

# EFFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA-CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA MAREA EN ESTUARIOS

M. Olabarrieta, R. Medina y P. Lomónaco

## Resumen:

En este artículo se analiza, mediante un modelo numérico, el efecto de la interacción ola-corriente en la propagación de la onda de marea en el interior de los estuarios. En concreto, se estudia la influencia de diferentes campos de oleaje incidentes en la desembocadura sobre la propagación de la onda de marea a lo largo del estuario. Los resultados obtenidos muestran que en los estuarios cuya desembocadura está sometida a la incidencia de oleaje relativamente energético, la onda de marea sufre un efecto similar a lo que produciría un aumento de la rugosidad o longitud del estuario. Más aún, aunque el oleaje se disipe totalmente en la zona más cercana a la desembocadura, sus efectos se hacen notables a lo largo de todo el estuario. Estas alteraciones en la propagación de la onda de marea tienen importantes implicaciones en la morfología de los estuarios, tanto a corto como a medio y largo plazo. Consecuentemente, modificaciones en las condiciones de oleaje en las zonas exteriores de los estuarios (construcción de diques de abrigo, espigones de canalización, etc.) conllevan variaciones en la morfología general interior de los mismos.

**Palabras clave:** Ola-corriente, estuarios, propagación de la marea, modelo numérico, morfodinámica, sobremareas.

## INTRODUCCIÓN

En las últimas tres décadas se han llevado a cabo diferentes estudios sobre la relación existente entre la propagación de la onda de marea y la configuración morfológica de los estuarios. Aubrey y Speer (1985), llegaron a la conclusión de que la deformación de la onda de marea es un parámetro que permite determinar la tendencia morfológica de los estuarios. La explicación física de este fenómeno está relacionada con el hecho de que a medida que la onda de marea se propaga hacia la zona interior del mismo sufre una deformación, tanto por los efectos de la amplitud finita en el término de la celeridad de la onda, como por su interacción con los contornos del estuario, es decir, la fricción en el fondo. Una consecuencia inmediata de dicha

deformación es una variación del tiempo que dura la vaciante y la llenante. Dado que el prisma de marea ha de ser el mismo, esta asimetría se traduce en una diferencia entre la intensidad de las corrientes durante la vaciante y la llenante. Si la vaciante dura más, las corrientes durante la llenante son más intensas y, al contrario, si la llenante dura más se produce una intensificación de las corrientes de vaciante. Esta asimetría temporal en el campo de velocidades puede tener su manifiesto en la tendencia evolutiva del estuario. Mientras que bajo un campo de corrientes totalmente simétrico el transporte neto de sedimentos es nulo, la asimetría de las velocidades puede inducir un transporte neto hacia el interior o hacia el exterior del estuario, de forma que el estuario tenga una tendencia morfológica hacia la llenante o hacia la vaciante.

Grupo de Ingeniería Oceanográfica y de Costas, Universidad de Cantabria.  
Avda de los Castros s/n, 39005 Santander. Tel. +34-942-201810, email: olabarrim@unican.es

Artículo recibido el 21 de febrero de 2005, recibido en forma revisada el 7 de junio de 2005 y aceptado para su publicación el 22 de julio de 2005. Pueden ser remitidas discusiones sobre el artículo hasta seis meses después de la publicación del mismo siguiendo lo indicado en las "Instrucciones para autores". En el caso de ser aceptadas, éstas serán publicadas conjuntamente con la respuesta de los autores.

La mayor parte de los estudios realizados sobre la interacción ola-corriente, Liu y Dalrymple (1979), Nishimura (1982), Hass, *et al.* (1998) y Özkan-Haller y Li (2003), entre otros, han sido llevados a cabo con el propósito de describir sus efectos en la hidrodinámica de la zona de rompientes de las playas. Sin embargo, aunque la acción conjunta del oleaje y de las corrientes fluvio-mareales es un hecho muy común en los estuarios, la influencia que dicha interacción puede suponer en la propagación de la onda de marea no ha recibido la misma atención. Desde 1979, tras el trabajo pionero llevado a cabo por Grant y Madsen (1979), se han realizado distintos trabajos donde se estudia la interacción oleaje- marea, dentro de los que cabe destacar los siguientes: Davies y Lawrence (1995), Bender y Wong (1993), Kagan, *et al.* (2003), Moon I.-J. (2005) y Bolaños- Sanchez, *et al.* (2005) entre otros.

De los estudios anteriores se concluye que la coexistencia de un campo de oleaje y las corrientes produce, entre otros efectos, un aumento de la intensidad de la tensión tangencial en el fondo, es decir, de la fricción con el fondo, parámetro que, como ya se ha señalado, es uno de los mecanismos que determina la deformación de la onda de marea. Cabe esperar, por lo tanto, que dicha interacción afecte a la propagación de la onda de marea a lo largo de los estuarios.

En el presente artículo se demuestra que la interacción ola-corriente produce modificaciones sobre la propagación de la onda de marea, y que su afección no solamente se ve confinado a la desembocadura donde la energía del oleaje es mayor, sino que se extiende a lo largo de todo el estuario.

La estructura del artículo es la siguiente: en primer lugar se describen las ecuaciones que gobiernan la propagación de la onda de marea a lo largo de un estuario unidimensional, incluyendo los términos que tienen en cuenta el efecto de la interacción ola-corriente. Posteriormente, mediante la resolución numérica de las ecuaciones planteadas, se analiza el efecto que el oleaje produce en la propagación de la onda de marea, evaluándose las modificaciones que generan las variaciones en la altura de ola, en el periodo del oleaje, así como en la capacidad de penetración del oleaje a lo largo del estuario. Por último, se resumen las conclusiones más importantes obtenidas en el estudio y se discuten las principales implicaciones que la interacción ola-corriente puede tener en la estabilidad y evolución morfológica de los estuarios.

## ECUACIONES DE GOBIERNO

Dado que la interacción ola-corriente consiste en una modificación mutua entre el campo de oleaje y las corrientes, el estudio de dicho proceso y de sus efectos debe tener en cuenta que las corrientes mareales se ven afectadas por su coexistencia con un campo de oleaje y viceversa.

En este apartado se describen las ecuaciones que gobiernan el comportamiento de ambos flujos, indicándose cuáles son los términos o ecuaciones que introducen el efecto de la interacción no lineal ola-corriente. En primer lugar, se describen las ecuaciones que gobiernan la propagación de las ondas largas y, posteriormente, se presentan las ecuaciones que rigen el comportamiento del oleaje bajo flujos combinados ola-corriente.

### Ecuaciones de gobierno de las ondas largas

Las ecuaciones generales que rigen la dinámica de las ondas largas son las ecuaciones de Navier-Stokes. En el caso concreto de los estuarios someros en los que existe una dirección predominante de propagación de la onda de marea, se pueden asumir las siguientes hipótesis de partida:

- Los movimientos verticales son despreciables frente a los movimientos horizontales.
- La distribución de presiones es hidrostática.
- El perfil vertical de velocidades es uniforme.
- La distribución de velocidades en el eje transversal al estuario es uniforme.

Ello permite que las ecuaciones de Navier-Stokes, así como la ecuación de conservación de cantidad de masa, puedan ser integradas en vertical y en la sección transversal (eje  $y$ ), dando como resultado las siguientes expresiones, Bruun (1978):

$$\frac{\partial(AU)}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + f \frac{PU|U|}{A} = 0 \quad (1)$$

El sistema de ecuaciones (1) representa el comportamiento hidrodinámico de una onda que se propaga a lo largo de un estuario unidimensional, en ausencia de oleaje.

Puesto que la coexistencia del oleaje con la corriente supone un aumento de la tensión tangencial en el fondo que sufre la corriente, a la hora de analizar el efecto de la interacción en la propagación de la onda de marea, es necesario reemplazar en el sistema de ecuaciones (1) el factor de fricción,  $f$ , por un factor de fricción para flujos combinados ola-corriente,  $f_{wc}$ . Es este término, el factor de fricción ola-corriente, el que introduce el efecto del oleaje sobre las corrientes de marea.

Dentro del estado del arte existen numerosos modelos de cierre, tales como los propuestos por Fredsøe (1984), Grant y Madsen (1979), Christoffersen y Jonsson (1985), Yoo y O'Connor (1988), Soulsby, *et al.* (1993), entre otros, que permiten cuantificar dicho factor de fricción en función de los siguientes parámetros:

- Relación entre la velocidad de la corriente y la máxima velocidad orbital cerca del fondo  $\frac{U}{U_b}$ .
- Relación entre la amplitud máxima de la velocidad orbital y la rugosidad del lecho  $\frac{A_b}{k_s}$ .
- Relación entre la profundidad y la rugosidad del lecho  $\frac{h}{k_s}$ .
- Ángulo comprendido entre la dirección de propagación de la corriente y del oleaje  $\theta$ .

