

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



**Maestría en Ciencias  
en Oceanografía Física**

---

**Estudio numérico sobre el efecto del oleaje en la  
dispersión relativa de trazadores lagrangianos en la  
superficie del mar ante condiciones de huracán**

Tesis

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

Presenta:

**Omar Zain Torres Ríos**

Ensenada, Baja California, México

2021

Tesis defendida por

**Omar Zain Torres Ríos**

y aprobada por el siguiente Comité

---

Dr. José Pedro Osuna Cañedo  
Director de tesis

Dr. Francisco Javier Ocampo Torres

Dr. Nicolas Rasclé Gilles

Dr. Ernesto García Mendoza



---

Dr. José Gómez Valdés  
Coordinador del Posgrado en Oceanografía Física

---

Dra. Rufina Hernández Martínez  
Directora de Estudios de Posgrado

*Omar Zain Torres Ríos © 2021*

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

Resumen de la tesis que presenta Omar Zain Torres Ríos como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Oceanografía Física.

## **Estudio numérico sobre el efecto del oleaje en la dispersión relativa de trazadores lagrangianos en la superficie del mar ante condiciones de huracán**

Resumen aprobado por:

---

Dr. José Pedro Osuna Cañedo  
Director de tesis

Los eventos de huracanes se caracterizan por la presencia de vientos extremos que inciden directamente en la superficie del mar modificando la dinámica de la capa superficial del océano. Esto se ve reflejado en la generación de oleaje extremo, el cual juega un papel importante en la transferencia de momento entre la atmósfera y el océano. La interacción entre el oleaje y el océano modifican el transporte superficial en el mar y por consecuencia la dispersión en la superficie. Aunque estudios previos han demostrado que la difusividad relativa aumenta en eventos de huracán, el efecto que tienen los vientos extremos en la dispersión relativa aún no ha sido explorado en detalle, menos aún es considerado el efecto del oleaje en la dispersión relativa. En este trabajo se caracteriza la dispersión relativa en evento de huracán en contraste con la dispersión relativa en condiciones típicas a partir de datos observados durante el proyecto Grand Lagrangian Deployment (GLAD). Se observó que durante periodo de huracán la dispersión relativa llega a ser hasta dos veces mayor que en condiciones típicas en escalas menores que 5km. En escalas mayores el aumento es de aproximadamente 15%. La dispersión es principalmente no-local en el periodo analizado durante evento de huracán. Adicionalmente, con el uso de simulación numérica se cuantifica el efecto del oleaje a partir del uso de dos métodos en la estimación de la deriva de Stokes; una obtenida con un modelo numérico de oleaje y otra de manera paramétrica (proporcional a la velocidad del viento). Estos valores de deriva de Stokes se suman a los valores de corriente calculados por un modelo numérico de circulación. Se encontró que la dispersión relativa observada se reproduce de manera satisfactoria utilizando trayectorias simuladas con las corrientes del modelo de circulación y las corrientes que incluyen la deriva de Stokes calculadas por el modelo de olas. Aunque la diferencia en la dispersión relativa calculada por estos dos experimentos numéricos es pequeña, la preferencia direccional de la dispersión fue reproducida de mejor manera cuando se utiliza la deriva de Stokes calculada a partir del espectro direccional del oleaje. En nuestros experimentos numéricos, el uso de una aproximación paramétrica para representar el efecto del oleaje en la circulación superficial induce un transporte de partículas a una distancia mayor, pero tiende a mantenerlas más juntas que en los otros casos.

**Palabras clave: Dispersión relativa, Oleaje, Huracán, Golfo de México**

Abstract of the thesis presented by Omar Zain Torres Ríos as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Physical Oceanography.

### **Numerical study on the effect of waves in the relative dispersion of surface lagrangian tracers under hurricane conditions**

Abstract approved by:

---

Dr. José Pedro Osuna Cañedo

Thesis Director

Hurricane events are characterised by the presence of extreme winds that impinge directly on the sea surface, modifying the dynamics of the surface layer of the ocean. This is reflected in the generation of extreme waves, which play an important role in the transfer of momentum between the atmosphere and the ocean. The interaction between waves and the ocean modifies the surface transport in the sea and consequently the dispersion at the surface. Although previous studies have shown that relative diffusivity increases in hurricane events, the effect the extreme forcing has on relative dispersion has not yet been explored in detail, let alone the effect of waves on relative dispersion. In this work we characterise the relative dispersion during a hurricane event in contrast to the relative dispersion in typical conditions using data observed during the Grand Lagrangian Deployment (GLAD) project. It was observed that during hurricane period the relative dispersion is up to twice as large as in typical conditions at scales smaller than 5km. At larger scales the increase is about 15%. The dispersion is mainly non-local during the hurricane event. Additionally, with the use of numerical simulation, the effect of waves is quantified through the use of two methods for the estimation of the Stokes drift; one obtained from the use of an spectral wave model and the other parametrically (proportional to wind speed). These Stokes drift values are added to the current values calculated by a numerical circulation model. The observed relative dispersion was found to be satisfactorily reproduced using currents from the circulation model and the same currents including Stokes drift calculated by the wave model. Although the difference in the relative dispersion calculated by these two numerical experiments is small, the directional preference of the dispersion was better reproduced when using the Stokes drift calculated from the directional wave spectrum. In our numerical experiments, the use of a parametric approximation to represent the effect of the wave on the surface circulation induces a transport of particles over a larger distance, but tends to keep them closer together than in the other cases.

**Keywords: Relative dispersion, Wind-waves, Hurricane, Gulf of Mexico**

## **Dedicatoria**

***A mis padres***

## Agradecimientos

En primer lugar quiero expresar mi agradecimiento al director de tesis, Pedro Osuna, quien me ha brindado siempre todos los medios necesarios para mi desarrollo como estudiante de maestría. Asimismo quiero agradecer a los miembros del comité de tesis, Francisco Ocampo, Nicolas Rascle y Ernesto García, por sus consejos, su ayuda y su apoyo incondicional durante el desarrollo de esta tesis.

Por otro lado, quiero agradecer a mis compañeros de generación por su apoyo y compañía, en especial a la M.C. Laura Perez por proporcionar los datos generados de HWRF. También a los integrantes del Grupo de Oleaje del Departamento de Oceanografía Física, por transmitirme una motivación incondicional para la investigación.

Además me gustaría agradecer particularmente a Lupita Pacheco por su apoyo en la coordinación logística y administrativa, así como a todo el personal administrativo y de intendencia.

Gracias también a todos los profesores del Posgrado en Oceanografía Física por su dedicación para generar y cultivar en nosotros un pensamiento crítico e inteligente, en especial al Dr. Luis Zavala por sus consejos, ayuda y apoyo durante el desarrollo de esta tesis. Además agradezco al departamento de oceanografía física del CICESE por su apoyo moral y económico.

Me gustaría también agradecer al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría (No. de becario: 905837) .

Agradezco al National Oceanography Centre (NOC) en Liverpool, Inglaterra, por facilitar el uso del modelo POLCOMS y al Dr. Jorge Zavala por proporcionar la batimetría utilizada en este estudio.

Por último me gustaría agradecer a mis padres y hermanos al igual que a mis

amigos por su apoyo moral durante esta etapa.

# Tabla de contenido

	Página
Resumen en español .....	ii
Resumen en inglés .....	iii
Dedicatoria .....	iv
Agradecimientos .....	v
Lista de figuras .....	viii
Lista de tablas .....	x
<b>Capítulo 1. Introducción</b>	
<b>Capítulo 2. Objetivos</b>	
2.1. Objetivo general .....	4
2.2. Objetivos específicos .....	4
<b>Capítulo 3. Metodología</b>	
3.1. Conceptos sobre dispersión lagrangiana .....	5
3.1.1. Dispersión relativa .....	5
3.1.2. Regímenes de dispersión turbulenta .....	7
3.2. El Golfo de México y el huracán Isaac .....	8
3.3. Datos de boyas de deriva .....	10
3.4. Modelos numéricos .....	12
3.4.1. Modelo Atmosférico HWRF .....	13
3.4.2. Modelo hidrodinámico POLCOMS .....	13
3.4.3. Modelo de oleaje WAM .....	14
3.4.4. Metodología de acoplamiento en POLCOMS–WAM .....	15
3.4.5. Implementación de los modelos en el Golfo de México .....	16
3.4.6. Modelo de trayectorias lagrangianas .....	18
3.5. Diseño de experimentos numéricos .....	19
<b>Capítulo 4. Resultados y discusiones</b>	
4.1. Dispersión relativa a partir de los datos de las boya del proyecto GLAD	21
4.1.1. Caso de referencia 1: Condiciones típicas .....	21
4.1.2. Caso de referencia 2: Condiciones de huracán .....	31
4.2. Dispersión relativa calculada a partir de los datos obtenidos por me- dio de simulación numérica .....	38
<b>Capítulo 5. Conclusiones</b>	
<b>Literatura citada .....</b>	<b>53</b>

## Lista de figuras

Figura	Página
1. Trayectoria del huracán Isaac (2012) por la región del Mar Caribe y el Golfo de México. El estado del desarrollo de la tormenta se encuentra indicado por los códigos en color de la barra, a la derecha de la imagen. La imagen fue tomada de la página del National Weather Service, de la NOAA ( <a href="https://www.weather.gov/mob/isaac">https://www.weather.gov/mob/isaac</a> ). . . . .	9
2. Posición inicial de las boyas de deriva. . . . .	11
3. Serie de tiempo que muestra el número de boyas activas durante el experimento. . . . .	11
4. Diagrama de acoplamiento entre los modelos POLCOMS y WAM. La información sobre forzamientos atmosféricos, generada por HWRF, es proporcionada <i>off line</i> y <i>sólo los modelos de corrientes y de oleaje transfieren información, de manera sincronizada, en los dos sentidos</i> . . . . .	16
5. Serie de tiempo de pares de oportunidad y originales activos en los rangos $D_o$ establecidos para condiciones típicas. . . . .	22
6. Correlación de velocidad lagrangiana normalizada de los pares de partículas (gráfica superior) y Razón de dispersión relativa zonal con la meridional (gráfica inferior) en función de la escala de separación de las partículas para diferentes separaciones iniciales de los pares en condiciones típicas. La línea vertical roja indica la escala del radio de deformación. . . . .	23
7. Dispersión relativa (gris) con los ajustes del régimen exponencial (línea negra), el régimen de Richardson (línea segmentada) y el régimen estándar (café) en condiciones típicas. La línea horizontal roja muestra la escala del radio de deformación. . . . .	25
8. Función de densidad de probabilidad de las separaciones de los pares comparado con las curvas teóricas del régimen exponencial (negro) y el régimen de Richardson (línea segmentada). . . . .	28
9. Prueba de Kolmogorov–Smirnov con el régimen exponencial (negro) y de Richardson (azul) cuando $D_o = 0.15, 1, 5, 10$ y $30\text{km}$ en condiciones típicas. La línea horizontal roja indica el valor de $p = 0.05$ . . . . .	29
10. Serie de tiempo de la cantidad de pares de oportunidad activos en los rangos $D_o$ establecidos para el periodo del huracán. La notación de colores es la misma que en la figura 5 . . . . .	32
11. Trayectorias de las boyas (azul) y el huracán (rojo) en el periodo del 26 al 31 de agosto. . . . .	33
12. Correlación de velocidad lagrangiana normalizada de los pares de partículas (panel superior) y razón de dispersión relativa zonal con meridional (panel inferior) en función de la escala de separación de las partículas para las diferentes $D_o$ en condiciones de huracán. La línea vertical roja indica la escala del radio de deformación. . . . .	34

13. Dispersión relativa de las boyas de deriva GLAD(gris) con los ajustes del régimen exponencial (línea negra) y el régimen de Richardson (línea segmentada) para diferentes  $D_o$  durante el periodo de huracán. La línea horizontal roja muestra la escala del radio de deformación de Rossby. . . . . 35
14. Prueba de Kolmogorov-Smirnov con el régimen exponencial (negro) y de Richardson (azul) para  $D_o = 0.15, 1, 5, 10$  y  $30\text{km}$  durante el periodo del huracán. . . . . 37
15. Comportamiento de la evolución de la dispersión relativa en función del tiempo en condiciones típicas (azul) y durante el periodo de huracán (naranja) para  $D_o = 0.15, 1, 5, 10$  y  $30\text{ km}$  . . . . . 39
16. Comparación de algunas trayectorias de las boyas GLAD (negro) con las trayectorias sintéticas obtenidas con el campo de corrientes euleriana(amarillo), Stokes paramétrica(azul), y formulación GLM(rojo). . . . . 40
17. Magnitud de velocidad promedio de las partículas para las boyas de GLAD y las simuladas con la corriente euleriana, Stokes parametrizada y GLM (Cambiar a español la fecha, agregar imagen de trayectorias). . . . . 41
18. Dispersión relativa para calculada por los diferentes experimentos para los distintos valores de separación inicial  $D_o$ . . . . . 42
19. Serie de tiempo de pares activos en  $D_o = 5, 10$  y  $30\text{ km}$  para el caso euleriano, Stokes paramétrico y formulación GLM. . . . . 43
20. Razón de dispersión relativa zonal con la meridional en función de la escala, para diferentes separaciones iniciales de los pares de partículas de las trayectorias simuladas (izquierda) y correlación de velocidad lagrangiana normalizada de los pares de partículas en función de la escala de separación de las partículas (derecha). La línea vertical roja indica la escala del radio de deformación de Rossby. . . . . 44
21. Ajustes del régimen exponencial y de Richardson en la dispersión relativa de las trayectorias simuladas con los campos eulerianos (arriba), Stokes paramétrico (centro) y GLM (abajo). . . . . 45
22. Serie de tiempo del parámetro  $p$  de la prueba K-S para las trayectorias simuladas para  $D_o = 5\text{km}$  (paneles en fila superior),  $10\text{km}$  (paneles en fila central) y  $30\text{km}$  (paneles en fila inferior). La columna de la izquierda indica la serie obtenida con las PDF's del experimento EXP01, la columna del centro muestra las obtenidas de las trayectorias con el experimento EXP02 y la columna de la derecha las obtenidas para el experimento EXP03. 46

## Lista de tablas

Tabla	Página
1. Patrón inicial de colocación de los derivadores tipo CODE, fecha de inicio y número de derivadores liberados durante el proyecto GLAD. Algunos de los derivadores fueron recuperados y liberados de nuevo durante el experimento. . . . .	12
2. Valores del parámetro $T$ [días] para describir la dispersión no-local, obtenidos en este estudio y en estudios previos dentro en el GdM. . .	26
3. Valores del parámetro $\beta$ [ $\text{km}^{\frac{2}{3}}\text{d}^{-1}$ ] para describir la dispersión local, obtenidos en este estudio y en estudios previos en el GdM. . . . .	27
4. Comparación de los parámetros de dispersión no-local y local del régimen exponencial ( $T$ [días]) y de Richardson ( $\beta$ [ $\text{km}^{\frac{2}{3}}\text{d}^{-1}$ ]) utilizando los datos de boyas GLADS para los casos de condiciones típicas y durante el huracán. . . . .	38
5. Parámetros de dispersión no-local ( $T$ ) y local ( $\beta$ ). . . . .	47

## Capítulo 1. Introducción

---

El 20 de abril de 2010 ocurrió la explosión de una plataforma petrolera en el noreste del Golfo de México (GdM) provocando uno de los derrames accidentales de petróleo más grandes de la historia. Se estima que dicho desastre industrial, conocido como el derrame “Deepwater Horizon” (DwH), derramó alrededor de 4.9 millones de barriles al océano (McNutt *et al.*, 2012). Esto tuvo un gran impacto tanto económico como ecológico, llegando a contaminar y afectar hábitats de aguas profundas en el GdM (Beyer *et al.*, 2016).

La respuesta más adecuada durante estos eventos reside en predecir el comportamiento de la dispersión del contaminante para poder actuar con anticipación sobre las posibles zonas en riesgo de ser afectadas. Para esto se tiene que identificar y caracterizar dicho comportamiento por medio de estudios de dispersión. Estos estudios se basan en el seguimiento de trazadores que además de representar contaminantes pueden también representar propiedades físicas u otras sustancias químicas o biológicas (Zavala-Sansón *et al.*, 2017). La aplicación de esta metodología no sólo se restringe a la dispersión de contaminantes sino que también puede ser útil en situaciones de búsqueda y rescate de objetos o cuerpos a la deriva (Breivik y Allen, 2008; Breivik *et al.*, 2011, 2013), en la dispersión de microplásticos (van Sebille *et al.*, 2015) y el transporte de organismos planctónicos (van Sebille, 2014), el cual es usado en la industria pesquera para identificar bancos de peces (Röhrs *et al.*, 2014).

Para obtener una estimación precisa de la dispersión en la superficie del océano se requiere un entendimiento de la dinámica oceánica en un amplio rango de escalas espaciales (Poje *et al.*, 2014). La dispersión está regida por la naturaleza turbulenta del océano, la cual depende de la escala de las estructuras del flujo que actúan sobre él (Zavala-Sansón *et al.*, 2017). Generalmente se utilizan trayectorias lagrangianas obtenidas a partir de boyas de deriva para obtener información sobre las estructuras del flujo. Estos instrumentos han sido utilizados anteriormente para describir corrientes con estructuras del flujo de gran escala, como las estructuras generadas por la Corriente de Lazo en el GdM (Richardson, 1983), la corriente Atlántica-Noruega (Poulain *et al.*, 1996) y la corriente circumpolar Antártica (Davis, 1998). Sin embargo, existe una gran variabilidad tanto espacial como temporal en el océano, por lo que dos boyas lanzadas en el mismo lugar en diferente tiempo (o dos boyas lanzadas simultáneamente

en diferentes posiciones cercanas) a menudo describen trayectorias muy distintas. Por lo tanto, es conveniente utilizar un conjunto de trayectorias de boyas para obtener una descripción estadística de las estructuras del flujo (LaCasce, 2008).

Dentro de los estudios de dispersión relativa en el GdM se encuentra el de LaCasce y Ohlmann (2003). En tal estudio se utilizaron pares de oportunidad a partir de boyas de deriva para describir la dispersión relativa y concluyeron que la dispersión es no-local en escalas menor que el radio de deformación de Rossby en el GdM (45 km). Evidencia que apoya esta teoría fue encontrada por LaCasce (2010) utilizando la función de distribución de probabilidad (PDF) de la separación de los pares. Por otro lado, Poje *et al.* (2014) concluyen que la dispersión relativa es local en escalas de cientos de metros a cientos de kilómetros. Los resultados de este último estudio fueron obtenidos utilizando la función de estructura de segundo orden de la velocidad longitudinal y el promedio de separación de la difusión relativa con derivadores superficiales. Utilizando estos mismos datos obtenidos de los derivadores, Beron-Vera y LaCasce (2016) compararon la estadística de la separación de los pares con trayectorias simuladas y encontraron ambigüedad en la estadística al momento de clasificar la dispersión ya que en algunos casos se indicaba dispersión local mientras que otros sugerían dispersión no-local. En ninguno de los estudios anteriormente mencionados se ha considerado aún el efecto de vientos extremos inducidos por un huracán.

El uso de modelos oceánicos ha permitido distinguir efectos de submesoescala como las oscilaciones inerciales en la dispersión relativa (Beron-Vera y LaCasce, 2016), pero el efecto de otros procesos, como el oleaje, aún no se ha explorado y se requiere de mayores esfuerzos de investigación para entenderlos y evaluarlos. En estudios recientes se ha encontrado que la interacción oleaje-corriente tiene un efecto importante en el transporte superficial, de acuerdo a Curcic *et al.* (2016) dicho proceso contribuye hasta con 20% de la magnitud de la velocidad lagrangiana de las partículas en eventos de huracán. Este efecto proviene de la deriva de Stokes, una corriente de deriva que se presenta debido al movimiento orbital promedio del oleaje. De acuerdo a Tamura *et al.* (2012), los valores de promedio anual de la deriva de Stokes en el Pacífico norte alcanzan valores entre 2 y 10 cm/s. Este efecto es más evidente en condiciones de vientos extremos, como los que se observan durante un huracán, los cuales producen también oleaje extremo. Curcic *et al.* (2016) encontraron que durante estos eventos

de huracán la difusividad relativa es 6 veces mayor que en condiciones típicas, al considerar elipses de varianza siguiendo la metodología de Okubo (1971). Un análogo a la varianza es la dispersión relativa, la cual nos proporciona información adicional sobre las estructuras del flujo que rigen la dispersión.

En el presente estudio se plantea investigar el efecto de la interacción olas-corrientes en la dispersión relativa utilizando la estadística de separación de pares de partículas para complementar los resultados obtenidos por Curcic *et al.* (2016). Se caracteriza la dispersión relativa con datos de boyas de deriva del proyecto GLAD (Grand Lagrangian Deployment) durante condiciones de huracán y se compara con los resultados de la separación de partículas que se obtienen a partir de trayectorias sintéticas obtenidas del modelo oceánico POLCOMS v.3.4.2 (Laboratory Coastal Ocean Modelling System; Holt y James, 2001) acoplado con una versión modificada del modelo espectral de tercera generación de oleaje WAM (WAve Modelling; Monbaliu *et al.*, 2000). Los forzamientos que se incorporan en los modelos POLCOMS y WAM fueron obtenidos a partir de una implementación regional del modelo atmosférico HWRF v.3.8 (Hurricane Weather Research and Forecasting Model). Con el uso del modelo acoplado se busca encontrar y cuantificar explícitamente el efecto del oleaje en la dispersión relativa.

## Capítulo 2. Objetivos

---

### 2.1. Objetivo general

Estudiar el efecto de la interacción olas-corrientes en la dispersión relativa superficial bajo condiciones de huracán.

### 2.2. Objetivos específicos

- Caracterizar la dispersión relativa durante el paso del huracán a partir de datos de boyas de deriva superficial.
- Cuantificar el efecto del oleaje en la dispersión relativa haciendo uso de datos obtenidos a partir de simulación numérica y aproximaciones paramétricas.

