** (1984): Turbulence models and their application in hydraulics: a state of the art review. 2da edición.
- **Rodi, W.** (1987): Examples of Calculation methods for Flow and Mixing in Stratified Fluids, *Journal of Geophysical Research*, 92 (C5): 5305-5328.
- **Song, Y. y D. B. Haidvogel** (1994): A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system, *J. Comp. Phys.*,**115** (1): 228-244
- **Soto-Mardones, L., S.G. Marinone, y A. Parés-Sierra** (1999): Time and Spatial Variability of Sea Surface Temperature in the Gulf of California, Ciencias Marinas, 25(1): 1-30.
- **Troen, I. B., and L. Mahrt** (1986): A simple model of the atmospheric boundary layer; Sensitivity to surface evaporation, Boundary Layer Meteorol., 37: 129-148.
- Warner, J.C., C.R. Sherwood, H.G. Arango y R.P. Signell (2003): Performance of four turbulence closure models implemented using a generic length Scale Method. *Ocean Modelling*, 8: 81-113.
- Wijesekera, H.W., J.S. Allen y P.A. Newberger, (2003): Modeling Study of Turbulent Mixing over the Continental Shelf: Comparison of Turbulent Closure Schemes, Journal of Geophysical Research, 108 (C3): 3103.

- Zamudio, L., P. Hogan, y E.J. Metzger (2008): Summer Generation of the Southern Gulf of California Eddy Train, Journal of Geophysical Research, 113: C06020.
- Zawada, D.G., J.R.V. Zaneveld, E. Boss, W.D. Gardner, M.J. Richardson y A.V. Mishonov (2005): A comparison of hydrographically and optically derived mixed layer depths, Journal of Geophysical Research, 110: C11001.

Páginas web

[1] https://www.myroms.org/wiki/index.php/Regional_Ocean_Modeling_System_(ROMS) – consultado septiembre 2009