Por lo tanto,

$$f_{wc} = f\left(\frac{U}{U_b}, \frac{A_b}{k_s}, \frac{h}{k_s}, \theta\right) \quad (2)$$

Generalmente, estos modelos de cierre son implícitos y requieren un proceso iterativo para su resolución. Este hecho, además de dificultar su aplicación en modelos hidrodinámicos, aumenta de forma considerable el gasto en tiempo de computación.

Soulsby, *et al.* (1993) realizaron un estudio comparativo de los modelos de cierre más utilizados para describir la interacción ola-corriente, derivando una aproximación algebraica de diversos modelos existentes en la literatura, tales como el de Grant y Madsen (1979), Christoffersen y Jonsson (1985), Davies, *et al.* (1988) y Fredsøe (1984). Las expresiones propuestas por Soulsby,

*et al.* (1993) son las siguientes (véase también Antunes do Carmo, *et al.*, 2003):

$$f_{wc} = \frac{8}{\rho U |U|} \langle |\tau_{b,wc}| \rangle \quad (3)$$

$$\langle |\tau_{b,wc}| \rangle = Y (|\tau_{b,c}| + |\tau_{b,w}|) \quad (4)$$

$$Y = X \left[ 1 + bX^p (1-X)^q \right] \quad (5)$$

$$X = \frac{|\tau_{b,c}|}{|\tau_{b,c}| + |\tau_{b,w}|} \quad (6)$$

En la ecuación (5)  $b$ ,  $p$  y  $q$  representan tres coeficientes dependientes del ángulo de intersección entre el oleaje y las corrientes, de la relación entre el factor de fricción del oleaje y de la corriente pura y del modelo utilizado para la modelización de la interacción ola-corriente. En el Anexo I se describe detalladamente la parametrización utilizada.

En el presente estudio se utiliza la parametrización realizada por Soulsby, *et al.* (1993) del modelo de cierre propuesto por Fredsøe (1984). Este modelo asume, como hipótesis de partida, que la escala temporal de la producción y la disipación de la energía cinética turbulenta es pequeña en comparación con el periodo del oleaje. Consecuentemente, el desarrollo de la capa límite del oleaje se puede tratar de forma independiente cada medio periodo del oleaje, y el perfil vertical de la velocidad de la corriente, fuera de la capa límite del oleaje, puede considerarse en equilibrio instantáneo con la energía turbulenta, es decir, el perfil vertical de la velocidad sigue una ley logarítmica.

La selección del modelo de cierre propuesto por Fredsøe (1984), se debe a que los perfiles verticales de velocidad predichos mediante el mismo, se ajustan razonablemente bien a las medidas obtenidas por Bakker y Doorn (1978), además de predecir valores muy cercanos a modelos más sofisticados 2DV, tales como el modelo de Kim, *et al.* (2001) y el de Fredsøe, *et al.* (1999).

### Ecuaciones de gobierno del oleaje

El oleaje incidente en una desembocadura sufre transformaciones a medida que se propaga aguas arriba en el estuario. Por un lado, la variabilidad espacio temporal de las corrientes mareales,

así como las variaciones del nivel medio, hacen que el oleaje esté sometido a continuas modificaciones.

Generalmente, el oleaje incidente en la desembocadura se propaga aguas arriba del estuario mientras que su energía se va disipando. Sin embargo, durante la vaciante, la intensidad de la corriente puede llegar a ser de tal magnitud que dé lugar al bloqueo del oleaje, es decir, la corriente en oposición no deja que el oleaje incidente en la desembocadura se propague aguas arriba del estuario, haciendo que su peralte aumente y finalmente rompa.

En este trabajo se considerarán las variaciones en el campo de oleaje incidente en el estuario inducidas por cambios en el calado así como por variaciones en la intensidad de la corriente de marea, pero no será objeto de análisis el posible bloqueo y rotura del oleaje. Dicho de otro modo, se asume que el oleaje siempre es capaz de propagarse aguas arriba del estuario a medida que su energía se disipa.

#### Efecto de las corrientes mareales y de las variaciones de la profundidad en el oleaje

Asumiendo que el campo de corrientes varía muy lentamente en relación con el periodo del oleaje, su efecto es tal que la frecuencia relativa del oleaje se ve alterado por el denominado efecto Doppler, que hace que las olas con la misma frecuencia absoluta muestren una frecuencia relativa diferente a la que mostrarían en ausencia de corrientes. Si la corriente tiene el mismo sentido que el oleaje, la frecuencia relativa se ve reducida, mientras que si se trata de una corriente en oposición, la frecuencia relativa sufre un aumento:

$$w = \sigma + k \cdot U \quad (7)$$

El número de onda del oleaje y la frecuencia relativa están relacionados a partir de la ecuación de la dispersión, que para el caso concreto de la teoría lineal se expresa como (Dean y Dalrymple, 1991):

$$\sigma = \sqrt{gk \tanh(kh)} \quad (8)$$

La resolución de la ecuación Doppler (7) junto con la ecuación de dispersión (8) demuestra que, bajo corrientes en oposición, la longitud de onda es menor que en ausencia de las corrientes, y ocurre lo contrario cuando la corriente tiene el

mismo sentido que el oleaje. Por lo tanto, una corriente en oposición genera un efecto similar a una disminución del calado, es decir, ambos efectos producen una disminución de la longitud de onda. Contrariamente, el efecto de una corriente que fluye con el oleaje es equivalente a un aumento de la profundidad, es decir, un aumento de la longitud de onda.

Una consecuencia inmediata de la variación de la longitud de onda del oleaje es el cambio del peralte, de forma que si la longitud de onda varía se produce un cambio del peralte y de la altura de ola. Dicho cambio puede ser calculado a partir de la ecuación de conservación de la acción de onda, que para un campo de oleaje que no rompe y despreciando los efectos de la fricción del oleaje con el fondo, puede ser expresada de la siguiente forma:

$$\frac{E(C_{gr} + U \cos \theta)}{\sigma} = cte \quad (9)$$

#### Disipación del oleaje a lo largo del estuario

Cuando el oleaje se propaga a lo largo de un canal o una desembocadura, la disipación de energía que producen los contornos absorbentes y la fricción en el fondo, genera un decrecimiento de la altura de ola a lo largo de la zona central del canal. Suponiendo que el canal es estrecho ( $b_0 < L/\beta$ ), el decrecimiento de la altura de ola a lo largo del mismo puede representarse a partir de la siguiente expresión (Dalrymple, 1992):

$$H(x) = H_0 e^{-\frac{\beta}{b_0} x} \quad (10)$$

Según esta expresión, el decrecimiento de la altura de ola a lo largo del canal depende de la anchura del mismo, de forma que cuanto más estrecho mayor es la disipación. Además, la reducción depende de otro coeficiente,  $\beta$ , llamado "admisión específica" cuyo valor es función de las características absorbentes de los contornos de la desembocadura. El coeficiente de admisión específica puede presentar valores entre 0 y 1. Si el coeficiente tiene un valor de 0, no existe disipación alguna, mientras que para el valor de 1 se produce la máxima disipación energética posible. En la tabla 1 se representa la distancia (con respecto a la desembocadura) a la que se obtendría una reducción del 90% de la altura de ola incidente, en función de la anchura del canal y del valor del coeficiente  $\beta$ .

## EFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA-CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA MAREA EN ESTUARIOS

Tabla 1. Distancia (en m) a la que se produce una reducción del 90% del oleaje incidente en la desembocadura en función de la anchura del canal y del valor de la admisión específica.

	$\beta=0,2$	$\beta=0,4$	$\beta=0,6$	$\beta=0,8$	$\beta=1$
$b_0=100$ m	1.150	575	384	288	230
$b_0=200$ m	2.302	1.150	768	576	461
$b_0=300$ m	3.454	1.727	1.150	863	691
$b_0=400$ m	4.605	2.302	1.535	1.151	921

Melo y Guza (1991) observaron, con base en mediciones realizadas en Mission Bay, estuario situado en la costa Californiana, que el valor del coeficiente de admisión específica está altamente relacionado con la frecuencia del oleaje, con valores de  $\beta$  comprendidos entre 0,11 y 0,84.

Medidas realizadas en el estuario de Suances, Cantabria, caracterizado por una canal de entrada canalizada y con una anchura media de 150 m, mostraron una reducción del 90% a una distancia de 1.500 m de la bocana en condiciones de oleaje  $H=1$  m,  $T=12$  s. Siendo, por tanto, el valor de la admisión específica de aproximadamente de  $\beta=0,23$ .