## Capítulo 3. Metodología

---

### 3.1. Conceptos sobre dispersión lagrangiana

De acuerdo a la teoría de Kolmogorov, los sistemas hidrodinámicos poseen un rango espacial (o temporal) en donde la razón de transferencia de la energía cinética entre las escalas de la turbulencia y la razón de disipación de la misma se encuentran en equilibrio. El sentido en el cual se transfiere la energía (cascada de energía) nos dicen mucho sobre la estructura del flujo, y las características turbulentas del sistema dinámico pueden ser determinadas a partir de la dispersión relativa de un número finito de partículas inertes (LaCasce y Ohlmann, 2003; Zavala, 2019, apuntes personales).

#### 3.1.1. Dispersión relativa

Considerando un grupo de partículas en un flujo con turbulencia bidimensional idealizada (homogénea, estacionaria e isotrópica), la teoría original de Richardson (1926) propone que conforme se separan las partículas, la función de densidad de probabilidad (PDF) de las separaciones  $D$  obedece la ecuación de Fokker-Planck

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial D} \left( DY \frac{\partial P}{\partial D} \right), \quad (1)$$

donde  $P$  representa la función de densidad de probabilidad, mientras que  $Y$  es la difusión relativa que depende generalmente de la separación entre las partículas,  $D$ . Esta ecuación nos indica cómo evoluciona la PDF en el tiempo. Algunas soluciones de (1) con diferentes formas de  $Y(D)$  las presentan LaCasce (2010) y Graff *et al.* (2015). A continuación se resumen los resultados más relevantes para el propósito de este estudio.

Como condición inicial se supone una distribución de las separaciones de la forma,

$$P(D, t = 0) = (2\pi D)^{-1} \delta(D - D_0), \quad (2)$$

lo cual indica que, en una área determinada, cada par de partículas está separada una distancia  $D_0$ . Debido a la suposición de isotropía, es posible encontrar (LaCasce, 2010;

Zavala-Sansón, apuntes personales) que,

$$\int P dA = 2\pi \int_0^{\infty} P D dD = \int_0^{\infty} \delta(D - D_0 D) dD = 1. \quad (3)$$

De acuerdo a Graff *et al.* (2015), es posible obtener los momentos de las separaciones a partir de la PDF, los cuales se expresan como:

$$\overline{D^n(t)} = 2\pi \int_0^{\infty} D^{n+1} P dD. \quad (4)$$

La dispersión relativa se define como el segundo momento ( $n = 2$ ) de (4) y de aquí en adelante la expresamos como  $\overline{D^2}$ .

La dispersión relativa de un conjunto  $N$  de partículas que inicialmente están separadas entre sí una distancia  $D_0$ , se determina a partir del promedio del cuadrado de la separación de cada par en tiempos subsecuentes:

$$\overline{D_i^2(t; D_0)} = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{p < q} [x_i^p(t) - x_i^q(t)]^2, \quad (5)$$

en donde  $x$  representa la posición de las partículas  $p$  y  $q$  a lo largo del componente  $i$ . La ecuación (5) nos indica la dispersión relativa en sus componentes meridional ( $i=1$ ) y zonal ( $i=2$ ), mientras que la dispersión relativa total se calcula al sumar estos dos componentes.

Por otro lado, la difusión relativa en cada una de los componentes,  $i$ , representa la rapidez con la que se separa cada par elegido en (5):

$$Y_i(t; D_0) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{D_i^2}. \quad (6)$$

De igual manera, la difusión relativa total es calculada como la suma de las dos componentes calculadas en (6).

La estadística de la separación entre pares de partículas, en este caso la dispersión relativa, nos ayuda a describir características esenciales de la turbulencia oceánica, y con ella se puede diferenciar entre dispersión local y no-local. La dispersión no-local está asociada a la influencia de estructuras del flujo de mayor tamaño que la separación entre las partículas, la cual induce un crecimiento exponencial de la dispersión relati-

va con respecto al tiempo. La dispersión local está asociada a estructuras de tamaño similar que la separación de las partículas, las cuales inducen una dispersión relativa que crece con tendencia de ley potencial. Tanto la dispersión local como la no-local pueden estar presentes en diferente escalas espaciales por lo que es útil identificar y diferenciar los regímenes de la dispersión turbulenta.

### 3.1.2. Regímenes de dispersión turbulenta

Si se considera una escala de inyección de energía  $D_I$ , las partículas se separan exponencialmente bajo la influencia de estructuras mayores que la separación inicial de éstas Cuando  $D_o < D_I$ . Este comportamiento representa el régimen bidimensional de turbulencia de la cascada de enstrofia, en donde la difusión es proporcional a la dispersión relativa.

$$Y = \chi^{1/3} D^2 \quad (7)$$

Aquí  $\chi$  representa la razón de transferencia de enstrofia que ocurre en escalas menores que  $D_I$ . La expresión anterior implica un crecimiento exponencial de la dispersión relativa con una escala de tiempo  $T \propto \chi^{-1/3}$  (Lin,1972). La PDF está dada por

$$P(D, t) = \frac{1}{4\pi^{3/2} D_o^2 (t/T)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{[\ln(D/D_o) + 2t/T]^2}{4t/T} \right\} \quad (8)$$

y la dispersión relativa es

$$\overline{D^2} = D_o^2 \exp \left( 8 \frac{t}{T} \right) \quad (9)$$

Este régimen se denomina régimen exponencial y describe la dispersión no-local.

Al considerar la separación inicial de la partículas tal que  $D_o \geq D_I$ , la dispersión es gobernada por el régimen de cascada (inversa) de energía. Aquí se supone que la difusión es:

$$Y = \epsilon^{1/3} D^{4/3} \quad (10)$$

Ésta es conocida como la ley de 4/3 de Richardson, con  $\epsilon$  indicando la razón de transferencia de energía. Este comportamiento de dispersión se describe con el régimen conocido como régimen de Richardson. La PDF que se obtiene cuando la difusión pre-

senta este comportamiento está dada por

$$P(D, t) = \frac{1}{(4/3)\pi\beta(D_o D)^{2/3}t} I_2 \left[ \frac{9(D_o D)^{1/3}}{2\beta t} \right] \exp \left[ -\frac{9(D_o^{2/3} + D^{2/3})}{4\beta t} \right] \quad (11)$$

donde  $I_2$  es la función de segundo orden de Bessel y  $\beta \propto \epsilon^{1/3}$ . En el estudio de Graff et al. (2015) se obtuvo una expresión explícita para la dispersión relativa tal que:

$$\overline{D^2} = \frac{5!}{2} \left( \frac{4\beta t}{9} \right)^3 \exp \left( -\frac{9D_o^{2/3}}{4\beta t} \right) M \left( 6, 3, \frac{9D_o^{2/3}}{4\beta t} \right) \quad (12)$$

Donde  $M$  es la función de Kummer. El límite asintótico para tiempos largos es  $D^2 \approx 5.2675\beta^3 t^3$ , indicando el comportamiento de  $t^3$  de la dispersión relativa dentro del régimen de Richardson. La PDF es autosimilar y su límite asintótico está dado por:

$$p(D, t) = \left( \frac{3}{2} \right)^5 \frac{1}{4\pi(\beta t)^3} \exp \left( -\frac{9D^{2/3}}{4\beta t} \right) \quad (13)$$

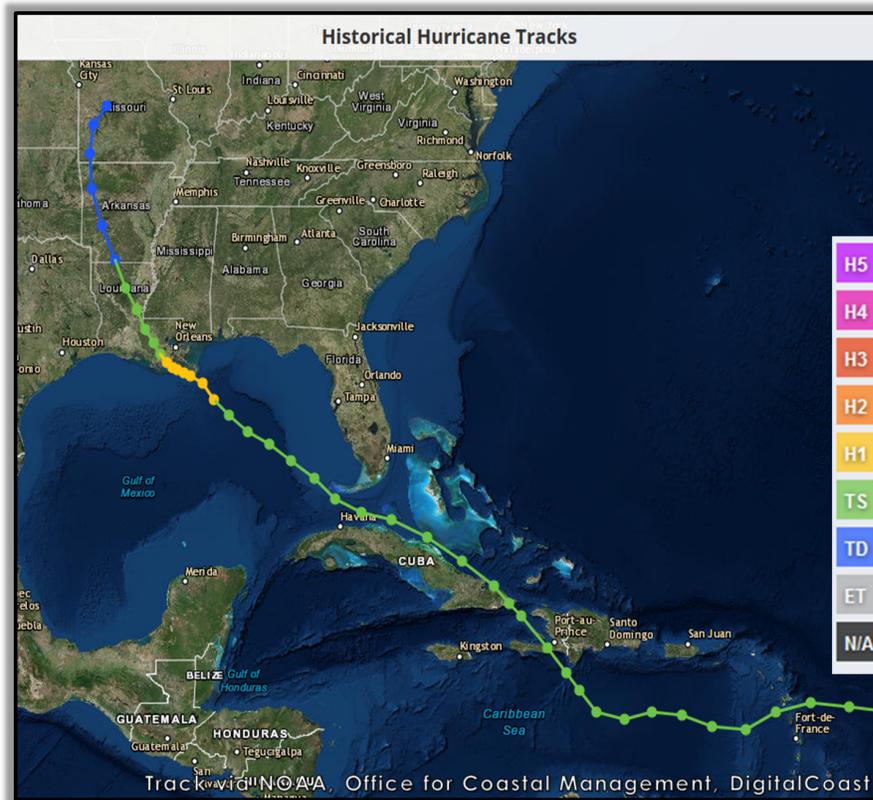
Cuando  $D_o \gg D_I$ , las partículas están separadas una distancia mucho mayor que el tamaño de los remolinos que contienen la energía. Por lo tanto, la dispersión es aleatoria y su difusión es aproximadamente constante ( $Y \propto \text{constante}$ ). Éste es el régimen de difusión estándar. La dispersión relativa es proporcional al tiempo de forma que  $\overline{D^2} = 2Yt$  y la PDF es también autosimilar.

### 3.2. El Golfo de México y el huracán Isaac

El estudio presente fue realizado con información obtenida en el Golfo de México (GdM), el cual se encuentra localizado entre los  $-98^\circ$  y  $-81^\circ$  de longitud y entre los  $19^\circ$  y  $30^\circ$  de latitud. Se trata de un mar semi-encerrado, con conexiones estrechas con el Mar Caribe a través del estrecho de Yucatán y el Océano Atlántico a través del Canal de la Florida. La región se encuentra en la zona de influencia de los vientos Alisios, por lo que los vientos reinantes poseen una dirección este-oeste, con variaciones intra-anales asociadas a sistemas regionales adyacentes al GoM. Estos vientos generan una circulación diferencial entre la zona de aguas profundas y la de plataforma continental con relativamente poco intercambio entre ambas zonas. Esto se debe a que la zona de aguas profundas está bastante restringida por el tamaño de la cuenca y la pla-

taforma continental está dominada por corrientes pegadas al talud. Adicionalmente, en aguas profundas, la circulación superficial es notablemente influenciada por la Corriente de Lazo y los remolinos que se desprenden de la misma. Zavala-Hidalgo *et al.* (2014) ofrecen una descripción muy completa sobre la variabilidad de los vientos y las corrientes en la región del GdM.

El GdM es una región con alta relevancia económica ya que en este se realizan actividades como la extracción de petróleo y la pesca industrial. Desgraciadamente el GdM también es zona que estacionalmente recibe el impacto de la influencia de tormentas tropicales que pueden llegar a evolucionar hasta la categoría de huracán. De acuerdo al National Hurricane Center (NHC), la temporada de huracanes en el Océano Atlántico, en el que se incluye al GdM, se extiende desde el 1 de junio hasta el 30 de noviembre.



**Figura 1.** Trayectoria del huracán Isaac (2012) por la región del Mar Caribe y el Golfo de México. El estado del desarrollo de la tormenta se encuentra indicado por los códigos en color de la barra, a la derecha de la imagen. La imagen fue tomada de la página del National Weather Service, de la NOAA (<https://www.weather.gov/mob/isaac>).

Las condiciones meteorológicas extremas que se presentan durante condiciones de huracán dificultan en gran medida el estudio extensivo de estos meteoros y sus

efectos. Por consecuencia, cada año el NHC realiza un seguimiento de la evolución de las tormentas tropicales que inciden en el Mar Caribe y el Golfo de México ya que suponen una amenaza para la región costera. El seguimiento sistemático incluye vuelos a través de las tormentas, el lanzamiento de instrumentos para la medición de condiciones atmosféricas y oceánicas además de monitoreo usando imágenes satelitales y de radar. Aún así, las mediciones son de baja cobertura espacial y baja resolución temporal.

Entre el 26 de agosto y el 28 de agosto de 2012, se presentó la propagación de la tormenta tropical Isaac en el GdM (figura 1). La tormenta alcanzó la categoría 1 de huracán frente a las costas de Louisiana por la tarde del día 28 y tocó tierra entre la tarde del 28 y la mañana del 29. De acuerdo al NHC, Isaac alcanzó vientos máximos de 36 m/s, generando oleaje de altura significativa de hasta 8 metros.

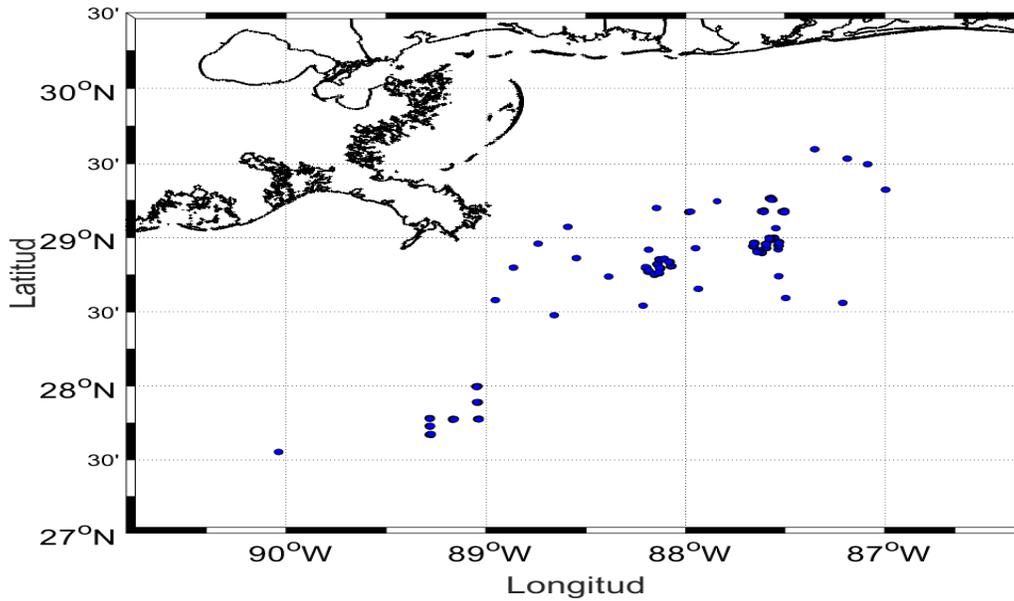
Durante el 28 y el 29 de agosto, el trayecto de Isaac coincidió con la posición de derivadores superficiales desplegados durante el experimento GLAD. En la siguiente sección se ofrece una descripción de este conjunto de datos, que representan la base observacional que se utilizó como referencia en este estudio.

### **3.3. Datos de boyas de deriva**

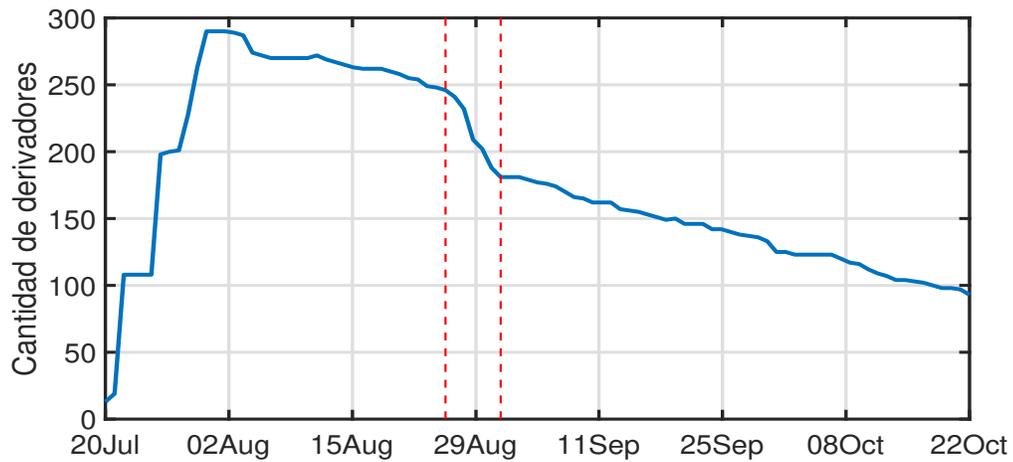
La caracterización de la dispersión relativa durante el paso del huracán se realizó con las boyas de deriva del proyecto GLAD (Grand LAgrangian Deployment; Poje *et al.*, 2014). Como parte del proyecto GLAD, entre julio y octubre del 2012, se lanzaron aproximadamente 300 derivadores del tipo CODE (Davis, 1985) equipados con GPS. Los registros obtenidos por los derivadores CODE se procesaron para tener datos a intervalos regulares de 15 minutos (Poje *et al.*, 2014).

Los derivadores fueron liberados en la región cerca del cañón DeSoto, al norte del GdM, durante el periodo entre el 20 y el 31 de julio del 2012 (ver figura 2). En la figura 3 se muestra una serie temporal que indica el número de boyas activas durante el periodo de mediciones. Las líneas rojas segmentadas indican el período de actividad del huracán Isaac en el Golfo de México.

Las boyas se colocaron inicialmente siguiendo patrones espaciales con forma de S



**Figura 2.** Posición inicial de las boyas de deriva.



**Figura 3.** Serie de tiempo que muestra el número de boyas activas durante el experimento.

dentro de una área de alrededor de 8km x 10km. Cada arreglo de S consistía en 10 nodos con espacio de 2 km entre cada uno y contienen arreglos de nueve derivadores agrupados en tríos con una separación de 500 metros entre tríos (ver figura 1b en Poje *et al.*, 2014). El patrón permite muestreo simultáneo de múltiples escalas de separación, entre 100m y 10km. La posición de los conjuntos de derivadores y las fechas de liberación se indican en la Tabla 1. Este conjunto de datos está disponible públicamente en línea, en la página de The Gulf of Mexico Research Initiative Information and

## Data Cooperative (GRIIDC)<sup>1</sup>

**Tabla 1.** Patrón inicial de colocación de los derivadores tipo CODE, fecha de inicio y número de derivadores liberados durante el proyecto GLAD. Algunos de los derivadores fueron recuperados y liberados de nuevo durante el experimento.

Grupo de derivadores	Patrón	Fecha de lanzamiento	Número de derivadores
LSS	Espiral	Julio 20–22	20
S1	S	Julio 22	90
S2	S	Julio 26	90
T1	Triangular	Julio 29	27
L1 & L2	L	Julio 30-31	63

Se estableció el periodo entre el 20 de julio al 26 de agosto del 2012 para describir la dispersión relativa en condiciones típicas. El periodo del huracán se estableció del 26 de agosto, cuando entró la tormenta tropical al GdM, hasta el 1 de septiembre cuando el huracán se disipa. Con esta distinción de periodos, se calculó la dispersión relativa en ambos casos.

Se tomaron rangos de  $0.15 \pm 0.04$  km,  $1 \pm 0.15$  km,  $5 \pm 0.15$  km,  $10 \pm 0.15$  km,  $30 \pm 0.15$  km como distancias iniciales para identificar cada par para la estimación de la estadística. Se tomaron pares originales (partículas lanzadas a la separación  $D_o$  establecida) y pares de oportunidad (partículas que en su trayectoria se encuentran dentro de la separación  $D_o$  establecida). Esta distinción se hizo debido a que durante el periodo del huracán los pares de oportunidad son los únicos disponibles.

### 3.4. Modelos numéricos

En este estudio se utilizaron modelos numéricos avanzados que resuelven las ecuaciones con las que se obtienen las variables dinámicas relevantes en el estudio de dispersión lagrangiana. Estas variables describen campos fundamentales como corrientes superficiales, oleaje y viento. A continuación se ofrece una descripción general de los modelos utilizados para generar los datos de este estudio.

<sup>1</sup><https://data.gulfresearchinitiative.org/data/R1.x134.073:0004>

### 3.4.1. Modelo Atmosférico HWRF

Se utilizó el modelo numérico para la predicción de huracanes HWRF versión 3.8a. El modelo HWRF es un sistema que incorpora la estructura del modelo regional de predicción atmosférica WRF (Weather Research and Forecast), el modelo no-hidrostático NMM (Non-Hydrostatic Mesoscale Model) MPIPOM-TC (Message Passing Interface Princeton Ocean Model-Tropical Cyclone), todos ellos controlados por el acoplador NCEP (National Centers for Environmental Prediction). La característica distintiva de HWRF, con respecto al modelo WRF, es la incorporación de parametrizaciones físicas desarrolladas para casos de huracán. Detalles sobre la estructura de HWRF, el esquema numérico y las parametrizaciones que se utilizan para simular el huracán son proporcionadas por Biswas *et al.* (2016).

### 3.4.2. Modelo hidrodinámico POLCOMS

POLCOMS (Proudman Oceanographic Laboratory Coastal Ocean Modelling System) es un modelo numérico baroclínico tridimensional que resuelve las ecuaciones de momento, conservación de masa y transporte de escalares sobre una malla tipo B de Arakawa. Este modelo, formulado en coordenadas curvilíneas ortogonales en el espacio horizontal y coordenadas sigma en la vertical, fue diseñado para estudiar procesos en la zona de la plataforma y la interacción entre la plataforma y el océano abierto. Las ecuaciones gobernantes en el modelo son las siguientes:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} - f u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (16)$$

donde  $(u, v, w)$  son las componentes de la velocidad de la corriente en las coordenadas  $(x, y, z)$ ,  $f$  es el parámetro de Coriolis,  $\rho$  es la densidad del agua,  $p^H$  es la presión hidrostática,  $K_z$  es la viscosidad turbulenta y  $t$  es el tiempo. La evolución de la concen-

tracción de trazadores pasivos son calculados con la ecuación de transporte,

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial uC}{\partial x} + \frac{\partial vC}{\partial y} + \frac{\partial wC}{\partial z} = 0. \quad (17)$$

El modelo incorpora un esquema de advección del tipo PPM (Piecewise Parabolic Method), lo cual minimiza la difusión numérica y lo hace un modelo ideal para estudiar la evolución de regiones frontales. La versión estándar del modelo incluye un modelo de cerradura turbulenta Mellor-Yamada-Galperin nivel 2.5 (ver detalles en Holt y James, 2001), aunque en este estudio se activa el uso del modelo General Ocean Turbulence Model (GOTM; incluido como módulo en el modelo POLCOMS) para usar el esquema de cerradura turbulenta  $\kappa - \epsilon$ .