Nótese que la ecuación (10) no considera el efecto de las corrientes de marea en el decrecimiento exponencial de la altura de ola. No obstante, Melo y Guza (1991) observaron que las corrientes con intensidades de hasta  $\pm 1$  m/s no suponen variaciones significativas en el valor de  $\beta$ . En base a ello, en el presente trabajo se desprecia el efecto que las corrientes mareales puedan generar en el decrecimiento de la altura de ola a lo largo del estuario, aunque sí se considere su efecto en la posible variación espacial de la longitud de onda.

El coeficiente de admisión específica y la anchura de la desembocadura, pueden agruparse en un único parámetro,  $\Gamma$ , denominado tasa de decrecimiento de la altura de ola:

$$\Gamma = \frac{\beta}{b_0} \quad (11)$$

Teniendo en cuenta que en Mission Bay la anchura total de la desembocadura es de 1.200 m, y que los valores del coeficiente de admisión específica varían entre 0,11 y 0,84, los valores de la tasa de decrecimiento de la altura de ola varían entre  $0,0001 \text{ m}^{-1}$  y  $0,0007 \text{ m}^{-1}$ . En el estuario de Suances, al tener una desembocadura más angosta, los valores de  $\Gamma$  son mayores, del orden de  $0,001 \text{ m}^{-1}$ .

Cabe destacar que la tasa de decrecimiento del oleaje es un parámetro altamente dependiente de las características de los contornos de la desembocadura, es decir, de si existen o no en la desembocadura diques de encauzamiento y de la tipología de los mismos, de la anchura de la desembocadura y de la frecuencia del oleaje que incide en ella.

El procedimiento seguido para el cálculo de la variación del campo de oleaje a lo largo de un ciclo de marea y a lo largo del estuario, es el siguiente: el oleaje, caracterizado por un periodo absoluto y una altura de ola en la desembocadura, es definido en pleamar. En cada instante de marea, de acuerdo con el nivel de marea e intensidad de corrientes correspondiente, se recalculan las características del oleaje en la desembocadura, y a partir de la ecuación de dispersión y la ecuación (10), se estima la longitud de onda y la altura de ola a lo largo del estuario.

### PROPAGACIÓN DE LA ONDA DE MAREA EN UN ESTUARIO CON SECCIÓN RECTANGULAR LONGITUDINALMENTE CONSTANTE

Mediante la resolución numérica del sistema de ecuaciones (1)-(11), se analiza a continuación el efecto del aumento de la tensión tangencial en el fondo que supone el oleaje sobre la propagación de la onda de marea. El análisis se ha realizado a lo largo de un estuario simplificado de sección rectangular (Figura 1), longitudinalmente constante, de longitud  $L_0$ , de anchura  $b_0$ , y profundidad a media marea  $h_0$ , donde el área y el perímetro mojado pueden expresarse en función de la elevación de la superficie libre mediante las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} A &= b_0 h_0 + b_0 \eta \\ P &= b_0 + 2h_0 + 2\eta \end{aligned} \quad (12)$$



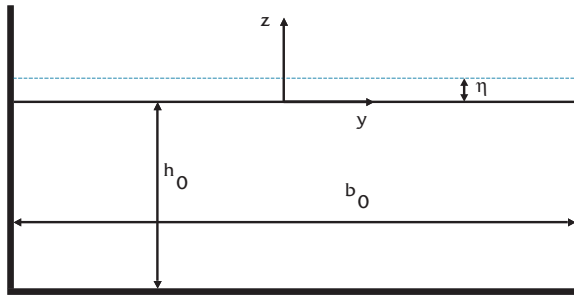


Figura 1. Definición de las variables de la sección rectangular.

La onda de marea, caracterizada por una de amplitud  $a_0$  y un periodo  $T_m$ , ha sido definida en la desembocadura ( $x/L_0 = 0$ ), mientras que al final del estuario ( $x/L_0 = 1$ ) se ha impuesto el flujo nulo como condición de contorno.

La distorsión de la onda de marea a lo largo de un estuario puede ser representada matemáticamente mediante la suma de armónicos, donde componente principal corresponde a la frecuencia de la onda incidente en el estuario y sus superarmónicos, cuyas frecuencias son múltiplo de la frecuencia de la componente principal. Gallagher y Munk (1971), observaron que a medida que la onda de marea se propaga a lo largo de un estuario se generan superarmónicos pares y que se produce una variación del nivel medio. En este estudio se analiza el efecto que el oleaje produce en la componente principal, primer superarmónico, nivel medio y en los diferentes parámetros indicativos del carácter progresivo o estacionario de la onda de marea, así como en el parámetro indicativo de la tendencia morfológica del estuario, esto es, el “phase-lock” de la velocidad.

Con objeto de ilustrar cuál es el efecto del oleaje en la propagación de la onda de marea en los estuarios, se presentan a continuación los resultados obtenidos para la siguiente configuración de estuario y características de la onda de marea:

Tabla 2. Parámetros característicos del estuario teórico y de la onda de marea.

$b_0$ (m)	$h_0$ (m)	$L_0$ (m)	$f$	$a_0$ (m)	$T_m$ (horas)
100	3	10.000	0,01	1	12,42

### Factor de fricción ola- corriente

La interacción ola- corriente produce entre otros efectos un aumento de la fricción con el fondo.

Este aumento, como se ha comentado anteriormente, depende de la relación entre la velocidad de la corriente y la máxima velocidad orbital cerca del fondo, de la relación entre la amplitud máxima de la velocidad orbital y la rugosidad del lecho, de la relación entre la profundidad y la rugosidad del lecho y del ángulo comprendido entre la dirección de propagación de la corriente y del oleaje. Ya que el valor de estos parámetros varía espacialmente a lo largo del estuario y a lo largo de un ciclo de marea, el hecho de incluir un factor de fricción ola- corriente equivale a considerar un factor de fricción variable en el espacio y el en tiempo. En la figura 2 se muestra el comportamiento del factor de fricción a lo largo del estuario en un instante de tiempo determinado y a lo largo del tiempo en la boca de la desembocadura. Si no se considerase el efecto de la interacción ola- corriente, este coeficiente sería constante tanto en el espacio como en el tiempo, con un valor igual a 0,01.

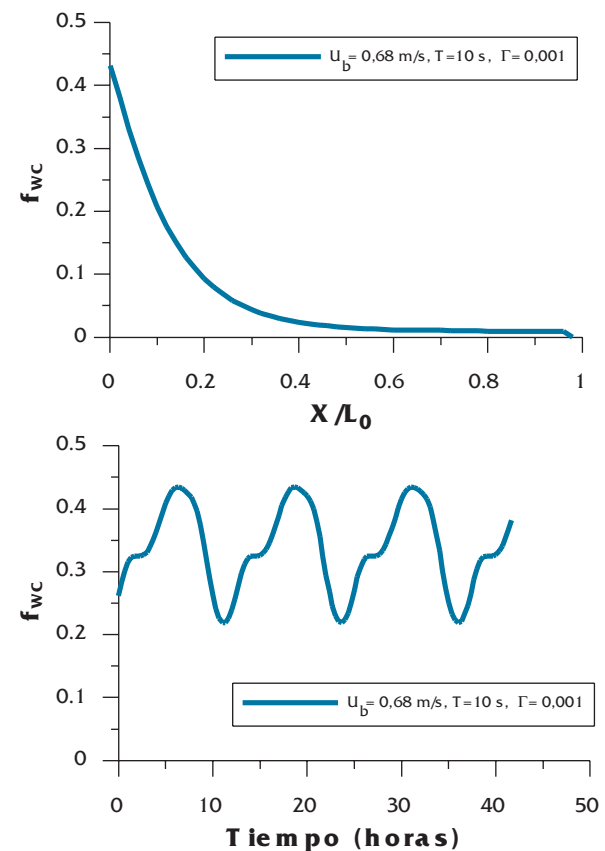


Figura 2. Variación del factor de fricción ola- corriente (a) a lo largo de la distancia adimensional del estuario en el instante de la máxima vaciante, (b) a lo largo de tres ciclos de marea en la boca de la desembocadura.

Obsérvese el hecho de que al introducir un oleaje cuya energía decrece exponencialmente a lo largo del canal, el factor de fricción tiende al factor

## EFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA-CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA MAREA EN ESTUARIOS

de fricción para corrientes puras al final del estuario. No obstante, en la desembocadura, donde la energía del oleaje es mayor, este parámetro puede alcanzar valores con un orden de magnitud mayor que el correspondiente a las corrientes puras.

### Amplitud del armónico principal

Trabajos anteriores sobre la propagación de la onda de marea en aguas someras y estuarios, tales como los llevados a cabo por Friedrichs y Madsen (1992) y Lomónaco (1999), han identificado que, en ausencia de oleaje en los estuarios dominados por la fricción, la amplitud del armónico principal decae de forma exponencial a lo largo del estuario. Dicho decrecimiento es mayor cuanto mayor es la fricción en el fondo o más largo es el estuario, de forma que un estuario corto y muy rugoso puede suponer, en cuanto a la propagación de la onda de marea se refiere, el mismo efecto que un estuario más largo y liso (Lomónaco, 1999).

La presencia del oleaje, mediante la interacción de la capa límite del oleaje con la capa límite de la corriente, genera un aumento de la tensión tangencial en el fondo que siente la corriente, es decir, la presencia del oleaje es equivalente a un aumento de la rugosidad del lecho. Por lo tanto, cabe esperar que cuanto más energético sea el oleaje en la desembocadura y mayor su capacidad de penetración a lo largo del estuario, mayor será el decrecimiento del armónico principal.

En la Figura 3 se presenta la variación de la amplitud del armónico principal (relativa a la amplitud en la desembocadura) a lo largo del estuario, en función de los diferentes parámetros que definen el campo de oleaje en la desembocadura. En el caso sin oleaje, la amplitud del armónico principal apenas varía a lo largo del estuario, indicando que el efecto de la fricción contrarresta el aumento de la amplitud por la reflexión al final del estuario. De acuerdo con la figura, en todos los casos considerados su amplitud decae a lo largo del canal tendiendo a un valor constante al final del mismo. Obsérvese que la tasa de decrecimiento de la amplitud cerca de la desembocadura y el valor de este parámetro al final del estuario, dependen de las características del oleaje incidente y de su variación a lo largo del canal.

Por ejemplo, la Figura 3.a pone de manifiesto que para una tasa de decrecimiento dada, considerando un periodo del oleaje constante, cuanto mayor es la velocidad orbital máxima cerca del

fondo, es decir, mayor es la altura de ola, mayor es la rapidez con la cual se disipa la componente principal a lo largo del estuario y menor es la amplitud de la marea al final del mismo. Ocurre lo mismo con el aumento del periodo del oleaje, Figura 3.b.

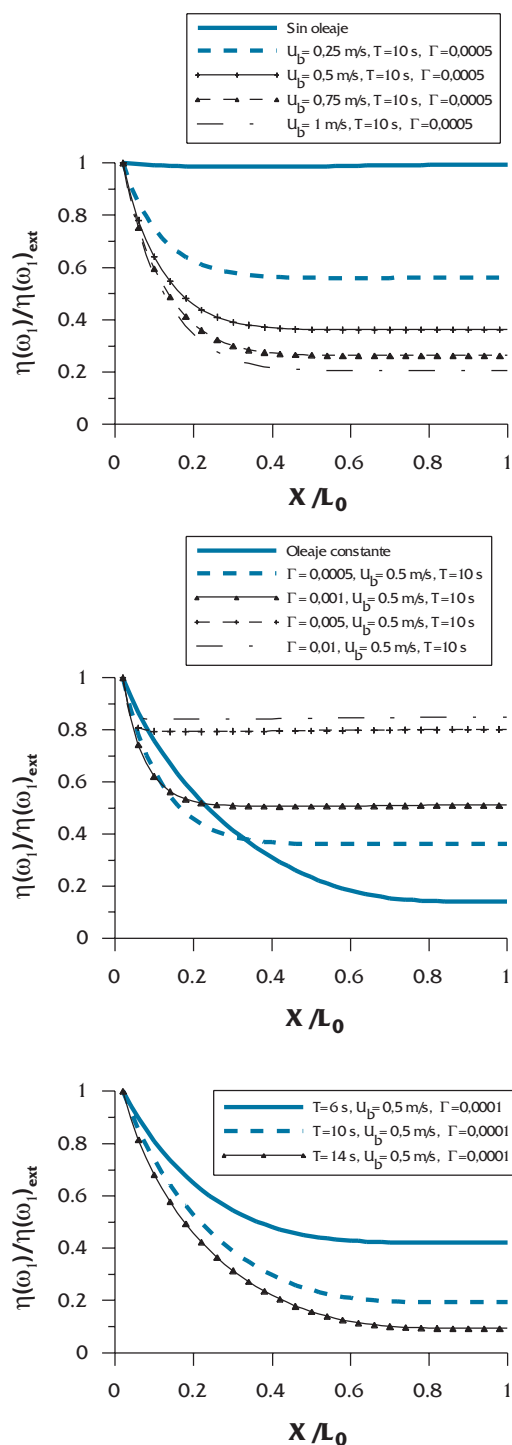


Figura 3. Variación de la amplitud de la componente principal M2 a lo largo del estuario en función de (a) la máxima velocidad orbital en el fondo, (b) periodo del oleaje y (c) tasa de decrecimiento de la altura de ola.

Sin embargo, el efecto de la variación de la tasa de decrecimiento del oleaje es tal que un aumento de dicho parámetro supone una mayor disipación cerca de la desembocadura, pero una disipación total a lo largo del estuario menor. Dicho de otro modo, la tendencia asintótica hacia un valor constante se produce en una distancia relativa menor, siendo la energía total disipada en el estuario menor cuanto mayor es el valor del parámetro  $\Gamma$ .

En la tabla 3 se recoge el porcentaje de disipación del armónico principal a lo largo del estuario para diferentes campos de oleaje. Obsérvese que sin oleaje, la amplitud del armónico principal al final del estuario es el 99,9 % de la amplitud en la desembocadura, es decir, apenas se ha disipado. Sin embargo, al introducir el efecto del oleaje, se produce una drástica reducción de la amplitud al final del canal. Por ejemplo, para un valor de la tasa de disipación de 0,001 y un periodo del oleaje de 10 s, un oleaje de 0,57 m de altura de ola ( $U_b=0,5$  m/s), hace que la amplitud de la marea al final del estuario se vea reducida a 0,5 m.

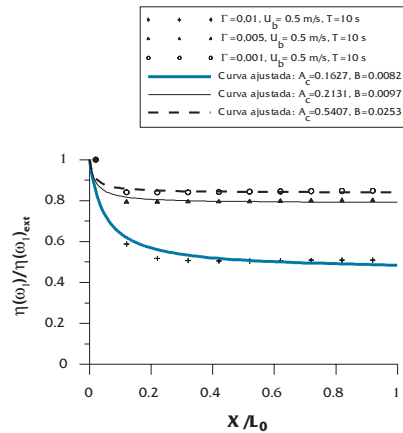


Figura 4. Comparación entre los ajustes realizados a partir de la ecuación (12) para la evolución de la amplitud del armónico principal y los resultados numéricos.

Es interesante señalar que, al incluir el efecto del oleaje, la variación de la amplitud del armónico principal no se ajusta correctamente a una función exponencial, siendo posible, no obstante, ajustar dicha variación con una función hiperbólica (Figura 4):

$$\frac{\eta_{w_1}(X_r)}{\eta_{w_1,ext}} = 1 - \left[ \frac{A_c X_r}{(B + X_r)} \right] \quad (13)$$

$A_c$  y  $B$  son coeficientes de ajuste dependientes de la geometría del estuario, de las características de la onda de marea incidente y de los parámetros que definen el oleaje. En concreto, el coeficiente  $A_c$  está relacionado con el valor de la amplitud adimensional con respecto a la cual la función se vuelve asintótica, de forma que cuanto mayor sea el valor de  $A_c$ , menor será la amplitud del armónico principal al final del estuario. El coeficiente  $B$  está relacionado con la pendiente de la curva en la zona más cercana a la desembocadura, es decir, el valor de dicho parámetro indica cuan rápido se alcanza la tendencia asintótica hacia un valor constante.

En la Figura 5 se muestra cómo el coeficiente  $A_c$ , es decir, la disipación de la amplitud de la componente principal, aumenta a medida que aumenta la altura de ola y disminuye la tasa de disipación de la altura de ola. Igualmente, el coeficiente  $A_c$  aumenta con el aumento del periodo del oleaje.

Con respecto al coeficiente  $B$  (Figura 6), se observa que el valor máximo de dicho parámetro se obtiene para pequeñas tasas de disipación del oleaje y un rango de alturas de ola que depende del periodo del oleaje. Para alturas de ola mayores a 0,3 m y tasas de disipación superiores a 0,0005 m<sup>-1</sup> la disipación de la componente principal cerca de la desembocadura es independiente de la altura de ola y varía muy poco en función del parámetro  $\Gamma$ .

Tabla 3. Porcentaje de la amplitud del armónico principal disipada a lo largo del estuario en función de los parámetros que caracterizan el campo de oleaje.