### 3.4.3. Modelo de oleaje WAM

El modelo WAM resuelve la evolución del espectro direccional del oleaje,  $F(x, y, \sigma, \theta)$ , donde  $\sigma$  representa la frecuencia intrínseca de cada una de las componentes del campo de olas y  $\theta$  indica su dirección. El modelo resuelve una ecuación de balance de energía,

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial(c_x F)}{\partial x} + \frac{\partial(c_y F)}{\partial y} + \frac{\partial(c_\theta F)}{\partial \theta} + \sigma \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( c_\sigma \frac{F}{\sigma} \right) = S, \quad (18)$$

donde  $(c_x, c_y, c_\sigma, c_\theta)$  representan las propagación de energía en los espacios espacial y espectral, y

$$S = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} + S_{bf} \quad (19)$$

representa la función que incluye los términos fuente y sumidero de la energía en el modelo:  $S_{in}$  es el término que determina la transferencia de energía del viento al campo de olas,  $S_{nl}$  determina la redistribución de energía por causa de la interacción no-lineal entre cuádrupletas resonantes,  $S_{ds}$  determina la cantidad de energía que es perdida por el campo de olas por rompimiento en aguas profundas, y  $S_{bf}$  representa la cantidad de energía que es disipada por fricción y rompimiento cerca de la costa por la presencia del fondo.

### 3.4.4. Metodología de acoplamiento en POLCOMS–WAM

La versión acoplada del modelo POLCOMS (POLCOMS–WAM) está basada en la formulación de vortex–force (McWilliams *et al.*, 2004; Arduin *et al.*, 2008). En este caso, las ecuaciones de momento son reformuladas en términos de la velocidad cuasi-Euleriana,  $(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w})$  con

$$(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}) = (u^l, v^l, w^l) - (U_s, V_s, W_s) \quad (20)$$

donde  $(u^l, v^l, w^l)$  representa las componentes de la velocidad media lagrangiana generalizada y  $(U_s, V_s, W_s)$  las componentes de la deriva de Stokes. El conjunto de ecuaciones gobernantes 14-17 ahora están expresadas como:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial u^l \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial v^l \hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial w^l \hat{u}}{\partial z} - f \hat{v} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right) = f V_s + \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} V_s - \frac{\partial J}{\partial x}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \frac{\partial u^l \hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial v^l \hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial w^l \hat{v}}{\partial z} + f \hat{u} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^H}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} \right) = -U_s + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} V_s - \frac{\partial J}{\partial y}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial u^l}{\partial x} + \frac{\partial v^l}{\partial y} + \frac{\partial w^l}{\partial z} = 0, \quad (23)$$

y,

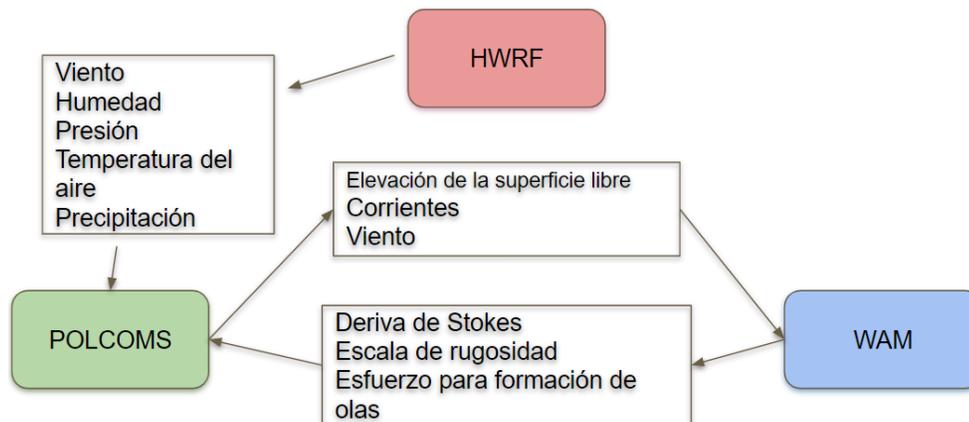
$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial u^l C}{\partial x} + \frac{\partial v^l C}{\partial y} + \frac{\partial w^l C}{\partial z} = 0. \quad (24)$$

Los términos asociados a la interacción olas–corrientes en las ecuaciones (21) y (22) aparecen en la parte derecha de la ecuación y representan dos de los procesos fundamentales de la interacción en aguas profundas: vortex–force y Stokes–Coriolis  $(-\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{U}_s((\hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla_{\perp} \times \mathbf{u}) + f) - W_s \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z})$ . En aguas someras aparece el término llamado Bernoulli–head  $(\nabla_{\perp} J)$ . Mayores detalles sobre la metodología de acoplamiento pueden obtenerse de los artículos de Bennis *et al.* (2011) y Michaud *et al.* (2012).

En el modelo WAM (ecuación 18), la influencia de las corrientes y la elevación de la superficie libre juegan un papel importante en la advección de energía en el espacio geográfico  $(x, y)$  y en la advección de energía en el espacio espectral  $(\sigma, \theta)$  (ver detalles en Osuna y Monbaliu, 2004). Es importante hacer notar que la velocidad de la corriente que afecta a cada una de las componentes espectrales del oleaje se calcula como un promedio de la velocidad en la profundidad de penetración de la señal de

cada componente (Bolaños *et al.*, 2011). Otro proceso importante asociado a la interacción se lleva a cabo en la superficie del océano, donde el esfuerzo del viento en la superficie se modifica de acuerdo al desarrollo del campo de oleaje y, del momento total transferido de la atmósfera al océano, parte es retenido por el oleaje y parte es transferido a las corrientes (ver detalles en Bolaños *et al.*, 2011).

POLCOMS puede ser acoplado con una variedad de módulos, por ejemplo el modelo ecológico ERSEM, el modelo de turbulencia GOTM, el modelo de hielo CICE y el modelo de oleaje WAM). Una de las características importantes de POLCOMS es que los diferentes módulos se encuentran incluidos como subrutinas dentro de POLCOMS, de tal forma que no se requiere acoplador externo. La ventaja de esta metodología de acoplamiento es que no tenemos restricciones en la cantidad de información que se transfiere entre módulos. En este caso, la información sobre forzamientos atmosféricos y la batimetría son controlados completamente por POLCOMS y posteriormente transferidos a los módulos que la requieran. Un diagrama del acoplamiento entre el modelo hidrodinámico POLCOMS y el modelo de oleaje WAM se muestra en la figura 4.



**Figura 4.** Diagrama de acoplamiento entre los modelos POLCOMS y WAM. La información sobre forzamientos atmosféricos, generada por HWRf, es proporcionada *off line* y sólo los modelos de corrientes y de oleaje transfieren información, de manera sincronizada, en los dos sentidos.

### 3.4.5. Implementación de los modelos en el Golfo de México

El modelo HWRf cuenta con un dominio madre y dos dominios anidados. El dominio madre cubre alrededor de  $80^\circ \times 80^\circ$  en una malla E rotada en longitud/latitud. La ubicación del dominio mayor se determina con base en la posición inicial de la tormenta

y la posición pronosticada de 72 hrs del National Hurricane Center (NHC)/Joint Typhoon Warning Center (JTWC), cuando están disponibles. Este dominio madre es fijo y recibe información histórica en sus fronteras del modelo de predicción global Global Forecast System (GFS por sus siglas en inglés). El dominio medio es de alrededor de  $25^\circ \times 25^\circ$ , y el dominio interno de  $8.3^\circ \times 8.3^\circ$ , ambos se desplazan con la tormenta utilizando un anidamiento dinámico en los dos sentidos. El dominio madre es estacionario y tiene un espaciado de malla de  $0.135^\circ$  ( $\approx 18\text{km}$ ) mientras que el dominio medio anidado tiene una malla con espaciado de  $0.045^\circ$  ( $\approx 6\text{km}$ ) y el dominio interno anidado es una malla con espaciado de  $0.015^\circ$  ( $\approx 2\text{km}$ ), ambos centrados siempre en el ojo del huracán. El paso de tiempo dinámico es igual a 30, 10 y 3.33 segundos en el dominio madre, medio y interno, respectivamente. A partir de esta implementación se obtienen campos de forzamientos atmosféricos (ver figura 4) a intervalos de 15 minutos, los cuales son combinados e interpolados a una malla regular que cubre el Golfo de México y parte del Mar Caribe. Los campos finales poseen una resolución espacial de aproximadamente 2Km y una resolución temporal de 15 minutos.

El dominio numérico utilizado por POLCOMS–WAM cubre la región entre  $-98.00^\circ$  y  $-78.00^\circ$  de longitud y entre  $18.14^\circ$  y  $31.00^\circ$  de latitud. La malla posee una resolución espacial equivalente al arco con  $1.2'$  ( $2\text{km}$ ). La implementación posee 50 capas sigmas modificadas, con alta resolución espacial cerca de la superficie. La información batimétrica tiene una resolución aproximada de 1.0km (proporcionada por el Dr. Jorge Zavala, del Centro de Ciencias de la Atmósfera de la UNAM).

POLCOMS es forzado con los campos generados por HWRF a intervalos de 15 minutos, mientras que las condiciones de frontera son proporcionadas por la base de datos históricos del modelo HYCOM. Los datos de HYCOM cuentan con una resolución espacial de 4km y su información es interpolada espacialmente hacia los puntos de frontera del modelo POLCOMS. En esta implementación no se consideraron condiciones de frontera para el modelo WAM ya que se considera que el efecto de oleaje fuera de la zona modelada es despreciable en la dinámica generada por el huracán.

El modelo de corrientes es inicializado en 2012/08/21 00:00:00, mientras que el acoplamiento con WAM se inicia en 2012/08/25 00:00:00. Ambos modelos finalizan su ejecución en 2012/08/31 00:00:00. Con la ejecución de los modelos se obtienen campos horarios de corriente y deriva de Stokes, que serán utilizados como se describe

en el Capítulo 4.

### 3.4.6. Modelo de trayectorias lagrangianas

A partir de los campos de corriente definidos en cada experimento y dadas las posiciones iniciales de un conjunto de partículas inertes, la trayectoria lagrangiana de cada partícula se calcula utilizando el modelo de trayectorias lagrangianas TrackMPD, desarrollado por Jalón-Rojas *et al.* (2019). TrackMPD es un modelo tridimensional para el seguimiento de detrito de microplásticos en el océano. El modelo incluye una gran variedad de procesos físicos como advección, dispersión, arrastre por el viento, hundimiento, asentamiento, asomeramiento y resuspensión, así como otros procesos que dependen de las propiedades de los elementos transportados, como la degradación del material.

El modelo TrackMPD se establece en un dominio tridimensional que se extiende en dirección zonal( $x$ ), meridional( $y$ ) y vertical( $z$ ). El desplazamiento por advección, difusión y hundimiento que determina las trayectorias tridimensionales se obtiene de acuerdo a:

$$dX(t) = dX_{adv}(t) + dX_{diff}(t) = U(x, y, z, t)dt + dX'(t) \quad (25)$$

$$dY(t) = dY_{adv}(t) + dY_{diff}(t) = V(x, y, z, t)dt + dY'(t) \quad (26)$$

$$dZ(t) = dZ_{adv}(t) + dZ_{diff}(t) + dZ_{sink}(t) = W(x, y, z, t)dt + dZ'(t) - w_s(t)dt \quad (27)$$

El desplazamiento advectivo  $d\mathbf{X}_{adv} = (dX_{adv}, dY_{adv}, dZ_{adv})$  está dado por el campo de corriente obtenidos con los modelos. Se agrega un componente aleatorio  $d\mathbf{U}' = (dX', dY', dZ')$  para reproducir la difusión turbulenta  $d\mathbf{X}_{dif} = (dX_{diff}, dY_{diff}, dZ_{diff})$  que ocurre en la escala en que se mueven las partículas. El desplazamiento de hundimiento  $dZ_{sink}$  depende de la velocidad de asentamiento  $w_s$ . Con este modelo también se pueden calcular trayectorias bidimensionales, con campos de corrientes en dos dimensiones  $\mathbf{U} = (U, V)$ ; en este caso se ignora el término  $dZ(t)$ .

### 3.5. Diseño de experimentos numéricos

Los experimentos numéricos de dispersión lagrangiana requieren el uso de campos de corrientes superficiales y, en algunos casos, los campos de deriva de Stokes generados por el modelo WAM. Se utilizan los campos de corriente promediados en el primer metro desde la superficial libre, mientras que los campos de deriva de Stokes corresponden a los valores calculados por WAM en la superficie libre. Estos campos de corriente obtenidos con el modelo POLCOMS en modo desacoplado y los obtenidos usando el mismo modelo en modo acoplado POLCOMS–WAM son ligeramente diferentes a partir de la fecha de acoplamiento. Para evitar reducir la incertidumbre en el efecto de la deriva de Stokes en el cálculo de la dispersión de las partículas en la superficie se decidió utilizar únicamente los valores promedio de la corriente superficial calculados con el modelo POLCOMS ejecutado en modo desacoplado ( $\mathbf{U}$ ). Los valores de deriva de Stokes calculados con el modelo WAM provienen de la solución del sistema utilizando POLCOMS–WAM.

Se definen tres experimentos:

- EXP01: Se utilizan los campos de corrientes eulerianas ( $\mathbf{U}_E$ ) calculadas con el modelo POLCOMS ejecutado en modo desacoplado:

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_E \quad (28)$$

- EXP02: Se utilizan los campos de corrientes eulerianas calculadas con el modelo POLCOMS ejecutado en modo desacoplado y se suma el efecto del oleaje a través de la deriva de Stokes calculada de forma paramétrica:

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_E + \mathbf{U}_{SP} = \mathbf{U}_P, \quad (29)$$

suponiendo que  $\mathbf{U}_{SP} = 0.015 * \mathbf{W10}$ , donde  $\mathbf{W10}$  representa la velocidad del viento a 10 metros de altura.

- EXP03: Se utilizan los campos de corrientes eulerianas calculadas con el modelo POLCOMS ejecutado en modo desacoplado y se suma el efecto del oleaje a través

de la deriva de Stokes calculada con el modelo WAM en la superficie:

$$\mathbf{U} = \mathbf{U} + \mathbf{U}_{SW} = \mathbf{U}_{GLM}, \quad (30)$$

con

$$\mathbf{U}_{SW} = \frac{2}{g} \iint \sigma^3 \frac{\mathbf{k}}{k} F(\sigma, \theta) d\sigma d\theta, \quad (31)$$

donde  $g$  es la gravedad,  $\mathbf{k}$  es el vector número de onda con magnitud  $k$ .

Para los experimentos de dispersión lagrangiana, se toman las posiciones de las boyas de deriva GLAD al inicio del cálculo de dispersión relativa. Los resultados obtenidos se evalúan tomando como referencia los valores de dispersión relativa calculados a partir de las observaciones. Estos resultados se describen y discuten en el siguiente capítulo.

## Capítulo 4. Resultados y discusiones

---

### 4.1. Dispersión relativa a partir de los datos de las boyas del proyecto GLAD

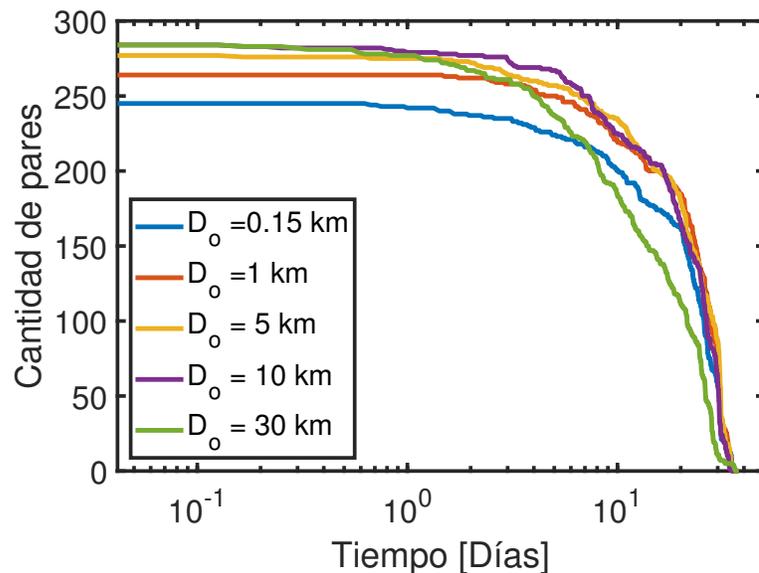
En la primera parte del trabajo se caracteriza la dispersión relativa que se presenta durante condiciones típicas y durante condiciones de evento de huracán a partir de las observaciones de las boyas de deriva del proyecto GLAD. Se consideró el periodo del 20 de julio al 26 de agosto como el periodo para caracterizar la dispersión relativa en condiciones típicas y del 26 de agosto al 1 de septiembre para representar el periodo de condiciones de huracán.

La dispersión relativa en condiciones típicas y en condiciones de huracán se obtuvo a partir del uso de pares originales y de pares de oportunidad. Se consideran ambos tipos de pares ya que para estudiar el periodo del huracán sólo se pueden considerar pares de oportunidad. Aunque en algunos estudios se indica que no existen diferencias significativas al utilizar pares de oportunidad (Morel y Larceveque, 1974; Er-El y Peskin, 1981; LaCasce, 2008; Koszalka *et al.*, 2009) otros autores sugieren lo contrario. LaCasce (2010) menciona que, en tiempos iniciales, la dispersión de los pares de oportunidad es mayor que la de los pares originales, esto debido a que los pares de oportunidad tienen posiciones iniciales en donde sus movimientos ya se encuentran correlacionados. En dicho estudio se sugiere el uso único de pares originales para caracterizar la dispersión relativa. Lamentablemente la medición con pares originales durante eventos de vientos extremos es difícil de obtener ya que estas condiciones complican el lanzamiento de boyas. Por tal motivo, en este estudio se recurre también a los pares de oportunidad para estudiar la dispersión relativa.

#### 4.1.1. Caso de referencia 1: Condiciones típicas

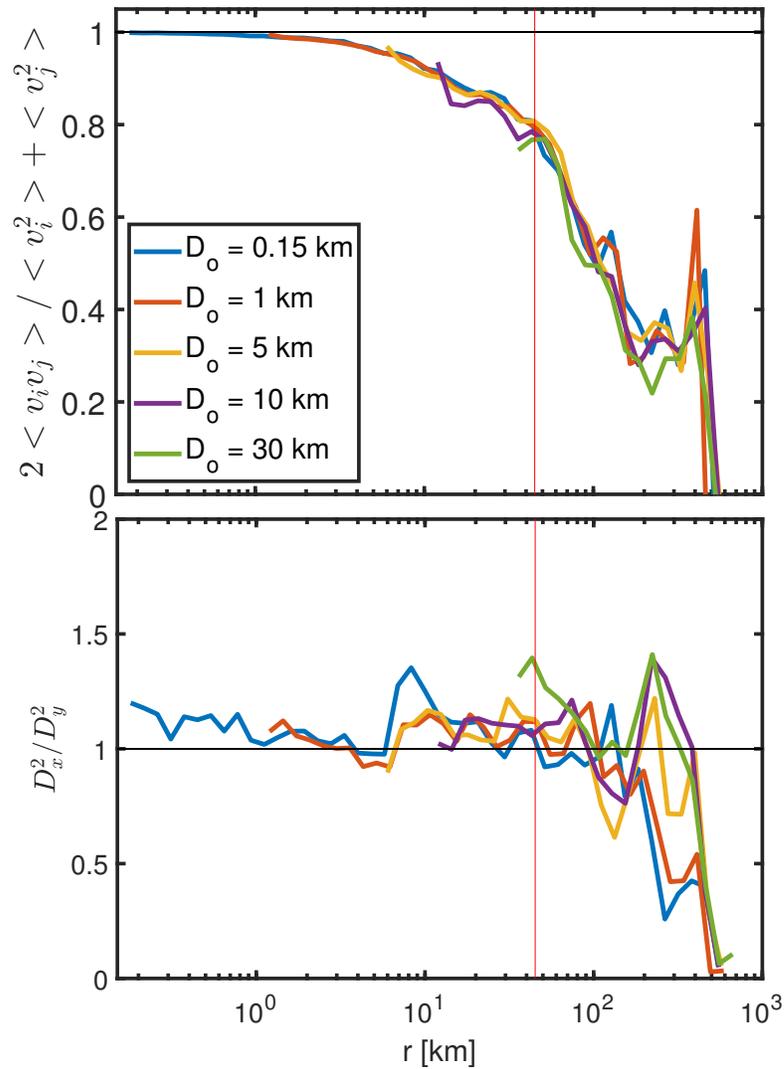
Los valores de distancia de la separación de partículas que se utilizaron para caracterizar las condiciones típicas (antes de la presencia del huracán) en el noreste del GdM son  $D_o = 0.15 \pm 0.05\text{km}$ ,  $1 \pm 0.15\text{km}$ ,  $5 \pm 0.15\text{km}$ ,  $10 \pm 0.15\text{km}$  y  $30 \pm 0.15\text{ km}$ . Con cada distancia la población de pares (originales y de oportunidad) de boyas es de  $N= 251, 267, 278, 285$  y  $286$  respectivamente. Estos rangos se consideraron para

poder comparar con estudios previos de dispersión relativa en el GdM, por ejemplo el de Beron-Vera y LaCasce (2016) y el de Zavala-Sansón *et al.* (2017). En la figura 5 se muestra una serie de tiempo del número de pares activos durante el periodo de análisis. Se puede observar que el número de pares activos decayó con el tiempo y en un periodo total de aproximadamente 30 días no se presentaba ningún par activo. En estudios previos dentro de el GdM se ha reportado que después de 20 días la dispersión relativa, para partículas cuyas separaciones iniciales  $D_o$  son similares a las propuestas en este estudio, presentan un régimen de separación estándar (crecimiento lineal) (Zavala-Sansón *et al.*, 2017).