Velocidad orbital máxima en el fondo a media marea	Periodo absoluto a media marea	Valor de la tasa de disipación de la altura de ola	Porcentaje de disipación del armónico principal a lo largo del estuario
0	-----	-----	0,01 %
0,25	10	0,0005	44,1 %
0,5	10	0,0005	63,5 %
0,75	10	0,0005	73,75 %
0,5	10	0	85,9 %
0,5	10	0,0001	75 %
0,5	10	0,001	50 %
0,5	10	0,005	20,1 %



# EFFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA-CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA MAREA EN ESTUARIOS

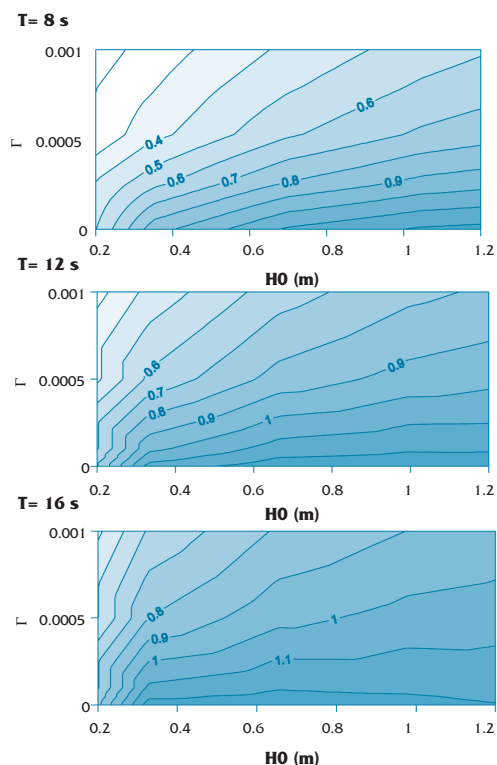


Figura 5. Variación del coeficiente de ajuste  $A_c$  en función de la altura de ola, del periodo del oleaje y de la tasa de disipación de la altura de ola.

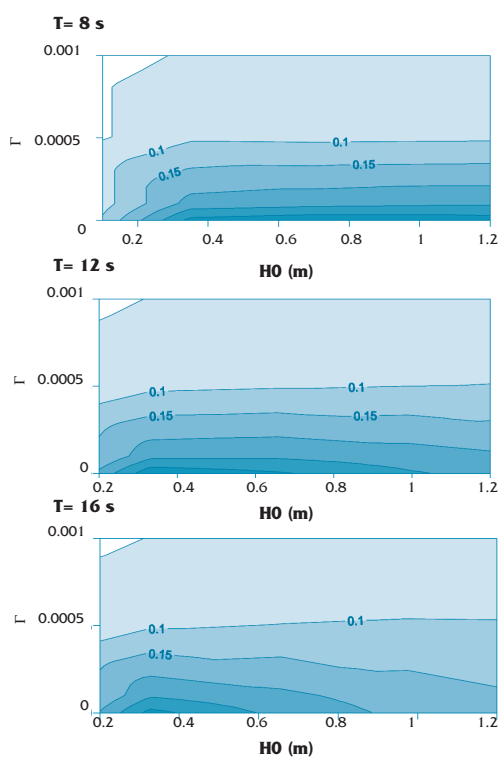


Figura 6. Variación del coeficiente de ajuste B en función de la altura de ola, del periodo del oleaje y de la tasa de disipación de la altura de ola.

## Amplitud del primer superarmónico

Aubrey y Speer (1985) demostraron que el crecimiento del primer superarmónico a lo largo del canal, está altamente relacionado con la no-linealidad del sistema y, adicionalmente, con la fricción en el fondo que siente la onda de marea. Esta componente crece a expensas de la energía transferida desde el armónico principal y es disipada por la fricción en el fondo.

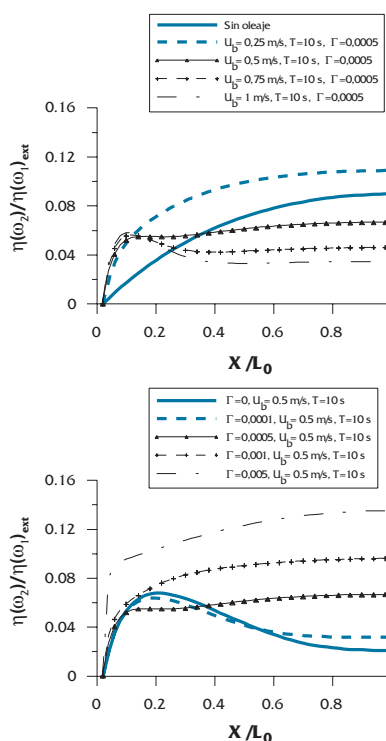


Figura 7. Variación de la amplitud del primer superarmónico en función de (a) la velocidad orbital máxima en el fondo y (b) tasa de disipación de la altura de ola.

En la Figura 7 se representa la amplitud del primer superarmónico a lo largo del canal, en función de la velocidad orbital máxima cerca del fondo y del valor de la tasa de disipación de la altura de ola. Obsérvese como, sin considerar el efecto del oleaje, el primer superarmónico crece a lo largo del canal, es decir, la transferencia energética desde el armónico principal es mayor que la disipación del primer superarmónico. Sin embargo, al introducir el efecto de un campo de oleaje este patrón cambia. Sea cual sea la velocidad orbital máxima del oleaje, cerca de la desembocadura se produce un aumento de la amplitud del primer superarmónico. En esta región del estuario la transferencia energética desde la componente principal aumenta con el aumento de la altura de ola y ésta domina sobre la disipación energética por la fricción.

Sin embargo, a medida que aumenta la distancia relativa, para velocidades orbitales máximas grandes, la tendencia puede invertirse, generando una disminución de la amplitud. En este caso la disipación por la fricción en el fondo del superarmónico, domina sobre la transferencia energética desde el armónico principal.

Por otro lado, cabe destacar que en los estuarios donde la energía del oleaje se disipa rápidamente se produce, Figura 7.b, un mayor crecimiento del primer superarmónico que en aquellos donde la disipación es menor.

**Nivel medio**

En cuanto al nivel medio, Figura 8, en todos los casos se obtiene un aumento del nivel medio a lo largo del estuario, tendiendo a un valor constante al final del mismo. Este aumento es más notable cuanto más energético es el oleaje. Por ejemplo, sin considerar el efecto del oleaje se obtiene que al final del estuario el nivel medio alcanza una cota de 0,008 m, mientras que para un oleaje de 0,56 m en la desembocadura ( $U_b=0,5$  m/s), 10 s de periodo y una tasa de disipación  $\Gamma$  de  $0,0005$  m<sup>-1</sup>, la cota del nivel medio aumenta 0,181 m con respecto al caso sin oleaje.

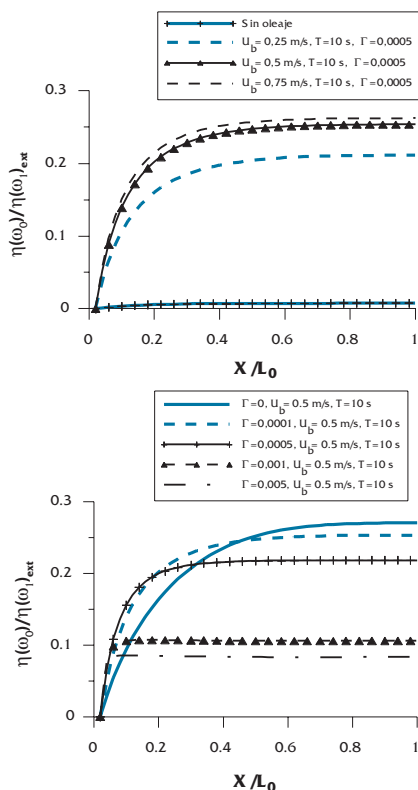


Figura 8. Variación del nivel medio en función de (a) la altura de ola y (b) tasa de disipación de la altura de ola.

El efecto de la tasa de disipación de la altura de ola en el crecimiento del nivel medio (Figura 8.b), es tal que cuanto mayor es el valor del coeficiente  $\Gamma$ , el crecimiento del nivel medio cerca de la desembocadura es más rápido. Sin embargo, el valor máximo que se alcanza al final del estuario es menor cuanto mayor es el valor de este parámetro.

De forma análoga a la variación de la amplitud del armónico principal, el crecimiento del nivel medio a lo largo del estuario con la configuración considerada en este estudio, puede ser ajustado mediante una función hiperbólica (Figura 9):

$$\frac{\eta_{w0}(X_r)}{\eta_{w1,ext}} = \frac{CX_r}{(D + X_r)} \tag{14}$$

$C$  representa un parámetro relacionado con la rapidez de aumento del nivel medio cerca de la desembocadura, mientras que  $D$  está relacionado con el máximo valor del nivel medio que se puede alcanzar al final del estuario.