**Figura 5.** Serie de tiempo de pares de oportunidad y originales activos en los rangos  $D_o$  establecidos para condiciones típicas.

Al considerar los regímenes de dispersión en la teoría de turbulencia se supone un flujo turbulento homogéneo, bidimensional e isotrópico (Richardson, 1926). Beron-Vera y LaCasce (2016), demostraron homogeneidad de la zona modelando la vorticidad superficial instantánea con el modelo NCOM (Navy Coastal Ocean Model). En este estudio se encontró que el tamaño de los remolinos simulados eran de la misma escala en toda la zona y que, descartando la Corriente de Lazo, el campo de remolinos no presenta variabilidad espacial significativa. Por otra parte, Con los resultados del análisis hecho por Beron-Vera y LaCasce (2016) también se sugiere que el sistema es estacionario en un periodo de aproximadamente 1 mes, y que la variabilidad del campo de remolinos es significativa sólo en la escala estacional. Como se puede observar en la figura 5, se consideró un periodo máximo de 30 días por lo que las condiciones de homogeneidad



**Figura 6.** Correlación de velocidad lagrangiana normalizada de los pares de partículas (gráfica superior) y Razón de dispersión relativa zonal con la meridional (gráfica inferior) en función de la escala de separación de las partículas para diferentes separaciones iniciales de los pares en condiciones típicas. La línea vertical roja indica la escala del radio de deformación.

y estacionalidad propuestas por Beron-Vera y LaCasce (2016) se cumplen.

Beron-Vera y LaCasce (2016) mencionan que la dispersión depende de la correlación entre las velocidades de los pares. Esta dependencia la describen por medio de la expresión,

$$\frac{2\langle v_i \cdot v_j \rangle}{\langle v_i^2 \rangle + \langle v_j^2 \rangle} = 1 - \frac{2\langle (v_i - v_j)^2 \rangle}{\langle v_i^2 \rangle + \langle v_j^2 \rangle}, \quad (32)$$

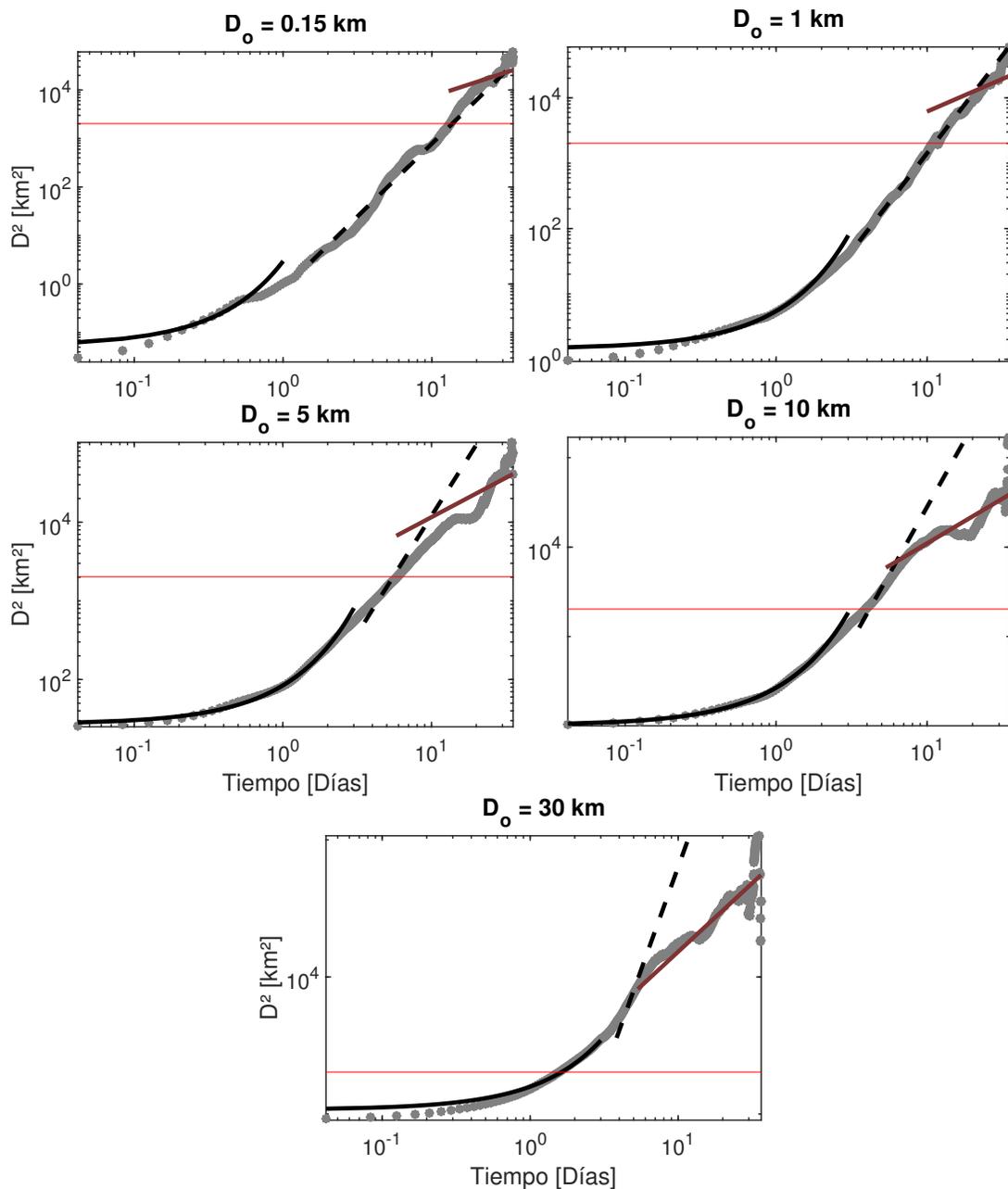
donde los paréntesis angulares representan el promedio estadístico y el nivel de correlación está dado por el valor que toma el segundo término de la derecha de la expresión 32. En el panel superior de la figura 6 se presentan los valores calculados

del índice de correlación para cada una de las escalas de separación inicial,  $D_o$ . Al analizar esta figura se puede observar que la correlación de las velocidades es independiente de la distancia inicial establecida. Las curvas muestran que la correlación de velocidades disminuye al aumentar la separación, indicando una correlación mayor que 0.8 cuando las escalas de separación son menores que el radio de deformación de Rossby del primer modo baroclínico en el GdM (aprox. 45km; Beron-Vera y LaCasce, 2016). El movimiento de los pares deja de estar correlacionado en escalas mayores que 100 km. Por lo que el método para describir la dispersión en escalas mayores a 100 km es utilizando la dispersión absoluta y se refleja en la dispersión relativa como dispersión estándar.

Requerimos también que la dispersión turbulenta sea isotrópica, es decir que la dispersión zonal sea similar a la dispersión meridional. En el panel inferior de la figura 6 se puede observar que la isotropía se cumple independientemente de la distancia inicial establecida cuando las escalas son menores que el radio de deformación de Rossby. En escalas mayores que 100 km, la dispersión se vuelve meridionalmente anisotrópica, indicando una posible dispersión asociada con el corte (shear dispersion) meridional. Una característica de la dispersión de corte es que las velocidades de los pares de partículas no están correlacionadas, lo cual es cierto cuando las escalas son mayores que 100 km. Este tipo de dispersión se caracteriza por presentar un aumento en la dispersión relativa con tendencia  $t^3$ , comportamiento similar al del régimen de Richardson de la dispersión local (LaCasce, 2008).

Para distinguir entre el tipo de dispersión relativa que se presenta en cada escala de separación,  $D_o$ , se analizan los ajustes de los regímenes de dispersión teóricos en las curvas de dispersión relativa total. Siguiendo lo sugerido por Beron-Vera y LaCasce (2016), en este estudio se estableció que la transición entre el régimen exponencial al régimen de Richardson ocurre cuando  $\sqrt{D^2} = 5D_o$ . Esto resultó ser alrededor de un día en todos los casos. En escalas en donde las velocidades de los pares no están correlacionadas entre sí, se utilizó el régimen estándar para describir la dispersión relativa.

Se puede observar en la figura 7 que el régimen exponencial describe adecuadamente la dispersión relativa, indicando dispersión no-local en escalas menores que el radio de deformación de Rossby y periodos menores que un día. La escala de tiempo



**Figura 7.** Dispersión relativa (gris) con los ajustes del régimen exponencial (línea negra), el régimen de Richardson (línea segmentada) y el régimen estándar (café) en condiciones típicas. La línea horizontal roja muestra la escala del radio de deformación.

( $T$ ) del régimen exponencial se muestra en la tabla 2. Al revisar los parámetros obtenidos se puede observar que éste es mayor conforme se consideran distancias de separación inicial mayores, llegando a ser hasta 10 veces mayor cuando  $D_o = 30\text{km}$  que cuando  $D_o = 0.15\text{km}$  con una razón de crecimiento ( $\frac{8}{7}$ ) entre 4 y 0.5 días cuando  $D_o = 0.15\text{km}$  y  $D_o = 30\text{km}$  respectivamente. Ya que la razón de crecimiento es inversamente proporcional al valor de  $T$ , los valores pequeños de este parámetro indican un crecimiento de la dispersión no-local más acentuado cuando las separaciones iniciales

son más pequeñas. La dispersión de los casos cuando  $D_o = 0.15\text{km}$  es aproximadamente 10 veces mayor que esa de los casos cuando  $D_o = 30\text{km}$ .

**Tabla 2.** Valores del parámetro  $T$  [días] para describir la dispersión no-local, obtenidos en este estudio y en estudios previos dentro en el GdM.

$D_o$ [km]	Este estudio (GLAD)	Beron et al. (2016; GLAD)	Zavala et al. (2017)
0.15	2.0	3.7	-
1	5.7	6.0	3.7
5	7.1	-	8.1
10	8.3	6.7	12.4
30	20.6	-	26.1

En la tabla 2 también se presentan los resultados de  $T$  obtenidos en este estudio, los reportados por Beron-Vera y LaCasce (2016) y los reportados por Zavala-Sansón *et al.* (2017), en donde también se estudió la dispersión relativa en el GdM. En todos los casos se puede observar una tendencia descendente de la dispersión no-local conforme se consideran  $D_o$  mayores. Las diferencia entre los valores de  $T$  calculados en este estudio con respecto a los de Beron-Vera y LaCasce (2016) tienen que ver posiblemente con la metodología para el cálculo de  $D_o$ . Como se mencionó anteriormente, en esta parte del estudio se consideraron pares originales y de oportunidad mientras que en el estudio de Beron-Vera y LaCasce (2016) se utilizaron solamente pares originales, además de un agrupamiento distinto de los pares considerados. En los casos en que  $D_o = 0.15$  y  $1\text{km}$  se encontró mayor dispersión en este estudio, mientras que cuando  $D_o = 10\text{km}$  la dispersión reportada por Beron-Vera y LaCasce (2016) fue mayor. Aún así, la diferencia entre ambos estudios no es significativa.

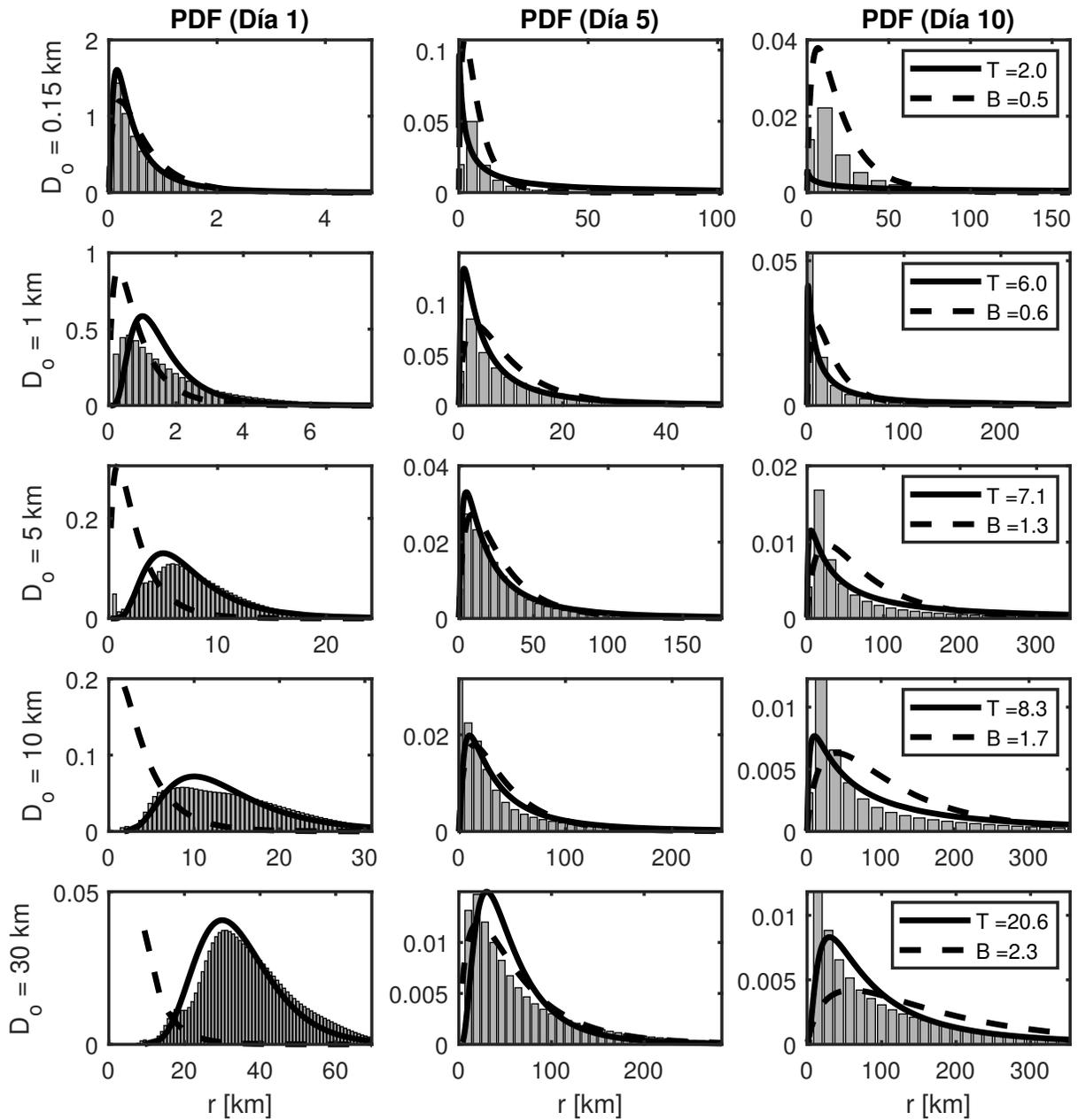
Zavala-Sansón *et al.* (2017) encontraron la misma tendencia de  $T$  con respecto a  $D_o$ , reportados en este estudio. Sin embargo, sus valores tienden a ser ligeramente mayores. Es preciso mencionar que, aunque el estudio de Zavala-Sansón *et al.* (2017) fue realizado dentro del GdM, su zona de estudio está en la región suroeste del golfo. En esta región los procesos que dominan la dispersión son los remolinos anticiclónicos que se desprenden de la Corriente de Lazo y el remolino ciclónico semipermanente de la Bahía de Campeche. Adicionalmente, las boyas utilizadas en dicho estudio contaban con una estructura de arrastre en una profundidad nominal entre 15 y 20 metros. Una dispersión no-local menor en los casos reportados por Zavala-Sansón *et al.* (2017) podría deberse a la disminución en la intensidad de la corriente con la profundidad.

**Tabla 3.** Valores del parámetro  $\beta$  [ $\text{km}^{\frac{2}{3}}\text{d}^{-1}$ ] para describir la dispersión local, obtenidos en este estudio y en estudios previos en el GdM.

$D_o$ [km]	Este estudio (GLAD)	Beron et al. (2016; GLAD)	Zavala et al. (2017)
0.15	0.5	0.2	-
1	0.6	0.4	0.8
5	1.3	-	0.9
10	1.7	1.6	0.9
30	2.3	-	0.9

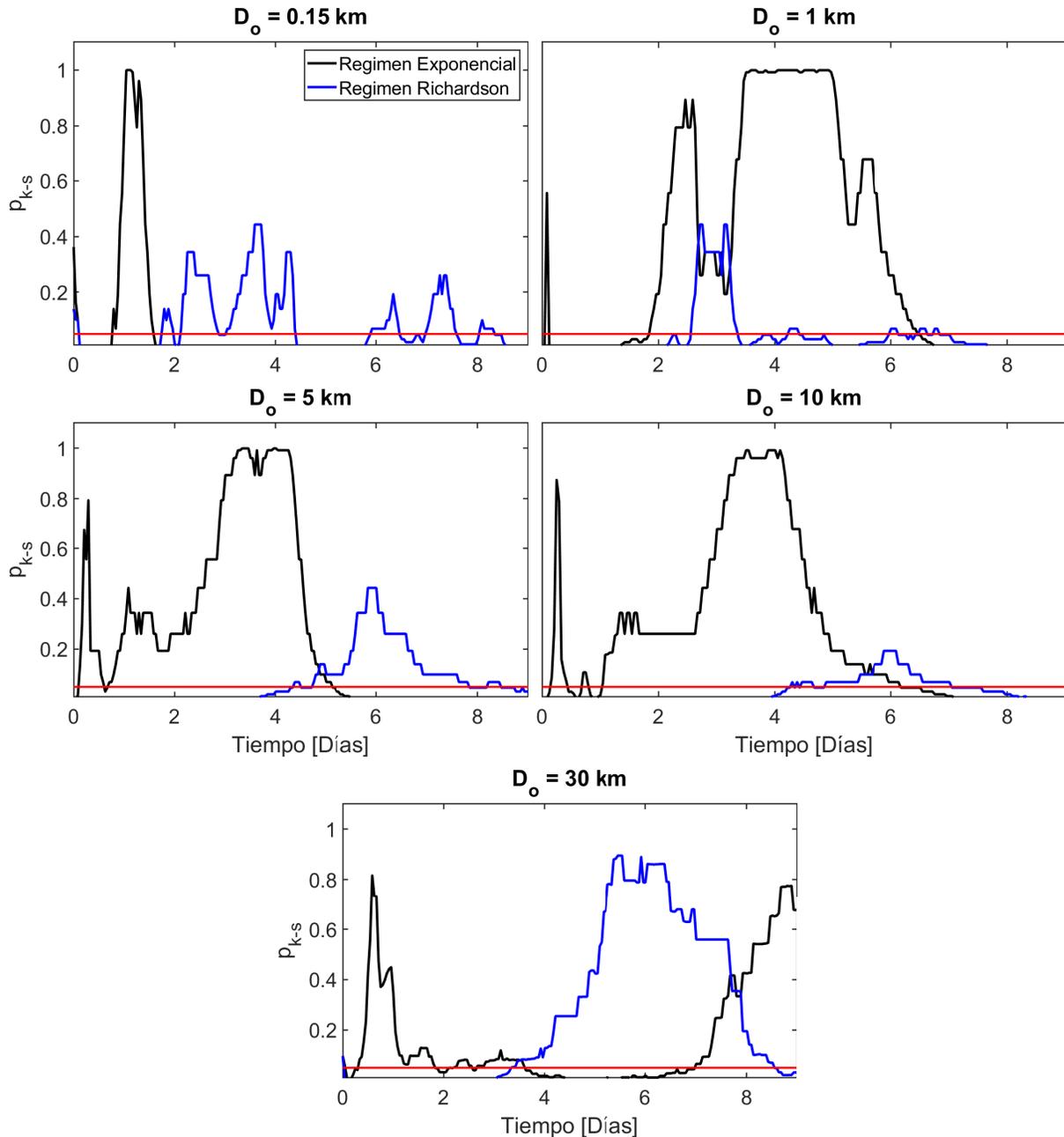
Por otro lado, en los casos con mayores separaciones, el régimen de Richardson representa de manera satisfactoria la dispersión relativa observada. Se puede observar en la figura 7 que la curva teórica del régimen de Richardson describe la dispersión observada cuando los periodos son mayores que un día y en los casos con escalas menores que 100 km. Esto indica que la dispersión durante este intervalo de tiempo y distancia es local y que la escala de inyección de energía es menor que 100 km. En la tabla 3 se presentan los valores calculados del parámetro  $\beta$  correspondientes a cada  $D_o$ . Se incluyen también los valores calculados en los trabajos de Beron-Vera y LaCasce (2016) y Zavala-Sansón *et al.* (2017). Se observa que  $\beta$  aumenta al aumentar  $D_o$ . EL valor de  $\beta$  es 4 veces mayor cuando  $D_o = 30\text{km}$  al compararlo con los valores cuando  $D_o = 0.15\text{km}$ . Esta misma tendencia se observa en los resultados de Beron-Vera y LaCasce (2016) aunque la dispersión reportada en dicho estudio es ligeramente menor que la del presente estudio. De acuerdo a los resultados de Zavala-Sansón *et al.* (2017), la dispersión local es aparentemente constante independientemente de los valores de  $D_o$ .

Adicionalmente, para revisar la bondad de los parámetros obtenidos en este estudio, se hace una prueba de Kolmogorov-Smirnov (K-S) (Massey Jr, 1951) calculando la función de densidad de probabilidad de las separaciones entre pares (PDF) obtenida de las boyas de deriva en contraste con las curvas teóricas obtenidas de las expresiones (8) y (13) correspondientes al régimen exponencial y el régimen de Richardson respectivamente. Los parámetros que se utilizaron para calcular las PDF teóricas del regímenes teóricos fueron los obtenidos a partir de los ajustes de las curvas de dispersión. En el estudio de Richardson (1926) se propone que la PDF de la separación de las partículas evoluciona con el tiempo conforme se separan los pares. En la figura 8 se muestran las PDF con los datos observados (barras) y las calculadas de los regímenes teóricos (curvas) en diferentes distancias de separación inicial en los días 1, 5 y 10.



**Figura 8.** Función de densidad de probabilidad de las separaciones de los pares comparado con las curvas teóricas del régimen exponencial (negro) y el régimen de Richardson (línea segmentada).

Se puede observar que al transcurso de un día, las curvas de PDF calculadas a partir de las observaciones son más consistentes con las curvas teóricas correspondientes al régimen exponencial que con las calculadas para el régimen de Richardson. Después de 5 días las PDF observadas son representadas adecuadamente por las curvas teóricas de ambos regímenes. Esto se observa también en el décimo día (excepto en  $D_0 = 0.15\text{km}$ ) por lo que se complica distinguir entre qué proceso es el dominante en estos periodos.



**Figura 9.** Prueba de Kolmogorov–Smirnov con el régimen exponencial (negro) y de Richardson (azul) cuando  $D_o = 0.15, 1, 5, 10$  y  $30$  km en condiciones típicas. La línea horizontal roja indica el valor de  $p = 0.05$

Considerando ahora la estadística K-S se obtiene un análisis objetivo sobre la bondad de descripción de las PDF obtenidas a partir de los regímenes teóricos con los observados. Esta estadística consiste en encontrar la mayor diferencia entre los valores de la distribución teórica ( $F_t$ ) con la observada ( $F_o$ ), de tal manera que  $S_{n,m} = \sup_x |F_o(x) - F_t(x)|$ , en donde  $n$  y  $m$  es la cantidad de valores de la función  $F_o$  y  $F_t$ , respectivamente. Se considera que es positiva cuando  $S_{n,m} > c(p) \sqrt{\frac{n+m}{n \cdot m}}$ . El valor de

$c(p)$  depende del intervalo de confianza que se quiere obtener. Si se sugiere un intervalo que represente el 95 % de confianza este valor es  $c(p) = 1.358$ . Una prueba K-S positiva indica que la distribución observada está bien descrita por la distribución teórica.

En la figura 9 se muestra la serie de tiempo del valor de la prueba K-S,  $p$ , para los diferentes casos de  $D_0$ . La prueba es positiva cuando los valores calculados son mayores que  $p = 0.05$  (línea horizontal roja). En la figura se muestra la comparación de la distribución del régimen exponencial (negro) y Richardson (azul) con la distribución de los datos observados. En condiciones típicas, la distribución del régimen exponencial describe adecuadamente la PDF de la separación de las boyas cuando se consideran períodos menores que 1 día y una distancia de separación inicial igual a 0.15km. Cuando la distancia de separación es mayor se tiene similitud con el régimen exponencial en periodos de 4 días aproximadamente. Esto indica una dispersión no-local durante este periodo. Al considerar tiempos mayores la distribución del régimen de Richardson describe mejor la distribución de los datos observados, indicando la ocurrencia de una dispersión con régimen local.

Estudios anteriores hechos en el GdM sugieren que la dispersión crece exponencialmente en los primeros tres días (Zavala-Sansón *et al.*, 2017) cuando las escalas de separación inicial son iguales a 1 y hasta 40 – 50km (LaCasce y Ohlmann, 2003). Esto es consistente con los resultados encontrados en este estudio. Sin embargo, cuando la distancia de separación  $D_0$  es menor se encontró que el periodo de dispersión no-local es de sólo un día. Por otra parte Poje *et al.* (2014), quienes presentaron el primer análisis de las trayectorias de GLAD, concluyen que la dispersión es consistente con el régimen de Richardson desde la escala más pequeña medida (0.1km) hasta unos cientos de kilómetros. No obstante, sus conclusiones se basan en calculos obtenidos en función de la distancia de las partículas (función de estructura de segundo orden y difusión relativa) las cuales son afectadas por las oscilaciones inerciales. Beron-Vera y LaCasce (2016) encontraron que las oscilaciones inerciales, aunque energéticas, afectan muy poco la dispersión de los pares. Se encontró que estas oscilaciones alteraban las mediciones dependientes de la distancia promedio, pero no las mediciones dependientes del tiempo, como las utilizadas en el presente estudio.

La descripción de la dispersión local que ocurre en periodos mayores que los men-

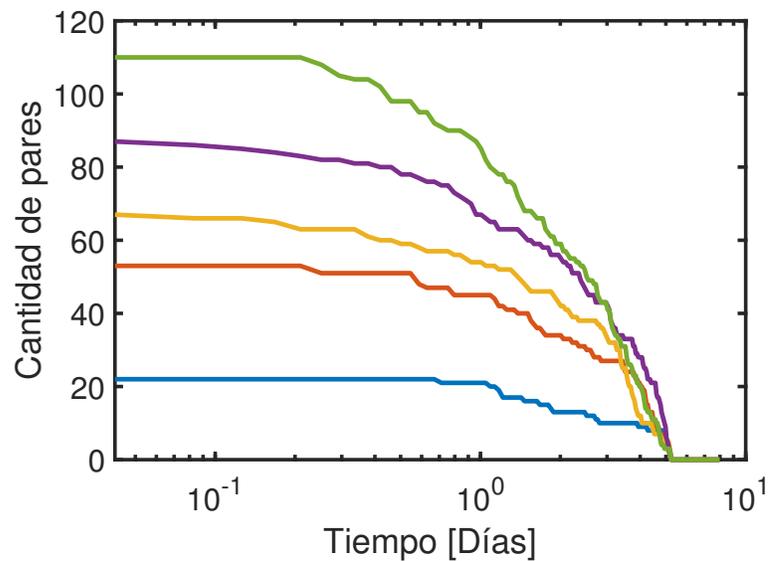
cionados anteriormente es consistente con algunos estudios previos. Se ha reportado un crecimiento de la dispersión similar a lo que describe el régimen de Richardson cuando se consideran periodos entre 3 y 20 días (Zavala-Sansón *et al.*, 2017) y escalas similares a la del radio de deformación de Rossby ( $\approx 45$  km) hasta cientos de kilómetros dentro del GdM. Cuando se consideran tiempos mayores el movimiento de los pares no se encuentra correlacionado, lo cual indica una dispersión estándar (lineal). Esto se encontró al considerar periodos mayores que 10 días y escalas mayores que 100 km en el presente estudio. En dicho rango el movimiento de los pares ya no se encuentra correlacionado y la dispersión se vuelve anisotrópica con preferencia meridional. La tendencia de crecimiento de la dispersión relativa concuerda con el de dispersión estándar por lo que no se considera una dispersión de corte asociada con el corte horizontal de la velocidad en esta escala.

En resumen, se puede observar que el análisis para la descripción de la dispersión relativa en condiciones típicas es congruente con estudios previos. Por lo que se procedió a describir la dispersión relativa en condiciones de huracán con los datos observados.

#### **4.1.2. Caso de referencia 2: Condiciones de huracán**

Como se mencionó en la sección anterior, el periodo analizado en el que se presentan condiciones de huracán abarca desde el 26 de agosto a las 18 hrs hasta el 01 de septiembre a las 00 hrs. Este fue el periodo en que el huracán estuvo activo en el GdM. La fecha de inicio corresponde a unas pocas horas antes de que las primeras boyas mostraran efecto de los vientos del huracán, lo cual se observa a las 12 hrs del 27 de agosto, aproximadamente. Alrededor de las 5 hrs del día 28, el ojo del huracán se encontraba en el centro de la población de boyas, pasando por las últimas boyas a finales de este día. El huracán llega a tierra a mediodía del 29 de agosto, disipándose a finales del día 31 de agosto. Durante esta fecha las trayectorias aún exhiben la influencia en la circulación inducida por el huracán. En la figura 10 se muestra una serie de tiempo con el número de pares de oportunidad activos presentes durante este periodo de análisis.

Durante este periodo se trabajó con 245 partículas, entre las cuales se encontraron

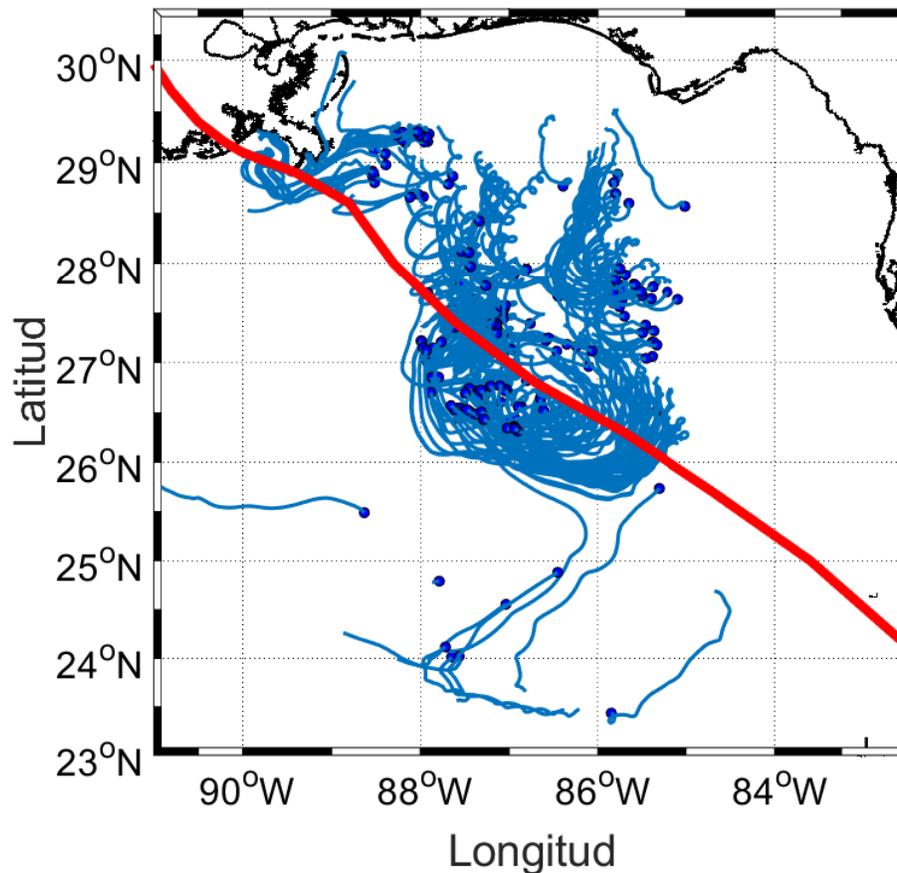


**Figura 10.** Serie de tiempo de la cantidad de pares de oportunidad activos en los rangos  $D_o$  establecidos para el periodo del huracán. La notación de colores es la misma que en la figura 5

$N = 22, 54, 68, 87$  y  $115$  pares de oportunidad con  $D_o = 0.15 \pm 0.05\text{km}$ ,  $1 \pm 0.15\text{km}$ ,  $5 \pm 0.15\text{km}$ ,  $10 \pm 0.15\text{km}$  y  $30 \pm 0.15\text{ km}$ , respectivamente. De igual manera que en condiciones típicas, el número de pares activos disminuye con el tiempo. No obstante, en este periodo, el total de días con pares activos fue de 5 días (figura 10). Es importante notar que el caso cuando los valores de  $D_o$  son los menores la cantidad de pares es relativamente pequeña lo cual puede comprometer la robustez estadística que se calcula.

Las trayectorias que describen las boyas muestran un movimiento ciclónico a la izquierda del paso del huracán y un movimiento anticiclónico a la derecha de éste (figura 11). Este comportamiento fue reportado anteriormente por Curcic *et al.* (2016) utilizando el mismo set de datos. Las oscilaciones inerciales son más evidentes en el lado derecho de la trayectoria del huracán. Por otra parte, del total de boyas disponibles en el periodo del huracán, se presentó un grupo compuesto por aproximadamente 20 boyas que se encontraban cerca de la costa. Algunas de ellas (más de la mitad) terminaron encallando en la costa de Luisiana, EU. Este grupo es el que mostró los últimos efectos de los vientos del huracán.

De igual manera que en la subsección anterior, se analizaron las escalas en que las velocidades de los pares estaban correlacionadas, así como la preferencia de orientación de la dispersión relativa. La correlación de velocidad entre los pares se calculó a partir de la correlación de velocidad lagrangiana normalizada en función de la esca-

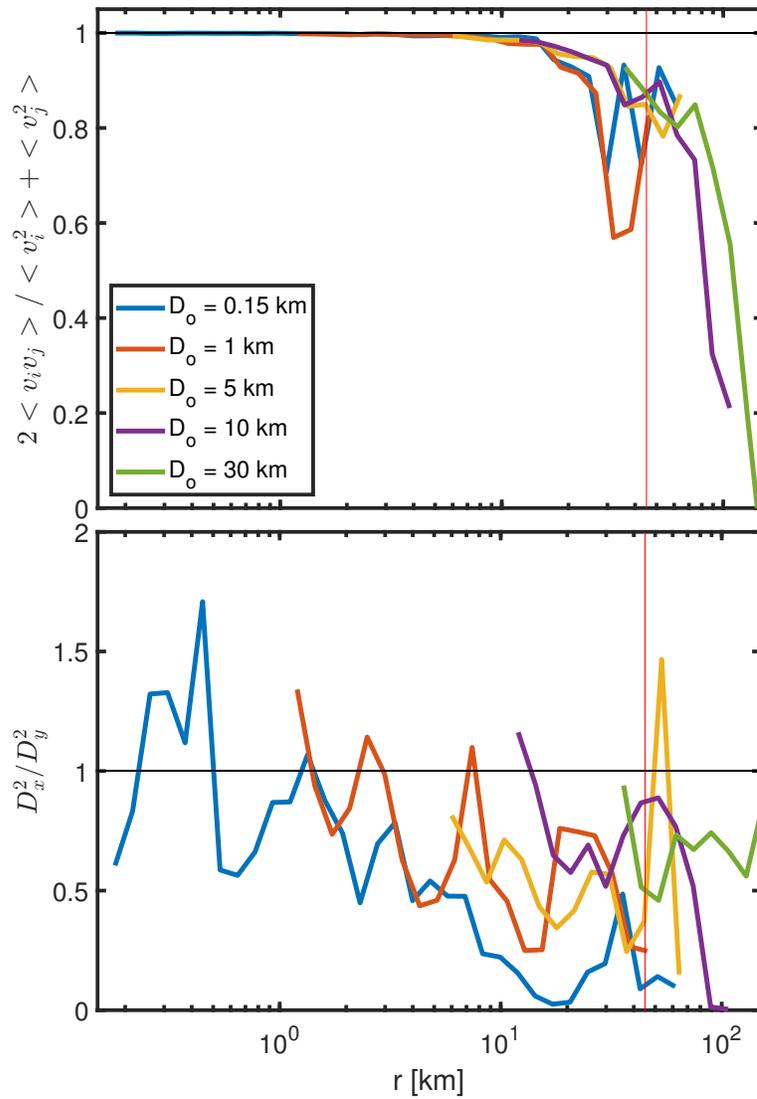


**Figura 11.** Trayectorias de las boyas (azul) y el huracán (rojo) en el periodo del 26 al 31 de agosto.

la de separación de las partículas. En el panel superior de la figura 12 se muestra la correlación del movimiento de las partículas en función de la escala espacial. Aquí se puede observar que se mantiene una correlación mayor que 0.8 en escalas menores que el radio de deformación de Rossby, al igual que en condiciones típicas cuando  $D_o > 1\text{km}$ . No obstante, cuando  $D_o \leq 1\text{km}$  la correlación mayor que 0.8 se mantiene sólo en escalas menores que 20km, lo cual se debe al número de pares utilizados en estos casos.

Durante este periodo se presentó una mejor correlación de la velocidad entre los pares a través de las escalas en contraste con la correlación obtenida en condiciones típicas, sin embargo en el periodo del huracán la razón de decaimiento es mayor.

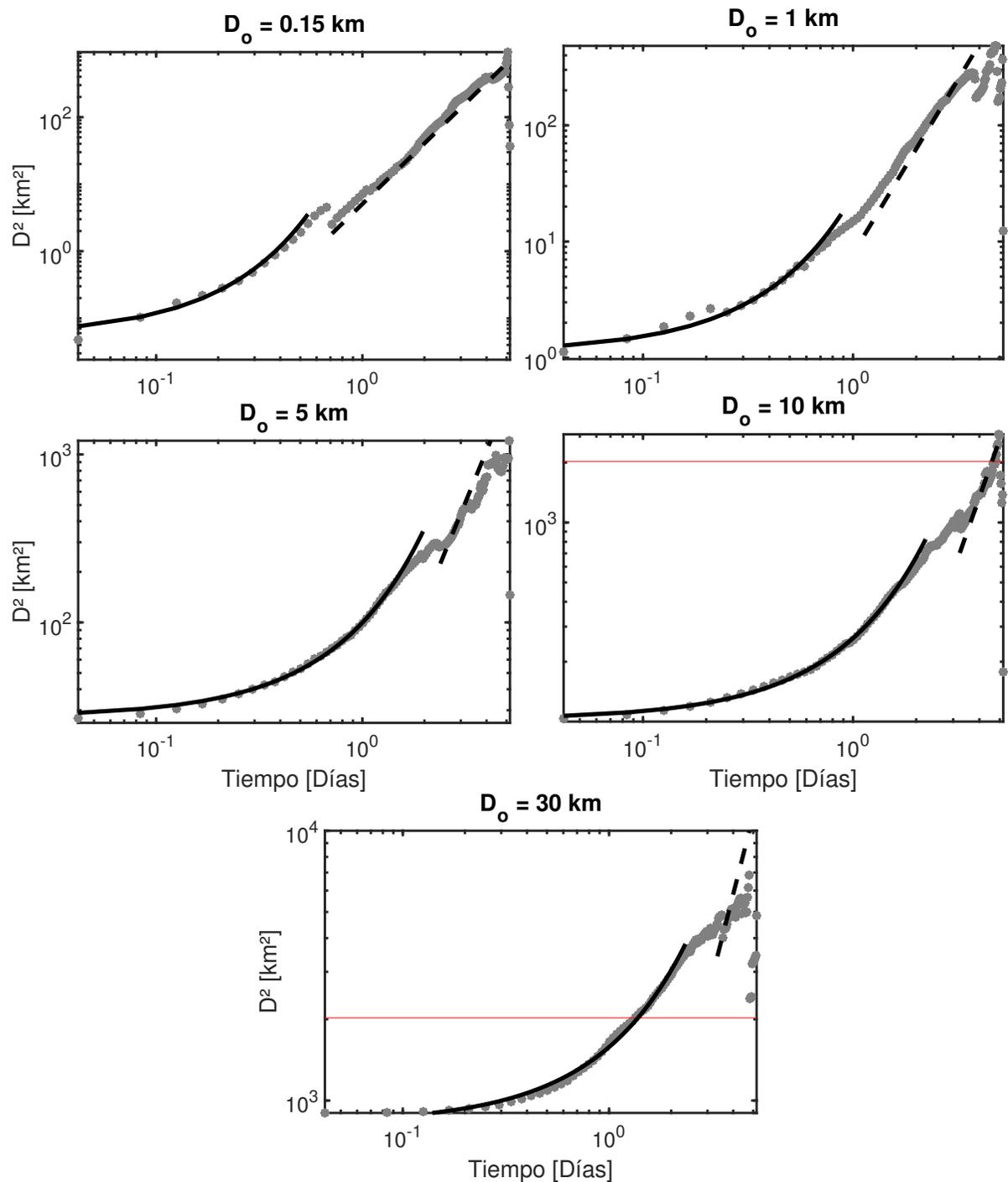
En la figura 12 podemos observar que, en contraste con el periodo de condiciones típicas, la dispersión durante las condiciones de huracán no es isotrópica y muestra una gran variabilidad con respecto a la escala. Se observa una dispersión con predo-



**Figura 12.** Correlación de velocidad lagrangiana normalizada de los pares de partículas (panel superior) y razón de dispersión relativa zonal con meridional (panel inferior) en función de la escala de separación de las partículas para las diferentes  $D_o$  en condiciones de huracán. La línea vertical roja indica la escala del radio de deformación.

minancia meridional. Esta conducta se puede observar al analizar el movimiento de las boyas durante el periodo del huracán, en donde se encuentra un transporte meridional significativo tras su paso. Esto es evidente en ambos lados de la trayectoria del huracán por lo que es importante considerar este factor al caracterizar el crecimiento de la dispersión relativa.