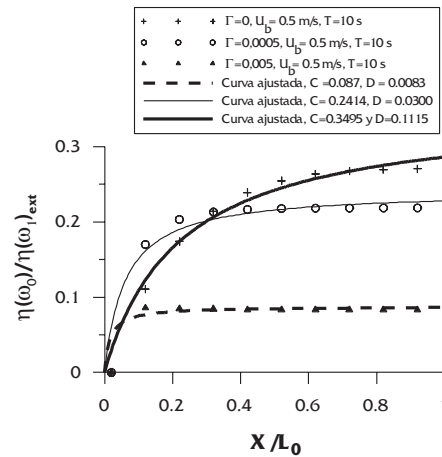


Figura 9. Comparación entre los ajustes realizados a partir de la ecuación (14) para la evolución del nivel medio y los datos calculados numéricamente.

**Carácter de la onda y tendencia evolutiva del estuario**

Un parámetro indicativo del carácter progresivo o estacionario de la onda de marea es el desfase existente entre la velocidad y la superficie libre del armónico principal. Para una onda estacionaria, el desfase es de 90°, mientras que para una onda progresiva este parámetro adquiere un valor de 135° (Giese y Jay, 1989). Sin introducir el efecto del oleaje, Figura 10.a, la onda de marea muestra un carácter cuasi-estacionario, desde el inicio del estuario.

## EFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA-CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA MAREA EN ESTUARIOS

El desfase disminuye gradualmente hasta que al final del canal adquiere un valor de  $90^\circ$ , el correspondiente a una onda estacionaria. Al introducir el efecto del oleaje, el valor del desfase y su evolución a lo largo del estuario se ven modificados. En concreto, la onda de marea muestra en la desembocadura un mayor carácter progresivo en presencia del oleaje. Por otro lado, las variaciones en la tasa de disipación de la altura de ola generan grandes modificaciones en el desfase.

Obsérvese, Figura 10.a, cómo a medida que aumenta el valor de la tasa de disipación se produce una transición más rápida entre el carácter progresivo y estacionario, aumentado la distancia en la que la onda es estacionaria. Este hecho es indicativo de que el cambio entre el carácter progresivo y estacionario de la onda de marea es mucho mayor en el caso en el que la onda de marea coexista con un campo de oleaje, y que es mayor cuanto mayor es el valor de la tasa de disipación de la altura de ola,  $\Gamma$ .

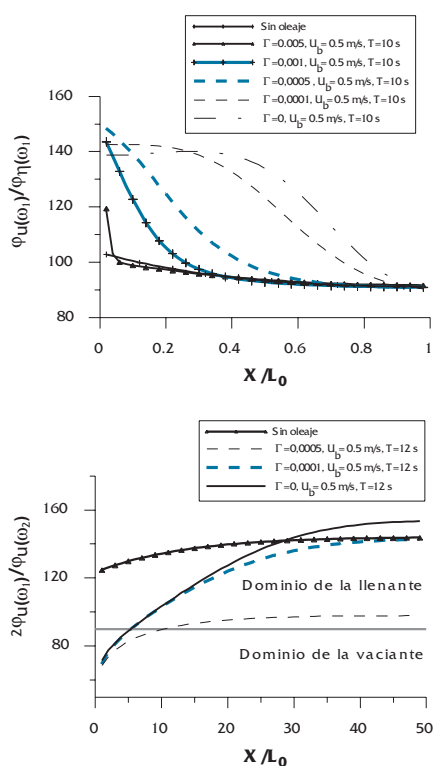


Figura 10. (a) Variación del desfase existente entre la amplitud y la velocidad de la componente astronómica, (b) Variación del desfase para la velocidad entre el primer superarmónico y el armónico principal.

En cuanto a la tendencia morfodinámica de los estuarios, cabe mencionar que está altamente relacionada con el desfase existente para la ve-

locidad de la componente principal y del primer superarmónico (Friedrichs y Aubrey, 1988), denominado en la literatura como “phase-lock”. En los estuarios donde la llenante es dominante sobre la vaciante este parámetro adquiere valores entre  $90^\circ$  y  $270^\circ$ ; la máxima tendencia de la llenante corresponde a un valor del desfase de  $180^\circ$ . Por el contrario, la vaciante domina para valores del desfase entre  $-90^\circ$  y  $90^\circ$ , siendo la máxima tendencia la correspondiente a  $0^\circ$ . El equilibrio entre la llenante y la vaciante se define para valores del desfase de  $90^\circ$  y  $270^\circ$  (Lomónaco, 1999).

La Figura 10.b muestra la variación del parámetro descrito a lo largo del estuario y en función de la tasa de disipación de la altura de ola. En ausencia de oleaje el valor del “phase-lock” es el correspondiente al de un estuario con una tendencia a la llenante, en el que la tendencia aumenta con la distancia relativa. Sin embargo, al introducir el efecto del oleaje, el valor del “phase-lock” se ve modificado. Por ejemplo, en el caso en el que el oleaje incidente se caracterice por una amplitud de la velocidad orbital cerca del fondo de 0,5 m/s y un periodo absoluto de 10, definidos en el momento de la pleamar, el valor del “phase-lock” indica una tendencia a la vaciante cerca de la desembocadura. A medida que aumenta la distancia relativa esta tendencia se invierte, de forma que el “phase-lock” muestra valores correspondientes a la llenante. En este caso en concreto, cuanto mayor es la capacidad del oleaje de adentrarse a lo largo del estuario mayor es la tendencia a la llenante cerca del final del estuario, mientras que en la desembocadura los valores del “phase-lock” no parecen estar altamente afectados por dicho parámetro.

### DISCUSIÓN

El hecho de que el oleaje modifique la propagación de la onda de marea a lo largo de los estuarios puede suponer distintas implicaciones en cuanto a la hidro- morfodinámica de los estuarios se refiere, a corto, medio y largo plazo. En el presente apartado se discuten los principales efectos que el oleaje puede generar en la morfología de los estuarios.

La configuración morfológica de un estuario es consecuencia de los procesos sedimentarios que tienen lugar a lo largo de muchos ciclos de marea, por lo que el efecto de un temporal dado, cuya duración aproximada puede oscilar entre uno y cuatro ciclos de marea, puede considerarse despreciable.

No obstante, cabe esperar que estuarios más o menos resguardados frente al oleaje incidente, muestren diferencias en la configuración morfológica, como por ejemplo, diferencias en la elevación de los bajos mareales interiores, diferencias en las pendientes de los mismos y diferencias en las secciones medias de los canales principales del estuario. La elevación de los bajos mareales está altamente relacionada con la máxima cota que alcanza la onda de marea, mientras que la pendiente muestra una relación inversamente proporcional al rango de marea (Roberts, *et al.* 2000). Por lo tanto, ya que estos dos parámetros se ven afectados por la interacción ola-corriente, cabe esperar que estuarios más resguardados muestren bajos mareales más altos y con menores pendientes, que en aquellos menos protegidos frente al oleaje exterior. Asimismo, el aumento de la fricción en el fondo que supone la presencia del oleaje, disminuye la intensidad de las corrientes de marea, y por lo tanto la capacidad de transporte de sedimentos, haciendo que el área de los canales principales presente una sección menor como resultado de la tendencia a adquirir una configuración de equilibrio.

Por otro lado, los cambios estacionales invierno-verano, caracterizados por un aumento del número de tormentas e intensificación del clima marítimo en invierno con respecto a las situaciones de calma en verano, pueden generar cambios estacionales en la configuración morfológica de los estuarios. Del mismo modo, actuaciones humanas, como la canalización y protección de las bocanás de los estuarios, provocan alteraciones en la morfología del interior de los estuarios.

Uno de los efectos más agravantes que la interacción ola-corriente produce a corto plazo, es el aumento del nivel medio a lo largo del estuario en situaciones de temporal. Existen numerosas poblaciones situadas en las riberas de los ríos que en condiciones de avenidas sufren esporádicas inundaciones. Este riesgo de inundación se ve incrementado en situaciones de temporal en el mar exterior, que como ha demostrado el presente estudio, genera un aumento del nivel medio a lo largo de los estuarios y de las rías. Por lo tanto, a la hora de planificar actuaciones con el propósito de solventar la inundación esporádica de estas zonas ribereñas, es conveniente tener en cuenta el efecto de la interacción ola-corriente en la propagación de la onda de marea, ya que una riada con un periodo de retorno en condiciones de calma en el

mar exterior puede generar la misma inundación que una riada caracterizada por un periodo de retorno menor pero que coincida con una situación de temporal en el mar exterior.