En la figura 13 se observa que, en todos los casos, la dispersión no-local (menor a un día) presenta un aumento exponencial como se especifica en la teoría. En los casos cuando  $D_o < 20$  km la dispersión relativa de las partículas posee un crecimiento con tendencia  $t^3$ , lo cual indica una dispersión del tipo local. En  $D_o > 1$  km, se esperar



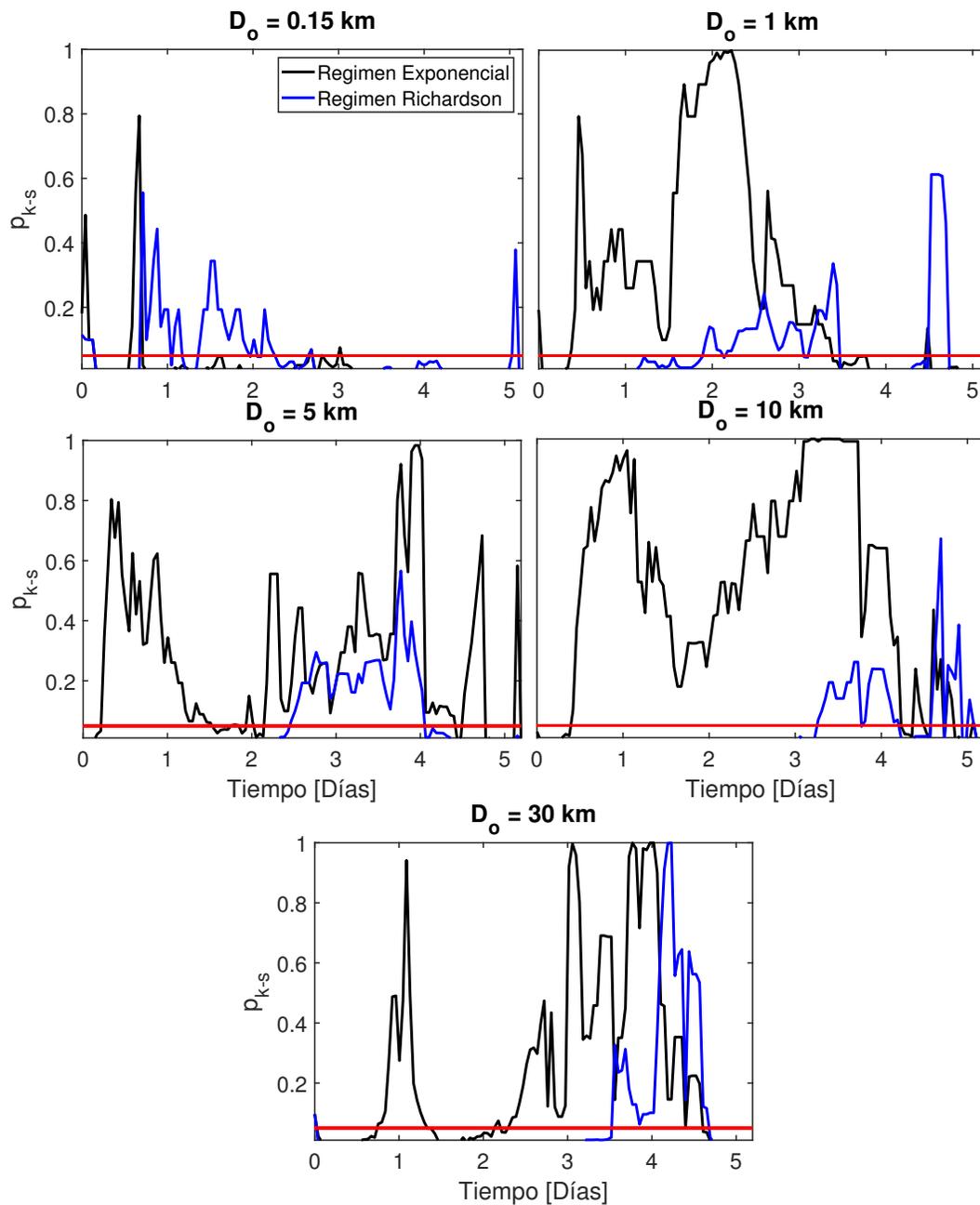
**Figura 13.** Dispersión relativa de las boyas de deriva GLAD (gris) con los ajustes del régimen exponencial (línea negra) y el régimen de Richardson (línea segmentada) para diferentes  $D_o$  durante el periodo de huracán. La línea horizontal roja muestra la escala del radio de deformación de Rossby.

tener dispersión de corte en escalas mayores que el radio de deformación de Rossby. Este podría ser el caso cuando  $D_o = 30\text{km}$  ya que  $D^2$  es proporcional a  $t^3$  en escalas mayores que el radio de deformación de Rossby y, por lo tanto, en los casos en que el movimiento de los pares deja de estar correlacionados. En estas escalas se presenta

una preferencia a la dispersión meridional, lo cual sugiere una dispersión de corte en esta dirección. Es necesario recalcar que en  $D_o = 30\text{km}$  cuando la dispersión relativa es mayor que el radio de deformación de Rossby se cuenta con sólo 40 pares para la estadística.

Para verificar la bondad de los ajustes hechos en las curvas dispersión se recurre a los resultados de la prueba de Kolmogorov—Smirnov. En la figura 14 se muestra la comparación de la distribución del régimen exponencial (negro) y la del régimen de Richardson (azul) con la distribución de los datos observados. Aunque se contaba con un periodo menor que en condiciones típicas, se observó algo similar en el periodo de huracán. La distribución observada se describe adecuadamente con la distribución del régimen exponencial (dispersión no-local) en periodos menores que un día cuando  $D_o = 0.15\text{km}$ . Cuando  $D_o > 1\text{km}$  se encontró que el régimen exponencial describe la distribución observada adecuadamente hasta alrededor de 3 a 4 días, indicando dispersión no-local. Por otra parte, al considerar tiempos mayores se encontró semejanza de la distribución observada con el régimen de Richardson sugiriendo dispersión local, principalmente entre 3 y 5 días. En estos casos se encontraron periodos en donde se cumplía la concordancia de la distribución observada con ambos regímenes. Esto sugiere dispersión no-local y local durante estos periodos, los cuales podrían representar periodos de transición. Como se tiene un periodo menor durante el huracán, las escalas de distancia en las que podemos analizar la dispersión son mucho menores que en el caso de condiciones típicas, por lo que cuando  $D_o < 10\text{km}$  la escala que alcanza la dispersión relativa es menor que la escala del radio de deformación de Rossby (ver figura 13). Considerando esto, se sugiere que la dispersión más bien es no-local en el periodo cuando ambos regímenes son positivos en la prueba K-S. Todo esto parece confirmar que el régimen exponencial (dispersión no-local) es el que describe principalmente la dispersión relativa en el periodo revisado en la presencia del huracán.

A manera de resumen, en la tabla 4 se muestran los valores de  $T$  (régimen exponencial) y  $\beta$  (régimen de Richardson) de la dispersión calculados ante la presencia de condiciones típicas y de huracán. En general se encontró una mayor dispersión (no-local y local) durante el periodo del huracán en comparación con las condiciones típicas. Se encontró cuando  $D_o = 0.15\text{km}$  la dispersión no-local y local durante condiciones de huracán es el doble que durante las condiciones previas al mismo. Cuando



**Figura 14.** Prueba de Kolmogorov-Smirnov con el régimen exponencial (negro) y de Richardson (azul) para  $D_o = 0.15, 1, 5, 10$  y  $30 \text{ km}$  durante el periodo del huracán.

$D_o = 1 \text{ km}$  la dispersión no-local descrita por parámetro  $T$  es poco más de dos veces mayor durante el huracán mientras que la dispersión local es 83% mayor. En  $D_o = 5 \text{ km}$  se tuvo un aumento del 16% y el 15% en la dispersión no-local y local, respectivamente. Por otro lado, cuando  $D_o = 10 \text{ km}$  se tuvo una pequeña disminución de la dispersión (no-local de 3% y local de 6%), lo cual no es consistente con la tendencia de mayor dispersión durante el huracán. Esta tendencia se vuelve a retomar en  $D_o = 30 \text{ km}$  con un aumento de 69% en la dispersión no-local y otro aumento de 13% en la dispersión

**Tabla 4.** Comparación de los parámetros de dispersión no-local y local del régimen exponencial ( $T$  [días]) y de Richardson ( $\beta$  [ $\text{km}^{\frac{2}{3}}\text{d}^{-1}$ ]) utilizando los datos de boyas GLADS para los casos de condiciones típicas y durante el huracán.

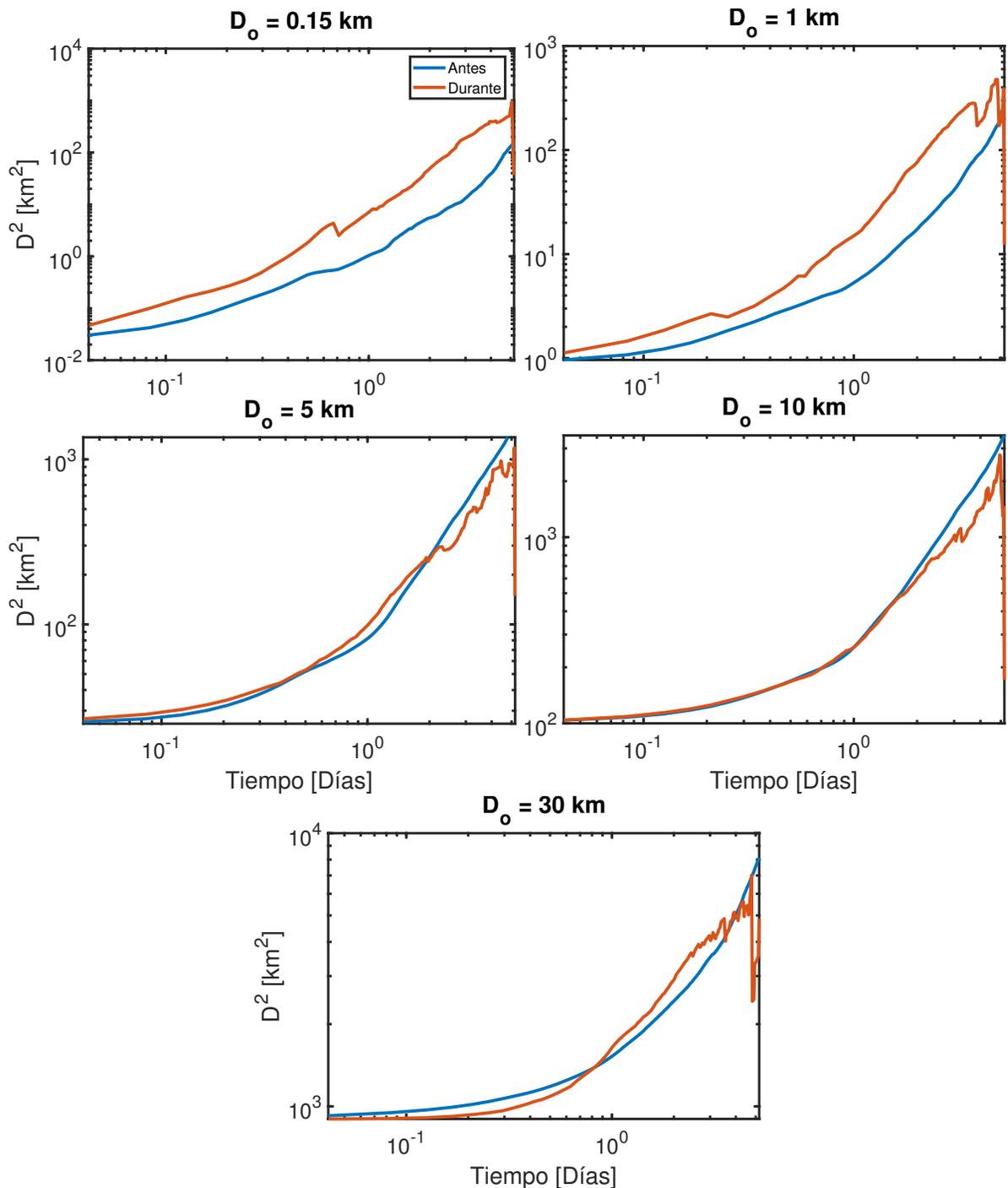
$D_o$	Antes del huracán (T)	Durante el huracán (T)	Antes del huracán ( $\beta$ )	Durante el huracán ( $\beta$ )
0.15 km	2.0	1.0	0.5	1.0
1 km	5.7	2.6	0.6	1.1
5 km	7.1	6.1	1.3	1.5
10 km	8.3	8.5	1.7	1.6
30 km	20.6	12.2	2.3	2.6

local. En este último es importante notar que la tendencia de  $t^3$  de la dispersión relativa representa, de acuerdo al análisis realizado, una dispersión de asociada con el corte horizontal de la velocidad. En la figura 15 se puede observar la diferencia entre las curvas de dispersión relativa de los periodos antes y durante el huracán. La diferencia es mayor en distancias de separación inicial menor que 1km, mientras que al considerar  $D_o$  mayores las curvas de dispersión en los dos periodos son muy parecidas. Esto indica que el efecto del huracán toma más importancia a escalas pequeñas. Es importante tener en cuenta que en los casos en que  $D_o \leq 1\text{km}$  el número de pares que se utilizaron para calcular la dispersión relativa durante el periodo del huracán es relativamente pequeño.

#### 4.2. Dispersión relativa calculada a partir de los datos obtenidos por medio de simulación numérica

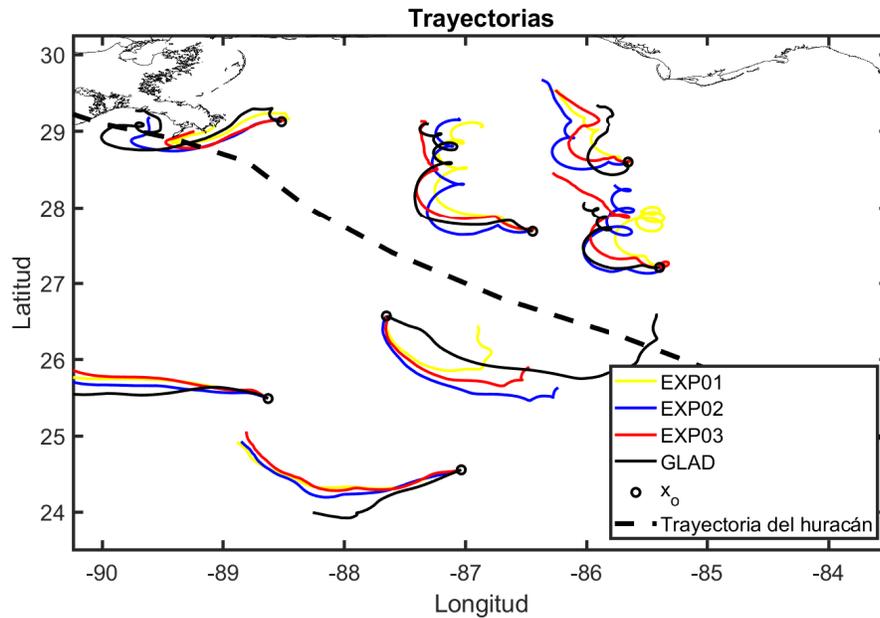
En la subsección anterior observamos que, de acuerdo a los datos de GLADS, la dispersión relativa se ve afectada por la acción de los vientos extremos durante el evento del huracán. Por otro lado, se sabe que el oleaje funciona como un tipo de intermediario entre el flujo del momento entre la atmósfera y el océano (Ardhuin *et al.*, 2005). Así mismo, se sabe que el oleaje tiene un efecto en el transporte debido a la deriva de Stokes, el cual es muy importante en eventos de vientos extremos (Curcic *et al.*, 2016). Ya que en este trabajo se desea investigar el efecto de la deriva de Stokes en la dispersión relativa, en todos los ejercicios numéricos se utilizaron los campos de velocidad calculados por el modelo POLCOMS ejecutado en modo desacoplado (EXP01 en la subsección 3.5), para evitar introducir la incertidumbre que representa utilizar dos campos distintos de corriente.

En la figura 16 se muestra la comparación entre las trayectorias de algunas de las



**Figura 15.** Comportamiento de la evolución de la dispersión relativa en función del tiempo en condiciones típicas (azul) y durante el periodo de huracán (naranja) para  $D_0 = 0.15, 1, 5, 10$  y  $30$  km

boyas del proyecto GLAD y las trayectorias calculadas a partir de las corrientes obtenidas a partir de los diferentes experimentos numéricos (ver notación de experimentos en subsección 3.5). Las trayectorias que se obtuvieron a partir del uso de campos de corriente de los experimentos describen adecuadamente el movimiento ciclónico en lado izquierdo de la trayectoria del huracán y el anticiclón en el lado derecho, con osci-

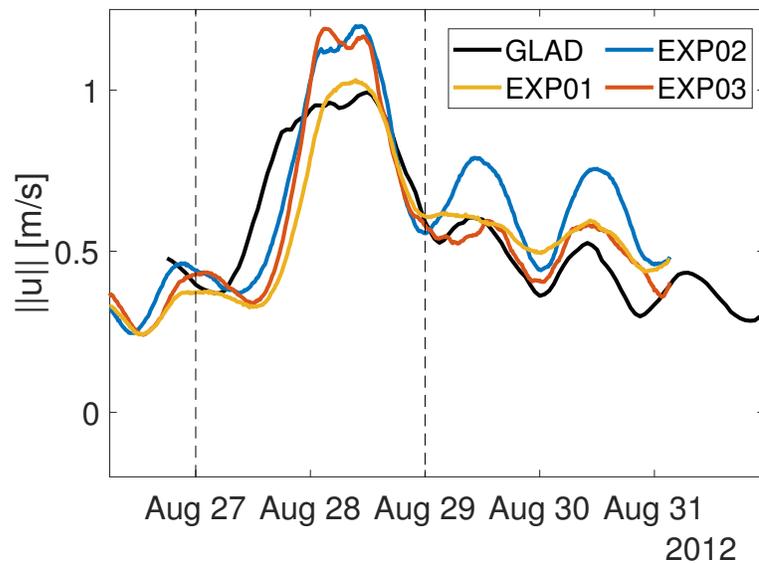


**Figura 16.** Comparación de algunas trayectorias de las boyas GLAD (negro) con las trayectorias sintéticas obtenidas con el campo de corrientes euleriana (amarillo), Stokes paramétrica (azul), y formulación GLM (rojo).

laciones inerciales importantes en el lado derecho, como se aprecia en las trayectorias de las boyas GLAD.

En la figura 17 se presenta la magnitud de la velocidad promedio instantánea de las partículas correspondientes a los distintos experimentos numéricos y la correspondiente a la de las boyas del proyecto GLAD. Se observa que cuando el huracán pasa sobre la zona en la que se encontraban las boyas se presenta un incremento de alrededor de 0.5 m/s en la magnitud de la velocidad promedio. Este incremento es mayor en el caso observado, en comparación con la solución numérica. La velocidad promedio máxima es sobrestimada en los casos en que se incluyen los valores de la deriva de Stokes, lo cual indica una sobrestimación (aprox. 20%) del efecto de la deriva de Stokes en los experimentos durante condiciones de huracán.

La dispersión relativa se calculó a partir de las trayectorias simuladas considerando la distancia de separación original  $D_o = 2, 5, 10$  y  $30$  km ( $\pm 0.15$  km). En los experimentos numéricos no se consideraron los casos con  $D_o = 0.15$  y  $1$  km ya que la resolución del modelo es de  $2$  km. La resolución del modelo es un factor importante ya que, como observamos en la figura 18, cuando  $D_o < 10$  km la dispersión relativa obtenida de las trayectorias correspondientes a los diferentes experimentos es subestimada en



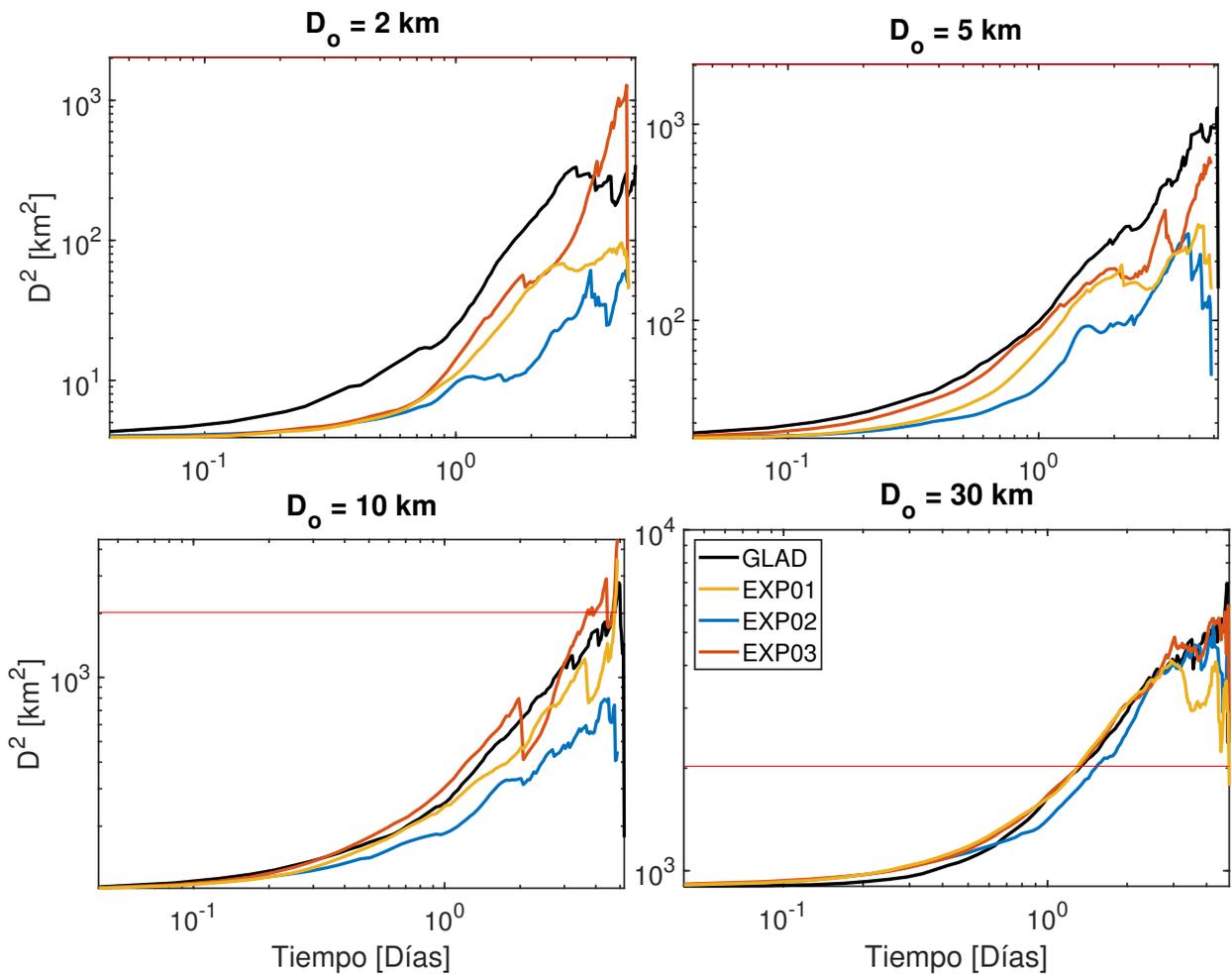
**Figura 17.** Magnitud de velocidad promedio de las partículas para las boyas de GLAD y las simuladas con la corriente euleriana, Stokes parametrizada y GLM (Cambiar a español la fecha, agregar imagen de trayectorias).

comparación con la calculada con las boyas de deriva. Cuando  $D_o = 10$  y  $30$  km la dispersión relativa calculada en los experimentos es similar a la dispersión relativa calculada a partir de los datos de las boyas. Esto puede atribuirse a la capacidad del modelo en reproducir la dispersión relativa en escalas menores, ya que  $D_o = 2$  y  $5$  km es similar a la escala de resolución de la malla de los campos de corrientes.

En este análisis se analizaron 129, 160 y 202 pares con  $D_o = 5, 10$  y  $30$  km, respectivamente, en el EXP01. En el EXP02 se consideraron 115, 148 y 202 pares con  $D_o = 5, 10$  y  $30$  km, respectivamente. Por último, en el EXP03 se utilizaron 136 pares con  $D_o = 5$  km, 168 con  $D_o = 10$  km y 205 con  $D_o = 30$  km (figura 19).

En la figura 20 se muestra la razón entre la dispersión relativa zonal con la meridional (páneos en la columna izquierda) de cada uno de los experimentos y la correlación de velocidades correspondiente (páneos en la columna derecha). En cada gráfico se incluyen las líneas (negro) correspondientes calculadas a partir de los datos de boya del proyecto GLAD.

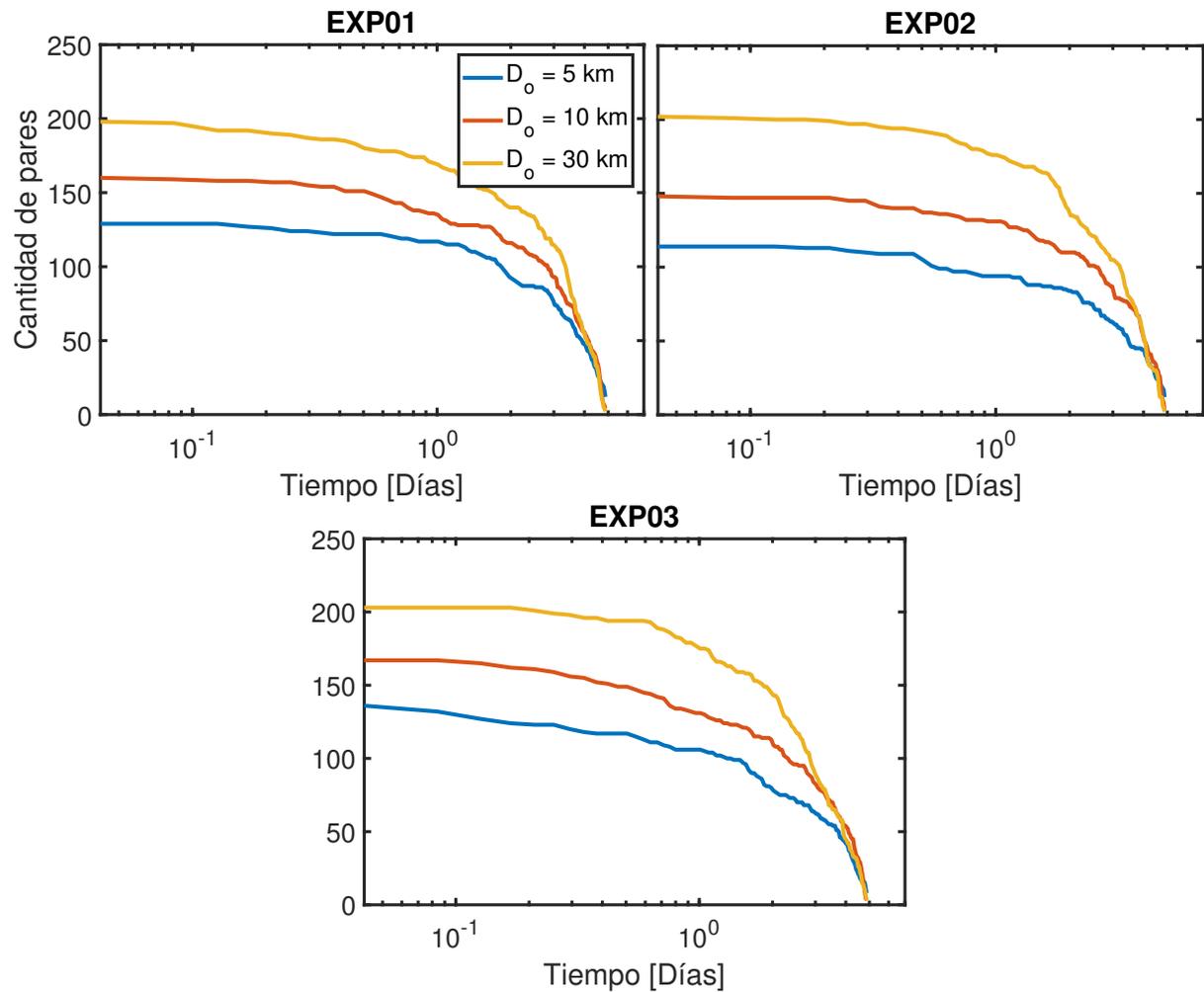
Se encuentra una tendencia similar a la obtenida con los datos de boyas de deriva para condiciones de huracán, con dispersión relativa mayormente anisotrópica, con predominancia de la dispersión en la dirección zonal. Cuando  $D_o = 5$  y  $10$  km en el EXP01 la dispersión es isotrópica hasta  $r = 30$  km, pero en escalas mayores la disper-



**Figura 18.** Dispersión relativa para calculada por los diferentes experimentos para los distintos valores de separación inicial  $D_o$ .

sión es zonalmente anisotrópica. En cuanto a la dispersión obtenida a partir del EXP02, en escalas menores que 30km se observa anisotropía con preferencia meridional y en escalas mayores preferencia zonal. En el EXP03, la preferencia fue meridional en todo el rango de escalas excepto cuando  $D_o = 5\text{km}$  en este caso la dispersión es zonal en escalas de aproximadamente 50km. Cuando  $D_o = 30\text{km}$  la dispersión fue meridional en todos los casos. Con este análisis se puede inferir que la modelación de la dispersión con los campos de corriente del EXP03 es la que mejor reproduce la dispersión observada.

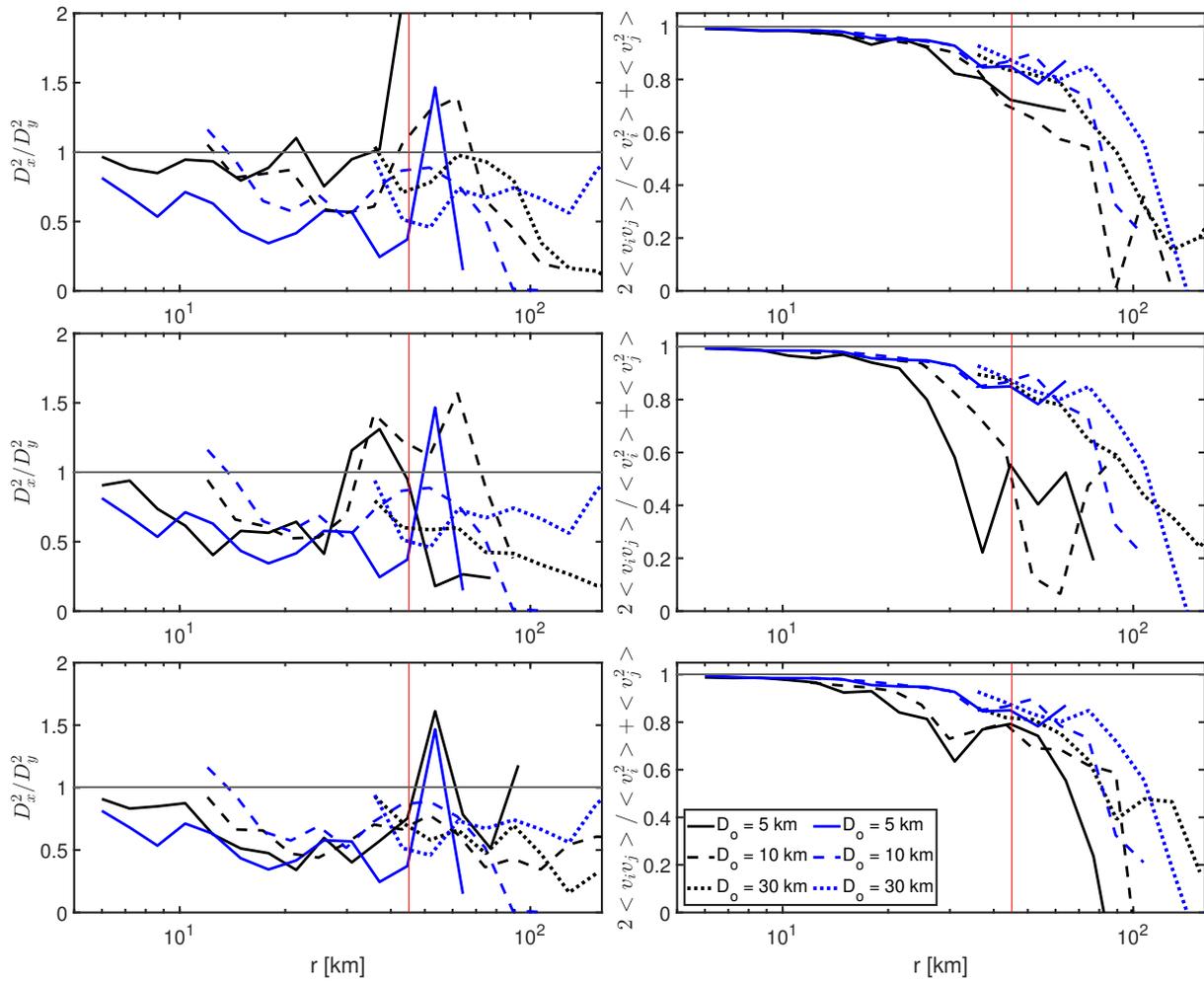
En cuanto a la correlación de velocidades, se encontró que el movimiento de los pares tiene correlación mayor que 0.8 para  $r$  menores de 20km, aunque las simulaciones obtenidas con los campos de corriente eulerianos tenían correlación mayor a 0.8 hasta escalas de 30km. En los casos con  $D_o = 30\text{ km}$  la correlación es mayor que 0.8



**Figura 19.** Serie de tiempo de pares activos en  $D_o = 5, 10$  y  $30$  km para el caso euleriano, Stokes paramétrico y formulación GLM.

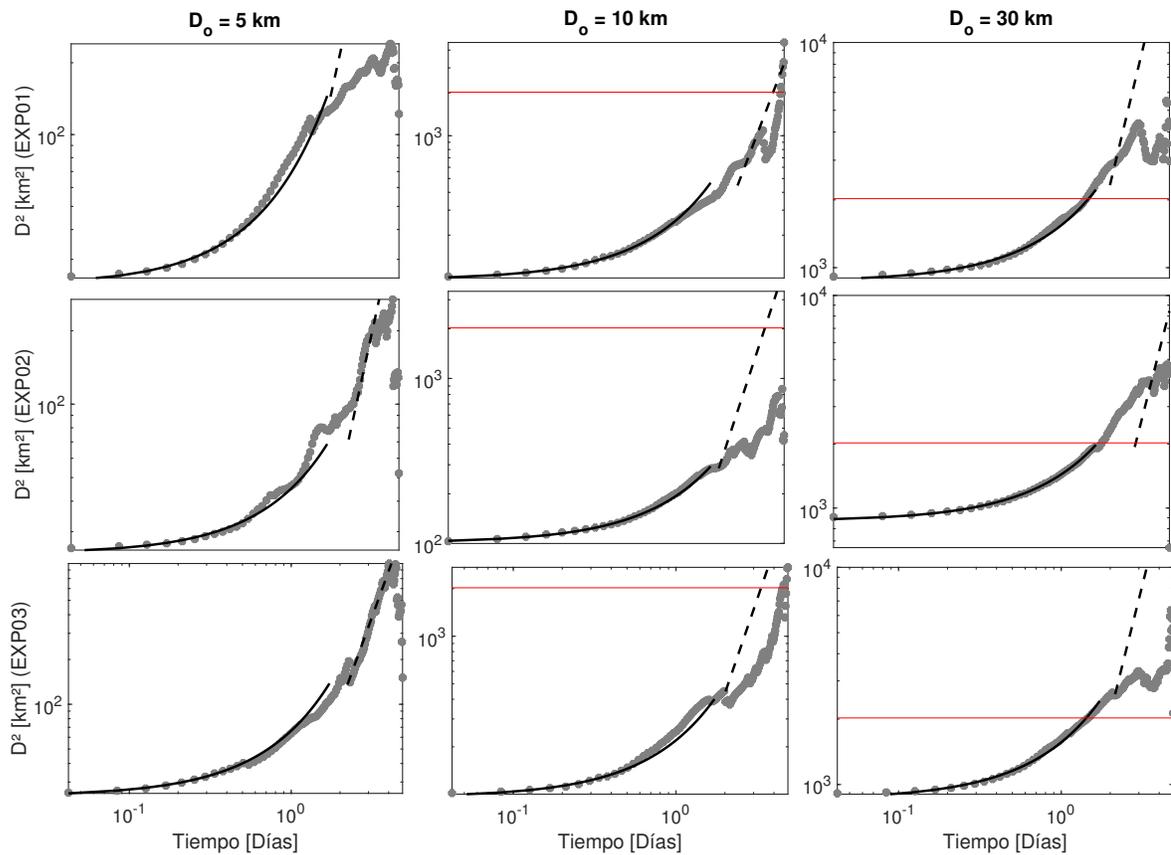
hasta escalas del tamaño del radio de deformación de Rossby en todos los casos. Con los resultados obtenidos de los datos de boya se encontró que la correlación de la velocidad de los pares se mantenía hasta escalas similares a la del radio de deformación de Rossby, descartando el caso en que  $D_o = 0.15$  km. Esto indica que el movimiento de los pares deja de estar correlacionado en escalas menores en los casos de las trayectorias simuladas.

Como se mencionó anteriormente, en esta sección se analizan los resultados cuando  $D_o = 5, 10$  y  $30$  km ya que estos casos mostraron mayor similitud con la dispersión relativa calculada para los datos observados. El tiempo de transición entre el régimen exponencial y el de Richardson se tomó cuando  $\sqrt{D^2} = 5D_o$ , que es aproximadamente 1 día para los tres casos. Al analizar el ajuste del régimen exponencial en la curva de dispersión relativa (figura 21) se encuentra que este valor describe adecuadamente



**Figura 20.** Razón de dispersión relativa zonal con la meridional en función de la escala, para diferentes separaciones iniciales de los pares de partículas de las trayectorias simuladas (izquierda) y correlación de velocidad lagrangiana normalizada de los pares de partículas en función de la escala de separación de las partículas (derecha). La línea vertical roja indica la escala del radio de deformación de Rossby.

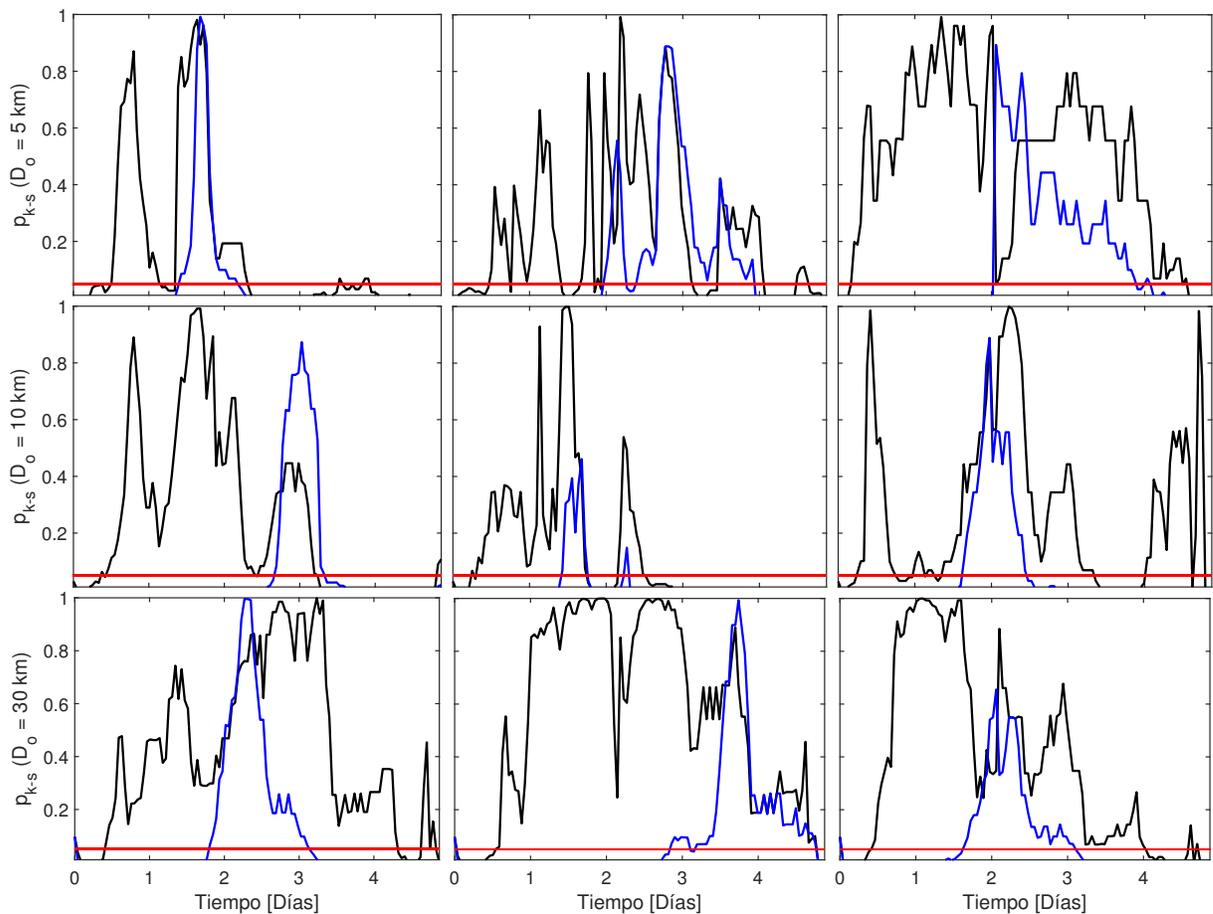
la dispersión en el periodo del ajuste en todos los casos. Por otro lado, en escalas mayores que el radio de deformación de Rossby, en donde se espera un mejor ajuste al régimen de Richardson, se obtuvo un comportamiento distinto a la dispersión obtenida con los datos de las boyas. Las curvas de dispersión relativa muestran una convergencia de partículas después del primer día en los casos con  $D_o = 30$  km en los experimentos EXP01 y EXP03. Esto ocasiona un ajuste relativamente pobre en el régimen de Richardson, pero después de este periodo la tendencia de crecimiento de la dispersión relativa es bien representada por el régimen de Richardson ajustado. En estos dos casos se puede observar que la dispersión disminuye hasta escalas cerca del radio de deformación de Rossby, lo cual podría sugerir convergencia de estructuras de forma de zipper como las reportadas por D'Asaro *et al.* (2018). Estos pueden ser cau-



**Figura 21.** Ajustes del régimen exponencial y de Richardson en la dispersión relativa de las trayectorias simuladas con los campos eulerianos (arriba), Stokes paramétrico (centro) y GLM (abajo).

sados por remolinos con escala cercanas al radio de deformación de Rossby (LaCasce, 2010). Aunque este comportamiento fue evidente con los campos de corriente de los experimentos EXP01 y EXP03, esta tendencia no es tan evidente en los datos de boya.

En la figura 22 se muestran los valores obtenidos al aplicar la prueba K-S en los resultados de los experimentos numéricos. Se puede observar que en el EXP01 el régimen exponencial describe adecuadamente las PDF de las trayectorias simuladas en un periodo de 2 días cuando  $D_o = 5\text{km}$ , aproximadamente 3 días cuando  $D_o = 10\text{ km}$  y en todo el periodo revisado (5 días) cuando  $D_o = 30\text{ km}$ . En el EXP02 también se obtuvo concordancia con el régimen exponencial en todo el periodo revisado cuando  $D_o = 5$  y  $30\text{km}$ . Al considerar  $D_o = 10\text{km}$  este periodo es de 3 días. Por último, en el EXP03 el régimen exponencial describe adecuadamente a la PDF de las separaciones de las partículas durante todo el periodo simulado. En todos los casos el régimen de Richardson se sobrepone en periodos en donde el régimen exponencial también es adecuado. Este periodo se encuentra entre 2 y 4 días, dependiendo del caso. De igual manera, como se observó con los datos de boyas, el régimen exponencial es el



**Figura 22.** Serie de tiempo del parámetro  $p$  de la prueba K-S para las trayectorias simuladas para  $D_0 = 5\text{km}$  (paneles en fila superior),  $10\text{km}$  (paneles en fila central) y  $30\text{km}$  (paneles en fila inferior). La columna de la izquierda indica la serie obtenida con las PDF's del experimento EXP01, la columna del centro muestra las obtenidas de las trayectorias con el experimento EXP02 y la columna de la derecha las obtenidas para el experimento EXP03.

dominante durante el periodo de huracán. Esto indica que la dispersión no-local es la predominante durante este periodo.

Los parámetros  $T$  y  $\beta$  obtenidos de los ajustes se muestran en la tabla 5. Estos fueron comparados con los parámetros obtenidos a partir de los datos de las boyas GLAD correspondientes al periodo del huracán. Se encontró que el parámetro  $T$  obtenido de las trayectorias del campo de corrientes del EXP01 es 23% mayor que el obtenido a partir de los datos de las boyas cuando  $D_0 = 5\text{km}$ , 2% mayor en los casos con  $D_0 = 10\text{km}$  y 19% mayor cuando  $D_0 = 30\text{km}$ . En el EXP02 el parámetro  $T$  es 120% mayor que el obtenido con los datos observados en  $D_0 = 5\text{km}$ , 52% mayor en  $D_0 = 10\text{km}$  y 38% mayor en  $D_0 = 30\text{km}$ . Con los resultados del EXP03 se encontró una diferencia de 30% mayor que la observada en los casos con  $D_0 = 5\text{km}$ , 14% mayor con  $D_0 = 10\text{km}$  y 8% menor cuando  $D_0 = 30\text{km}$ . La mejor parecido de los parámetros

obtenidos de los experimentos numéricos con los obtenidos de los datos de boyas en cuanto a la dispersión no-local fueron obtenidas con los campos de corriente del EXP01 en  $D_o = 5$  y  $10\text{km}$ . En  $D_o = 30\text{km}$  se encontró un mayor parecido entre la dispersión no-local observada y la calculada para el experimento EXP03. Aunque en general la dispersión no-local es mejor reproducida con los campos de corriente del experimento EXP01, la diferencia entre la dispersión descrita por los parámetros obtenidos con el experimento EXP03 no era significativa.