## CONCLUSIONES

La coexistencia de la onda de marea y el oleaje es un hecho muy común en los estuarios, sobre todo cerca de la desembocadura y en la zona adyacente exterior, donde la intensidad del oleaje es generalmente mayor. El efecto del oleaje sobre la onda de marea es tal que produce un aumento de la turbulencia cerca del fondo debido a la interacción de la capa límite de la corriente y del oleaje, hecho que puede ser interpretado como un aumento de la rugosidad del lecho. Más aún, el hecho de introducir el efecto del aumento de la tensión tangencial en el fondo que siente la corriente de marea, es equivalente a introducir un factor de fricción variable a lo largo de un ciclo de marea y a lo largo del estuario, ya que el factor de fricción ola-corriente es dependiente de la relación entre la velocidad de la corriente y la velocidad orbital máxima del oleaje cerca del fondo.

Mediante este estudio se ha demostrado que la interacción entre ambos flujos genera importantes modificaciones en la propagación de la onda de marea, y que son notables a lo largo de todo el estuario, aún en el caso en el que el oleaje se disipe totalmente cerca de la desembocadura. En concreto, para una tasa de disipación de la altura de ola dada, un aumento de la altura de ola o del periodo del oleaje generan, en cuanto a la propagación de la onda de marea se refiere, un efecto similar al aumento de la longitud del estuario: se genera una mayor disipación de la componente principal, un mayor aumento del nivel medio al final del estuario y la onda de marea muestra un mayor carácter progresivo al inicio del estuario. Asimismo, el crecimiento y disipación del primer superarmónico también se ve afectado por variaciones en la altura de ola y en el periodo del oleaje.

En cuanto al efecto de la capacidad de penetración del oleaje a lo largo del estuario, cabe destacar que a medida que disminuye dicha capacidad, el efecto de la interacción se hace menos notable aguas arriba del estuario. Sin embargo, el efecto cerca de la desembocadura es mayor.

## EFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA-CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA MAREA EN ESTUARIOS

### LISTA DE SÍMBOLOS

$A(x,t)$	Área de la sección perpendicular a la dirección de propagación de la onda de marea [m <sup>2</sup> ]	$q_2$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)
$A_c$	Coefficiente de ajuste en la variación del armónico principal	$q_3$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)
$A_b$	Amplitud orbital máxima justo encima de la capa límite del oleaje [m]	$T_m$	Periodo de la componente principal de la marea [s]
$a_0$	Amplitud de la componente principal en la boca de la desembocadura [m]	$T$	Periodo absoluto del oleaje, definido en el momento de la pleamar [s]
$B$	Coefficiente de ajuste en la variación del armónico principal	$t$	Tiempo
$b$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$U(x,t)$	Velocidad promediada en vertical y transversalmente [m/s]
$b_0$	Anchura de la canal [m]	$U_b$	Velocidad orbital máxima justo encima de la capa límite del oleaje [m/s]
$b_1$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$X_r = \frac{X}{L_0}$	Distancia relativa con respecto a la desembocadura
$b_2$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$x$	Coordenada horizontal longitudinal
$b_3$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$y$	Coordenada horizontal transversal
$C$	Coefficiente de ajuste para el crecimiento del nivel medio	$z$	Coordenada vertical
$C_{gr}$	Celeridad de grupo relativa de la onda [m/s]	$\beta$	Coefficiente de admisión específica
$D$	Coefficiente de ajuste para el crecimiento del nivel medio	$\eta(x,t)$	Elevación de la superficie libre [m]
$E$	Energía del oleaje [Julios=N/m]	$\eta(w_0)$	Elevación del nivel medio a lo largo del estuario [m]
$f$	Factor de fricción en el fondo para un flujo de corriente pura	$\eta(w_1)$	Amplitud de la componente principal a lo largo del estuario [m]
$f_{wc}$	Factor de fricción en el fondo para un flujo combinado ola-corriente	$\eta(w_1)_{est}$	Amplitud de la componente principal en la desembocadura [m]
$g$	Aceleración gravitacional [m/s <sup>2</sup> ]	$\eta(w_2)$	Amplitud del primer superarmónico a lo largo del estuario [m]
$H(x)$	Altura de ola [m]	$\theta$	Ángulo formado entre el oleaje y la corriente [°]
$H_0$	Altura de ola en la desembocadura [m]	$\rho$	Densidad del agua [Kg/m <sup>3</sup> ]
$h$	Profundidad del canal [m]	$\sigma$	Frecuencia relativa del oleaje [s <sup>-1</sup> ]
$h_0$	Profundidad media del canal [m]	$\Gamma$	Tasa de decrecimiento de la altura de ola [m <sup>-1</sup> ]
$k$	Número de onda del oleaje [m <sup>-1</sup> ]	$\langle \tau_{b,wc} \rangle$	Módulo de tensión tangencial en el fondo ola-corriente [N/m <sup>2</sup> ]
$k_s$	Rugosidad de Nikuradse, definido en el texto como rugosidad del lecho [m]	$ \tau_{b,c} $	Módulo de tensión tangencial en el fondo para la corriente pura [N/m <sup>2</sup> ]
$L$	Longitud de onda local [m]	$ \tau_{b,w} $	Módulo de tensión tangencial máxima en el fondo para oleaje puro [N/m <sup>2</sup> ]
$L_0$	Longitud total de la canal [m]	$w$	Frecuencia absoluta del oleaje [s <sup>-1</sup> ]
$P(x,t)$	Perímetro mojado de la sección perpendicular [m]	$w_0$	Indicativo de la componente estacionaria
$p$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$w_1$	Frecuencia angular de la componente principal [s <sup>-1</sup> ]
$p_1$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$w_2$	Frecuencia angular del primer superarmónico [s <sup>-1</sup> ]
$p_2$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$\Phi_{\eta(w_1)}$	Fase de la superficie libre de la componente principal [°]
$p_3$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$\Phi_{U(w_1)}$	Fase de la velocidad de la componente principal [°]
$q$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)	$\Phi_{U(w_2)}$	Fase de la velocidad del primer superarmónico [°]
$q_1$	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993)		