**Tabla 5.** Parámetros de dispersión no-local ( $T$ ) y local ( $\beta$ ).

$D_o$	$T$				$\beta$			
	GLAD	EXP01	EXP02	EXP03	GLAD	EXP01	EXP02	EXP03
5 km	6.1	7.5	13.4	7.9	1.5	1.7	1.0	1.3
10 km	8.5	8.7	12.9	9.7	1.6	1.7	2.0	2.2
30 km	12.2	14.5	16.8	13.2	2.6	3.6	2.4	3.7

En cuanto a la dispersión local descrita por el parámetro  $\beta$ , se encontró una dispersión mayor con los datos del experimento EXP01 con respecto a los datos de las boyas de deriva (13%, 6% y 38% mayor en los casos con  $D_o = 5, 10$  y  $30\text{km}$ , respectivamente). En los resultados del experimento EXP02 una diferencia del 33% menor, 25% mayor y 8% menor cuando  $D_o = 5, 10$  y  $30\text{km}$ , respectivamente. En los resultados del experimento EXP03, se encontró una subestimación de 13% cuando  $D_o = 5\text{km}$ , y sobrestimaciones de 38% cuando  $D_o = 10\text{km}$  y 42% con  $D_o = 30\text{km}$ . En general se encontró que en  $D_o = 5\text{km}$ , la dispersión local se puede describir adecuadamente con los campos de corriente del experimento EXP01, al igual que con los obtenidos del experimento EXP03. En  $D_o = 10\text{km}$  la dispersión obtenida de los campos de EXP01 es la que mejor reproduce la dispersión local. Por último, para  $D_o = 30\text{km}$  se tuvo una mejor descripción de la dispersión utilizando los campos de corriente del experimento EXP02. Esto puede ser debido a que en este caso no se obtuvo la convergencia de partículas en escalas de  $\pm 50\text{km}$ . Es importante remarcar que aunque se realizó un análisis de la dispersión correspondiente a un régimen de Richardson, el régimen exponencial es el que domina la dispersión durante este periodo.

El efecto del oleaje se analizó comparando los parámetros de dispersión no-local ( $T$ ) y local ( $\beta$ ) calculados para los experimentos EXP02 y EXP03 con los resultados obtenidos para el EXP01. Se encontró que con la adición de una deriva de Stokes calculada de manera paramétrica (EXP02) la dispersión no-local se sobrestiman un

79 %, 48 % y 16 % en  $D_o = 5, 10$  y 30km, respectivamente, los valores de la dispersión calculada para el EXP01. En cuanto al uso de una deriva de Stokes calculada a partir del espectro del oleaje (EXP03), la dispersión no-local se sobrestima un 5 % y 11 % en  $D_o = 5$  y 10km, respectivamente, y se subestima un 9 % en  $D_o = 30$ km con respecto a los calculados para EXP01.

Por otro lado, para la dispersión local el efecto del oleaje en el EXP02 disminuyó un 42 % y 33 % en  $D_o = 5$  y 30km, respectivamente, y aumentó un 8 % en  $D_o = 10$ km con respecto a los valores obtenidos en el EXP01. Los resultados muestran que en  $D_o = 5$  km, la dispersión local es descrita adecuadamente con los campos de corrientes del EXP01 y el EXP03. En el caso cuando  $D_o = 10$  km el EXP01 es el que mejor reproduce la dispersión local descrita por el parámetro  $\beta$  y el EXP02 cuando  $D_o = 30$ km. Esto puede ser debido a que en el caso cuando  $D_o = 30$ km, el EXP02 no muestra la convergencia de partículas en escalas de  $\pm 50$  km. Es importante remarcar que aunque se realizó un análisis de la dispersión correspondiente a un régimen de Richardson, el régimen exponencial es el que domina la dispersión durante este periodo.

El efecto del oleaje se analizó comparando los parámetros de dispersión no-local ( $T$ ) y local ( $\beta$ ) calculados en el EXP02 y EXP03 con los resultados obtenidos en el EXP01. Se encontró que con la adición de la deriva de Stokes calculada de manera paramétrica (EXP02) la dispersión no-local se sobrestima con lo que se obtuvo en el EXP01 en un 79 %, 48 % y 16 % cuando  $D_o = 5, 10$  y 30 km, respectivamente. Los valores de la dispersión calculados en el EXP01. Por otro lado, al considerar la deriva de Stokes calculada a partir del espectro del oleaje (EXP03), la dispersión no-local se sobrestima en un 5 % y 11 % cuando  $D_o = 5$  y 10 km, respectivamente, y se subestima en 9 % cuando  $D_o = 30$  km con respecto a los calculados en el EXP01.

Por otro lado, en la dispersión local el efecto del oleaje del EXP02 disminuye en un 42 % y 33 % cuando  $D_o = 5$  y 30 km, respectivamente, y muestra un aumento en 8 % cuando  $D_o = 10$  km con respecto a los valores obtenidos en el EXP01. Los resultados del EXP03 subestiman un 24 % la dispersión local cuando  $D_o = 5$  km y se sobrestima en un 29 % y 3 % cuando  $D_o = 10$  y 30 km, respectivamente, a los resultados del EXP01. En general se observa un mayor efecto del oleaje al incluir la deriva de Stokes paraméricamente, mientras que el efecto introducido al considerar la deriva de Stokes calculada a partir del modelo de oleaje, no mayor es al 29%. Esta sobrestimación del

efecto del oleaje por parte de la implementación paramétrica de la deriva de Stokes se ve reflejada al comparar la dispersión obtenida del EXP02 con la dispersión observada con los datos de boyas. Por otro lado, al analizar las trayectorias obtenidas del EXP02 se observó una mayor distancia recorrida por las partículas en contraste con lo obtenido en los otros experimentos. Esto sugiere que aunque el desplazamiento de las partículas es mayor no es indicativo de que su dispersión también lo sea. Este comportamiento indica que las partículas se desplazan manteniendo la distancia entre ellas.

En resumen, se encontró una subestimación en la magnitud de la velocidad promedio de las trayectorias sintéticas con las observadas a partir de las boyas de deriva durante la primera mitad del periodo del huracán y una sobrestimación en la segunda mitad. Utilizando la implementación de la deriva de Stokes de forma paramétrica (EXP02) se obtuvo una mejor representación del comportamiento de las oscilaciones inerciales encontradas con las boyas de deriva.

En cuanto a la dispersión relativa, se encontró que lo obtenido con las trayectorias sintéticas reproducen de manera adecuada la dispersión relativa observada cuando  $D_o > 10$  km. Al revisar la razón de dispersión relativa zonal y meridional en función de la escala espacial, se encontró que en el EXP01 se mantiene isotropía en escalas menores que 30km, en escalas mayores la dispersión es zonalmente anisotrópica. En el caso del experimento EXP02 se encontró anisotropía con preferencia meridional en escalas menores que 30km y ésta cambiaba a una preferencia zonal en escalas mayores. En el caso del EXP03 se mantiene una anisotropía meridional en todo el rango de escalas revisado, por lo que esta implementación es la que reproduce de mejor manera la preferencia de orientación de la dispersión observada.

Con respecto a la correlación de velocidades de los pares se encontró que se mantiene una correlación mayor que 0.8 en escalas menores que 30km en todos los casos. Cuando  $D_o = 30$ km la correlación se mantiene hasta escalas de aproximadamente 50km. Al calcular la dispersión relativa con los campos de corrientes obtenidos a partir del modelo se encontró una convergencia entre las partículas en escalas de 55 y 63 km para al analizar los resultados del EXP01 y el EXP03, en donde la dispersión disminuye hacia escalas cerca al radio de deformación de Rossby. Este comportamiento no es tan evidente en los resultados obtenidos con los datos de las boyas de deriva.

Por último, se encontró que la dispersión no-local es la que domina en el periodo analizado, excepto en los caso con  $D_o = 5$  y  $10\text{km}$  del experimento EXP01, en donde la dispersión es local hasta 2 y 3 días, respectivamente. En el EXP02 se encontró que el periodo en que la dispersión es no-local es de 2 días para  $D_o = 10$  km. La descripción de la dispersión local teórica se ajusta en el periodo de 2 a 3 días, en donde el régimen exponencial también describe la dispersión adecuadamente. En general, la dispersión fue subestimada utilizando las suposiciones del experimento EXP02. En los otros experimentos se encontró una mejor descripción de la dispersión obtenida con las boyas. Por otro lado, el efecto del oleaje fue más significativo utilizando la deriva de Stokes calculada de manera paramétrica (EXP02).

Como observaciones finales, es necesario considerar que la dispersión estimada ante condiciones de huracán cuando  $D_o > 5\text{km}$  es muy similar a la que se presenta durante condiciones típicas. Esto sugiere que el efecto de los vientos extremos del huracán es más significativo en escalas pequeñas. No obstante, es importante resaltar que durante estas condiciones los pares encontrados para realizar el análisis fueron pocos, por lo que es posible que este factor sea importante en cuanto a la robustez estadística de los resultados reportados.

## Capítulo 5. Conclusiones

---

En este trabajo se realizó una caracterización de la dispersión relativa en condiciones de huracán en contraste con la que se presenta en condiciones típicas a partir de datos observados, con la intención de identificar el efecto de los vientos extremos en la dispersión. Adicionalmente, se hace un estudio numérico para cuantificar el efecto del oleaje en la dispersión relativa bajo las mismas condiciones utilizando resultados de modelos numéricos.

Se caracterizó la dispersión relativa estableciendo su comportamiento en condiciones típicas con los datos de las boyas del proyecto GLAD en el periodo del 20 de julio al 26 de agosto de 2012, periodo previo al huracán Isaac. Durante este periodo se encontró que la dispersión es isotrópica en escalas menores que 100km, donde se mantiene una correlación de la velocidad de los pares considerados. En esta escala se encontró que la dispersión relativa es no-local en periodos de un día cuando  $D_o = 0.15 \pm 0.05$ km y hasta cuatro días considerando  $D_o$  mayores. En periodos mayores se observó que la dispersión es local entre 4 a 10 días. Después de 10 días la dispersión se vuelve absoluta, llegando a escalas mayores que 100km en donde la velocidad de los pares no se encuentra correlacionado. Este comportamiento es caracterizado por el régimen estándar (lineal) de dispersión relativa. Los parámetros obtenidos para describir la dispersión son similares a los encontrados en estudios previos.

Durante el periodo con la presencia del huracán se utilizaron pares de oportunidad, cuyo número fue significativamente menor que en condiciones típicas, lo cual compromete la significancia de la estadística principalmente en distancias de separación inicial,  $D_o$ , pequeñas. Se encontró que durante este periodo la dispersión es anisotrópica, independientemente de  $D_o$ , con una dispersión con preferencia meridional. Se encontró que la dispersión relativa es no-local en periodos menores que 1 día con  $D_o = 0.15$ km y hasta 4 días en  $D_o$  mayores. A pesar de que la dispersión local se sobrepone con la no-local entre 3 y 5 días, las escalas consideradas sugieren que la dispersión es principalmente no-local. Durante el huracán la dispersión relativa se vio afectada principalmente con  $D_o < 1$  km en donde ambos tipos de dispersión, local y no-local, son aproximadamente el doble que en condiciones típicas. En los casos con  $D_o$  mayores se observó un aumento de la dispersión relativa de aproximadamente 15%. Lo anterior indica que los vientos extremos afectan la dispersión relativa de

manera significativa en escalas pequeñas.

El efecto del oleaje fue cuantificado adicionando la deriva de Stokes a los valores de corriente superficial generados por un modelo hidrodinámico. Se encontró que las trayectorias observadas son simuladas satisfactoriamente por el modelo numérico. En este caso, el cálculo de la dispersión relativa se llevó a cabo en los casos con  $D_o > 5\text{km}$  debido a la resolución espacial del modelo numérico. Los resultados de los experimentos numéricos indican que al utilizar valores de la deriva de Stokes calculados por un modelo numérico de oleaje, se reproduce adecuadamente la orientación preferencial de la dispersión.

Por otra parte, al igual que lo encontrado a partir de los datos de las boyas, se encontró que la dispersión no-local domina el comportamiento de la dispersión en el periodo de huracán. Así mismo, el efecto del oleaje es más significativo utilizando una aproximación paramétrica de la deriva de Stokes, aunque esta aproximación puede ser ajustada. Aunque al utilizar una aproximación paramétrica se presenta un mayor desplazamiento de las partículas, la dispersión relativa es menor que en el caso de calcular la deriva de Stokes a partir del espectro direccional del oleaje. Esto sugiere que la influencia del viento hace que las corrientes arrastren grupos de partículas una mayor distancia aunque mantiene las partículas juntas.

Finalmente, es importante recalcar que la dispersión relativa obtenida con los experimentos numéricos en casos con  $D_o = 5\text{km}$  en periodo de huracán es muy similar a la que se obtiene ante condiciones típicas. De acuerdo a las observaciones, la dispersión relativa es principalmente afectada en escalas menores durante el evento de huracán, por lo que se espera tener una mejor descripción del efecto del oleaje al implementar una simulación numérica con resolución espacial que resuelva estas escalas.

## Literatura citada

- Ardhuin, F., Jenkins, A. D., Hauser, D., Reniers, A., y Chapron, B. (2005). Waves and operational oceanography: Toward a coherent description of the upper ocean. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, **86**(4): 37–40.
- Ardhuin, F., Raschle, N., y Belibassakis, K. A. (2008). Explicit wave-averaged primitive equations using a generalized lagrangian mean. *Ocean Modelling*, **20**: 35–60.
- Batchelor, G. K. (1950). The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **76**(328): 133–146.
- Bennis, A., 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**: 260–272.
- Beron-Vera, F. J. y LaCasce, J. (2016). Statistics of simulated and observed pair separations in the gulf of mexico. *Journal of Physical Oceanography*, **46**(7): 2183–2199.
- Beyer, J., Trannum, H. C., Bakke, T., Hodson, P. V., y Collier, T. K. (2016). Environmental effects of the deepwater horizon oil spill: A review. *Marine Pollution Bulletin*, **110**(1): 28–51.
- Biswas, M. K., Bernardet, L., Ginis, I., Knon, Y., Liu, B., Liu, Q., Marchok, T., Mehra, A., Newman, K., Sheinin, D., Subramanian, S., Tallapragada, V., Thomas, B., Tong, M., Trahan, S., Wang, W., Yablonsky, R., y Zhang, X. (2016). Hurricane weather research and forecasting (hwrf) model. p. 2016 Scientific Documentation.
- Bolaños, R., Osuna, P., Wolf, J., Monbaliu, J., y Sanchez-Arcilla, A. (2011). Development of the polcoms–wam current–wave model. *Ocean Modelling*, **36**: 1–2–115.
- Breivik, Ø. y Allen, A. A. (2008). An operational search and rescue model for the norwegian sea and the north sea. *Journal of Marine Systems*, **69**(1-2): 99–113.
- Breivik, Ø., Allen, A. A., Maisondieu, C., y Roth, J. C. (2011). Wind-induced drift of objects at sea: The leeway field method. *Applied Ocean Research*, **33**(2): 100–109.
- Breivik, Ø., Allen, A. A., Maisondieu, C., y Olagnon, M. (2013). Advances in search and rescue at sea. *Ocean Dynamics*, **63**: 83–88.
- Corrado, R., Lacorata, G., Palatella, L., Santoleri, R., y Zambianchi, E. (2017). General characteristics of relative dispersion in the ocean. *Scientific reports*, **7**(1): 1–11.
- Curcic, M., Chen, S. S., y Özgökmen, T. M. (2016). Hurricane-induced ocean waves and stokes drift and their impacts on surface transport and dispersion in the gulf of mexico. *Geophysical Research Letters*, **43**(6): 2773–2781.
- D’Asaro, E. A., Shcherbina, A. Y., Klymak, J. M., Molemaker, J., Novelli, G., Guigand, C. M., Haza, A. C., Haus, B. K., Ryan, E. H., Jacobs, G. A., et al. (2018). Ocean convergence and the dispersion of flotsam. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **115**(6): 1162–1167.
- Davis, R. (1985). Drifter observations of coastal currents during code. the method and descriptive view. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **90**(C3): 4756–4772.

- Davis, R. E. (1998). Preliminary results from directly measuring middepth circulation in the tropical and south pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **103**(C11): 24619–24639.
- Er-El, J. y Peskin, R. L. (1981). Relative diffusion of constant-level balloons in the southern hemisphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, **38**(10): 2264–2274.
- Graff, L., Guttu, S., y LaCasce, J. (2015). Relative dispersion in the atmosphere from reanalysis winds. *Journal of Atmospheric Sciences*, **72**(7): 2769–2785.
- Holt, J. T. y James, I. D. (2001). An s coordinate density evolving model of the northwest european continental shelf 1, model description and density structure. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **106**(C7): 14015–14034.
- Jalón-Rojas, I., Wang, X. H., y Fredj, E. (2019). A 3d numerical model to track marine plastic debris (trackmpd): Sensitivity of microplastic trajectories and fates to particle dynamical properties and physical processes. *Marine Pollution Bulletin*, **141**: 256–272. doi:10.1016/j.marpolbul.2019.02.052.
- Kolmogorov, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Cr Acad. Sci. URSS*, **30**: 301–305.
- Koszalka, I., LaCasce, J., y Orvik, K. (2009). Relative dispersion in the nordic seas. *Journal of Marine Research*, **67**(4): 411–433.
- Kraichnan, R. H. (1967). Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *The Physics of Fluids*, **10**(7): 1417–1423.
- LaCasce, J. (2008). Statistics from lagrangian observations. *Progress in Oceanography*, **77**(1): 1–29.
- LaCasce, J. (2010). Relative displacement probability distribution functions from balloons and drifters. *Journal of Marine Research*, **68**(3-4): 433–457.
- LaCasce, J. y Ohlmann, C. (2003). Relative dispersion at the surface of the gulf of mexico. *Journal of Marine Research*, **61**(3): 285–312.
- Lin, J.-T. (1972). Relative dispersion in the enstrophy-cascading inertial range of homogeneous two-dimensional turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **29**(2): 394–396.
- Longuet-Higgins, M. S. (1953). Mass transport in water waves. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **245**(903): 535–581.
- Massey Jr, F. J. (1951). The kolmogorov-smirnov test for goodness of fit. *Journal of the American statistical Association*, **46**(253): 68–78.
- McNutt, M. K., Camilli, R., Crone, T. J., Guthrie, G. D., Hsieh, P. A., Ryerson, T. B., Savas, O., y Shaffer, F. (2012). Review of flow rate estimates of the deepwater horizon oil spill. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **109**(50): 20260–20267.
- McWilliams, J. C., Restrepo, J. M., y Lane, E. M. (2004). An asymptotic theory for the interaction of waves and currents in coastal waters. *Journal of Fluid Mechanics*, **511**: 135–178, doi:10.1017/S0022112004009358.

- Michaud, H., Marsaleix, P., Leredde, Y., Estournel, C., Bourrin, F., F, L., Mayet, C., y Arduin, F. (2012). Three-dimensional modelling of wave-induced current from the surf zone to the inner shelf. *Ocean Science*, **8**: 657–681, doi:10.5194/os-8-657-2012.
- Monbaliu, J., Padilla-Hernández, R., Hargreaves, J. C., Carretero-Albiach, J. C., Luo, W., y Günther, H. (2000). The spectral wave model wam adapted for applications with high spatial resolution. *Coastal Engineering*, **41**: 41–62.
- Morel, P. y Larceveque, M. (1974). Relative dispersion of constant-level balloons in the 200-mb general circulation. *Journal of Atmospheric Sciences*, **31**(8): 2189–2196.
- Obhukov, A. (1941). Energy distribution in the spectrum of turbulent flow. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz*, **5**: 453–466.
- Okubo, A. (1971). Oceanic diffusion diagrams. En: *Deep sea research and oceanographic abstracts*. Elsevier, Vol. 18, pp. 789–802.
- Osuna, P. y Monbaliu, J. (2004). Wave-current interaction in the southern north sea. *Journal of Marine System*, **52**: 65–87.
- Poje, A. C., Özgökmen, T. M., Lipphardt, B. L., Haus, B. K., Ryan, E. H., Haza, A. C., Jacobs, G. A., Reniers, A., Olascoaga, M. J., Novelli, G., et al. (2014). Submesoscale dispersion in the vicinity of the deepwater horizon spill. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **111**(35): 12693–12698.
- Poulain, P.-M., Warn-Varnas, A., y Niiler, P. (1996). Near-surface circulation of the nordic seas as measured by lagrangian drifters. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **101**(C8): 18237–18258.
- Richardson, L. F. (1926). Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, **110**(756): 709–737.
- Richardson, P. L. (1983). Eddy kinetic energy in the north atlantic from surface drifters. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **88**(C7): 4355–4367.
- Risken, H. (1996). Fokker-planck equation. En: *The Fokker-Planck Equation*. Springer, pp. 63–95.
- Röhrs, J., Christensen, K. H., Vikebø, F., Sundby, S., Saetra, Ø., y Broström, G. (2014). Wave-induced transport and vertical mixing of pelagic eggs and larvae. *Limnology and oceanography*, **59**(4): 1213–1227.
- Salmon, R. (1980). Baroclinic instability and geostrophic turbulence. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, **15**(1): 167–211.
- Tamura, H., Miyazawa, Y., y Oey, L.-Y. (2012). The stokes drift and wave induced-mass flux in the north pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **117**(C08021): doi:10.1029/2012JC008113.
- van Sebille, E. (2014). Adrift.org.au - a free, quick and easy tool to quantitatively study planktonic surface drift in the global ocean. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, **461**: 317–322.

- van Sebille, E., Wilcox, C., Lebreton, L., Maximenko, N., Hardesty, B. D., van Franeker, J. A., Eriksen, M., Siegel, D., Galgani, F., y Law, K. L. (2015). A global inventory of small floating plastic debris. *Environmental Research Letters*, **10**: doi:10.1088/1748-9326/10/12/124006.
- Zavala-Hidalgo, J., Romero-Centeno, R., Mateos-Jasso, A., Morey, S. L., y Martínez-López, B. (2014). The response of the gulf of mexico to wind and heat flux forcing: What has been learned in recent years? *Atmósfera*, **27**(3): 317–4334.
- Zavala-Sansón, L., Pérez-Brunius, P., y Sheinbaum, J. (2017). Surface relative dispersion in the southwestern gulf of mexico. *Journal of Physical Oceanography*, **47**(2): 387–403.