REFERENCIAS

- Antunes do Carmo, J. S., Temperville, A. y Seabra-Santos, F.J. (2003). *Fricción y tensión tangencial por fondo con ola y corriente*. Ingeniería del Agua, Vol. 10, 2, 177-187.
- Aubrey, D. G. y Speer, P. E. (1985). *A study of non-linear tidal propagation in shallow inlet/estuarine systems. Part I: Observations*. Estuarine, Coastal and Shelf Science, 21, 185-205.
- Bakker, W. T. y Doorn, T. (1978). *Near-Bottom Velocities in wave with a Current*. Coastal Engineering Conference, 1394-1413.
- Bender, L. C., y Wong, K.-C. (1993). *The effect of wave-current interaction on tidally forced estuarine circulation*. Journal of Geophysical Research, 98, C9, 16521-16528.
- Bolaños-Sanchez, R., Riethmüller, R., Gayer, G. y L. Amos, C. (2005). *Sediment Transport in a Tidal Lagoon Subject to Varying Winds Evaluated with a Coupled Current-Wave Model*. Journal of Coastal Research, 21, 2, e11-e26.
- Bruun, P. (1978). *Stability of tidal inlets*. Elsevier Scientific Publishing Company. Amsterdam- Oxford- New York.
- Christoffersen, J. B. y Jonsson, I. G. (1985). *Bed friction and dissipation in a combined current and wave motion*. Ocean Engineering, 12(5), 387-423.
- Dalrymple, R.A. (1992). *Water wave propagation in jettied channels*. Proc., 23<sup>rd</sup> Int. Conf. on Coastal Engineering, 3040-3053.
- Davies, A.M. y Laurence, J. (1995). *Modeling the effect of wave-current interaction on the three-dimensional wind-driven circulation of the eastern Irish Sea*. J. Phys. Oceanogr. 25, 29-45.
- Liu, P.L.-F. y Dalrymple, R.A. (1979). *Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence*. Journal of Marine Research, 32, No. 2.
- Davies, A. G., Soulsby, R. y King, H.L. (1998). *A numerical model of the combined wave current bottom boundary layer*. Journal of Geophysical Research, 93 (C1), 491-508.
- Dean, R. G. y Dalrymple, R.A. (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*. World Scientific, Singapore.
- Fredsøe, J. (1984). *Turbulent boundary layer in wave-current motion*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 110, 1103-20.
- Fredsøe, J., Andersen, K. H. y Sumer, B.M. (1999). *Wave plus current over a ripple-covered bed*. Coastal Engineering, 38, 177-221.
- Friedrichs, C.T. y Aubrey, D.G. (1988). *Non-linear tidal distortion in shallow well-mixed estuaries: a synthesis*. Estuarine, Coastal and Shelf Science, 27, p. 521-545, 1988.
- Friedrichs, C.T. y Madsen, O. S. (1992) *Nonlinear diffusion of the tidal signal in frictionally dominated embayments*. *Journal of Geophysical Research*, 97, C4, 5637-5650.
- Gallagher, B.S. y Munk, W.H. (1971). *Tides in shallow water: Spectroscopy*. Tellus XXIII, 4-5, 346-363.
- Giese, B.S. y Jay, D.A. (1989). *Modelling tidal energetics of the Columbia River estuary*. Estuarine, Coastal and Shelf Science, 29, p. 549-571.
- Grant, W.D. y Madsen, O.S. (1979). *Combined wave and current interaction with a Rough Bottom*. Journal of Geophysical Research, 84, C4, 1797-1808.
- Hass, K.A., Svendsen, I.A. y Haller, M.C. (1998). *Numerical modelling of nearshore circulation on barred beach with rip channels*. Proc. 26<sup>th</sup> Int. Conf. on Coastal Engineering, 801-814.
- Kagan, B. A., Alvaréz, O., Izquierdo, A., Mañanes, R., Tejedor, B., y Tejedor, L. (2003). *Weak wind-wave/tide interaction over a moveable bottom: results of numerical experiments in Cádiz Bay*. Continental Shelf Research, 23, 435-456.
- Kim, H., O'Connor, B.A., Park, I. y Lee, Y. (2001). *Modeling effect of intersection angle on near. Bed flows for waves and currents*. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 308-318.
- Lomónaco, P. (1999). *Propagación de la onda de marea en estuarios someros*. Tesis Doctoral. Universidad de Cantabria.
- Melo, E. y Guza, R.T. (1991). *Wave propagation in a jettied entrance channels, II: Observations*. Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, 117, 5, 493-510.
- Moon, I.-J. (2005). *Impact of a coupled ocean wave-tide-circulation system on coastal modelling*. Ocean modelling, 8, 203-236.
- Nishimura, H. (1982). *Numerical simulation of nearshore circulations*. In: Proceedings 29<sup>th</sup> Japanese Conference on Coastal Engineering. Jpn. Soc. Civ. Eng., Tokyo, 33-173.
- Özkan- Haller, H.T. y Li, Y. (2003). *Effects of wave-current interaction on shear instabilities of longshore currents*. Journal of Geophysical Research, 108 (C5).
- Roberts, W., Le Hir, P. y Whitthouse, R.J.S. (2000). *Investigation using simple mathematical models of the effect of tidal currents and waves on the profile shape of intertidal mudflats*. Continental Shelf Research, 20, 1079-1097.
- Soulsby, R.L., Hamm, L., Klopman, G., Myrhaug, D., Simons, R.R. y Thomas, G.P. (1993). *Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer*. Coastal Engineering, 21, 41-69.
- Yoo, D. y O'Connor, B.A. (1988). *Mean bed friction of wave current flow*. Coastal Engineering, 12, 1-21.

## ANEXO I. PARAMETRIZACIÓN PROPUESTA POR SOULSBY, ET AL. (1993)

Soulsby, *et al.* (1993) realizaron un estudio comparativo de los modelos más utilizados para describir la interacción oleaje- corriente. Los autores observaron la gran similitud entre las predicciones de los modelos estudiados (Davies, *et al.* (1988), Huynh- Thanh y Temperville (1991), Grant y Madsen (1979), Myrhaug y Slaattelid (1990) y Fredsøe (1984))

En base a este estudio, Soulsby, *et al.* (1993) presentaron una serie de expresiones ajustadas (mediante 26 coeficientes de ajuste) para cuatro de los modelos, entre ellos el modelo de Grant y Madsen (1979) y el de Fredsøe (1984). En el presente estudio se utilizan dichas expresiones ajustadas ya que simplifica mucho la utilización de modelos. Las expresiones que Soulsby propone son las siguientes:

$$\langle |\tau_{b,wc}| \rangle = Y (|\tau_{b,c}| + |\tau_{b,w}|) \quad (A1.1)$$

$$Y = X \left[ 1 + bX^p (1 - X)^q \right] \quad (A1.2)$$

$$X = \frac{|\tau_{b,c}|}{|\tau_{b,c}| + |\tau_{b,w}|} \quad (A1.3)$$

Donde:

$$\frac{\eta_{w0}(X_r)}{n_{...}} = \frac{CX_r}{(D + X)} \quad (A1.4)$$

$$\tau_{b,w} = \frac{1}{2} \rho f_w U_b |U_b| \quad (A1.5)$$

La velocidad orbital máxima justo encima de la capa límite del oleaje es calculada a partir de la teoría lineal. En cuanto a los coeficientes  $b$ ,  $p$  y  $q$  las expresiones que permiten obtener su valor son las siguientes:

$$p = (p1 + p2 |\cos \phi|^j) + (p3 + p4 |\cos \phi|^j) \log_{10} (f_w / C_D) \quad (A1.6)$$

$$p = (p1 + p2 |\cos \phi|^j) + (p3 + p4 |\cos \phi|^j) \log_{10} (f_w / C_D) \quad (A1.7)$$

$$b = (b1 + b2 |\cos \phi|^j) + (b3 + b4 |\cos \phi|^j) \log_{10} (f_w / C_D) \quad (A1.8)$$

Donde  $z_0$  es la longitud de la rugosidad física del lecho y  $C_D$  el coeficiente de arrastre para la corriente pura y que es función de la profundidad relativa:

$$C_D = \left[ \frac{0.40}{\ln(h/z_0) - 1} \right]^2 \quad (A1.9)$$

Obsérvese que los coeficientes  $b$ ,  $p$  y  $q$  también dependen del factor de fricción del oleaje. El valor de este parámetro debe calcularse mediante la interpolación en la siguiente tabla (A1.1):

Tabla A1.1. Coeficientes de las curvas de ajuste propuestas por Soulsby para el modelo de Fredsøe (1984).

A/z <sub>0</sub>	10 <sup>5</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>2</sup>
f <sub>w</sub>	0.0056	0.0102	0.0221	0.0592

Los valores de los coeficientes de ajuste para el modelo considerado se muestran en la tabla (A1.2).

Cabe destacar que el modelo de Fredsøe (1984) no restringe la interacción ola- corriente a una interacción fuerte o débil, siendo aplicable a todo rango de corrientes. La hipótesis de partida de este modelo es que la escala temporal para la producción y decrecimiento de la energía cinética turbulenta es pequeña en comparación con el periodo del oleaje, de forma que cada medio periodo del oleaje la formación de la capa límite se puede suponer independiente y la velocidad en la capa límite puede suponerse logarítmica. El desarrollo de la capa límite es descrita mediante la ecuación de conservación de movimiento integrada en vertical, imponiendo como condición de contorno el perfil de la velocidad de la corriente, ya afectado por un aumento de la rugosidad aparente del lecho.

En la figura A1.1 se muestra la relación entre el factor de fricción ola- corriente y el factor de fricción de la corriente predicha mediante el modelo de

Tabla A1.2. Coeficientes de las curvas de ajuste propuestas por Soulsby para el modelo de Fredsøe (1984).

b1	b2	b3	b4	p1	p2	p3	p4	q1	q2	q3	q4	j
0.40	0.55	-0.1	-0.14	-0.77	0.10	0.27	0.14	0.91	0.25	0.50	0.45	3.0

cierre utilizado, en función de la tensión tangencial en el fondo de la corriente pura adimensionalizada con la tensión tangencial máxima en el fondo.

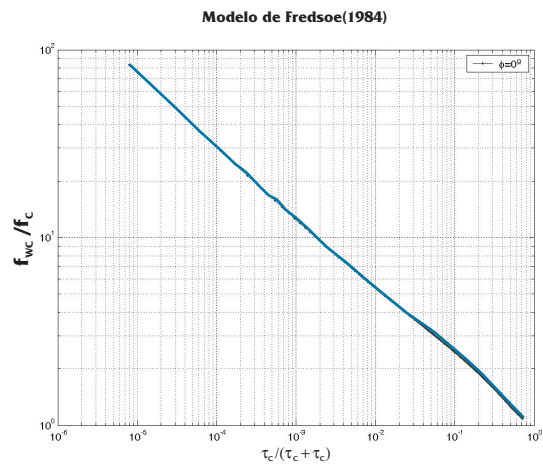


Figura A1.1. Relación entre el factor de fricción ola- corriente y el factor de fricción de la corriente predicha mediante el modelo de cierre utilizado, en función de la tensión tangencial en el fondo de la corriente pura adimensionalizada con la tensión tangencial máxima en el fondo.