

2.- Hidrodinámica Costera

En este capítulo se hace una revisión y descripción de algunos de los procesos físicos hidrodinámicos, inducidos por la rotura del oleaje, más relevantes en la dinámica de la zona cercana a la costa.

2.1.- Introducción

El término zona costera describe el área del litoral, incluyendo las dunas costeras y la topografía del fondo hasta una profundidad tal que eventualmente se ve afectada por la acción del oleaje. Las costas arenosas son altamente dinámicas y sus rasgos morfológicos evolucionan continuamente en respuesta a las condiciones cambiantes del mar. La descripción de la zona costera incluye una amplia variedad de términos, que se ilustran en la figura 2.1.

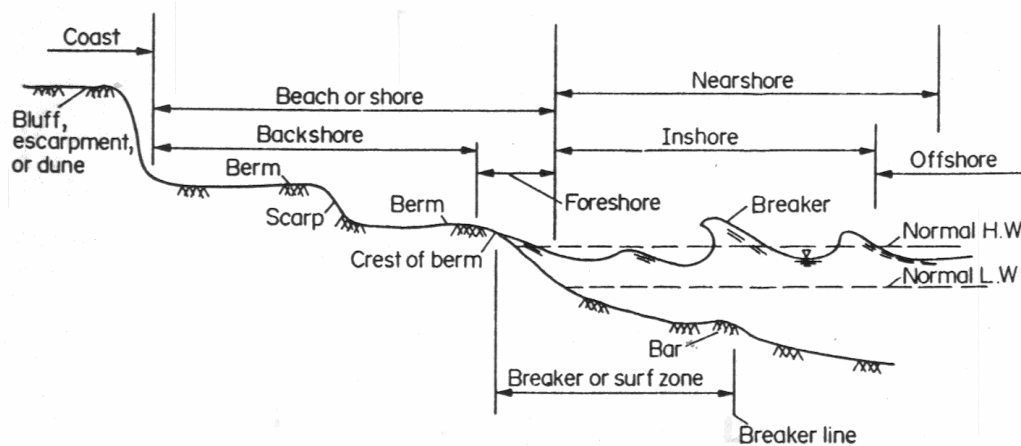


Figura 2.1.- Ilustración de la terminología en uso para describir las partes de la zona costera (Raudkivi, 1990).

La causa del estado dinámico de la costa es la concentración de la energía del oleaje en una zona relativamente estrecha. Aquí la energía del oleaje, que es función de su altura, se transforma en energía turbulenta, que luego se disipa. De aquí que cuando oleaje de tormenta se propaga hacia la costa, la cantidad de energía que se disipa en la zona cercana a la costa puede ser enorme.

Una playa puede sufrir erosión o acreción y por consiguiente la formación o desaparición de uno o varios elementos fisiográficos. Muchos de estos cambios pueden ser pequeños y pasar desapercibidos, en cambio pueden ser un problema si son muy

grandes. Todos los cambios deben ser referenciados a una escala de tiempo. Una playa puede tener una tendencia general a crecer o a erosionarse al establecerse un perfil de equilibrio. Se habla entonces de cambios a largo plazo. De la misma manera, puede haber cambios a corto plazo, por ejemplo, una playa puede cambiar de aspecto drásticamente durante una tormenta y ser gradualmente recuperada por las condiciones de oleaje subsecuentes. Los cambios temporales en una playa estable son parte de un equilibrio dinámico. Las oscilaciones a corto término en una playa pueden ser de hasta $\pm 30 \text{ m}$ en unos cuantos meses. Estos son los llamados cambios a escala de tiempo humana, mientras que los cambios a escalas de tiempo geológicas pueden ser del orden de 10,000 años. Además de las escalas temporales, los cambios deben de ser contemplados y analizados también desde una escala espacial.

Comúnmente se acepta que existen perfiles de equilibrio para condiciones extremas de la acción del oleaje. Estos perfiles se consideran estacionales. El perfil de verano (deposicional o reflejante) se forma bajo condiciones de oleaje que en general es de pequeña altura y de relativamente largo periodo y que provoca que la arena se acumule por encima del nivel medio del mar, procedente del pie del perfil, formando una berma que a su vez provoca la reflexión del oleaje. Por otra parte, está el perfil de invierno (erosivo o disipativo) que se forma bajo condiciones de oleaje incidente de gran altura y periodo relativamente corto y provoca que el perfil inicial se erosione transportando arena de la zona media del perfil, acumulándola por debajo del nivel medio del mar, formando una o más barras, que a su vez provocan la rotura de las olas antes de llegar a la playa reduciendo su acción erosiva. Ambos tipos de perfiles son formas de equilibrio del lecho arenoso bajo la acción de un determinado tren de ondas, que dependiendo de su altura o periodo, alcanzarán distintos perfiles de equilibrio.

Cuando las fuerzas que afectan la geometría de una playa cambian, esta responde a dichos cambios tratando de restaurar el equilibrio. Estas fuerzas son debidas principalmente a la acción del oleaje y las corrientes inducidas por su rotura, aunque no se debe restar importancia a las acciones del hombre, como la construcción de estructuras que impiden la llegada de material continental a los sistemas costeros (presas y embalses) generando un déficit en el balance del material sedimentario o distintos tipos de estructuras costeras (espigones, rompeolas, etc.) que afectan la dinámica litoral.

De aquí parece bastante claro que existe una plena justificación en la acción de los factores hidrodinámicos como los responsables directos de los cambios en las playas, cuya importancia se ha mencionado antes.

Los procesos físicos que afectan y reforman la geometría de la zona costera se ilustran esquemáticamente en la figura 2.2. La conservación y protección de una playa pasa por el entendimiento de los procesos físicos en la zona costera. Estos procesos incluyen un grupo de los más complejos problemas hidrodinámicos, tales como la predicción del oleaje, corrientes y velocidades orbitales, la distribución espacial de la energía del oleaje, etc. Por ejemplo, la diferencia esencial en el transporte de sedimentos debido a la acción del oleaje y aquel generado por corrientes unidireccionales radica solo en el mecanismo de inicio del movimiento. En el caso de una corriente pura, ella sola debe de poner en suspensión al sedimento y transportarlo, mientras que en el caso del oleaje, el sedimento entra en suspensión por los movimientos orbitales del oleaje (que tienen una mayor tensión de corte en el fondo que las corrientes longitudinales a la costa) y este sedimento en suspensión puede ser fácilmente transportado por una corriente, por débil

que sea. Sin embargo, la descripción analítica de los procesos del movimiento de sedimento bajo la acción del oleaje es bastante más difícil debido a la naturaleza periódica de las fuerzas de los fluidos y la variabilidad espacial y temporal del movimiento y dirección del oleaje.

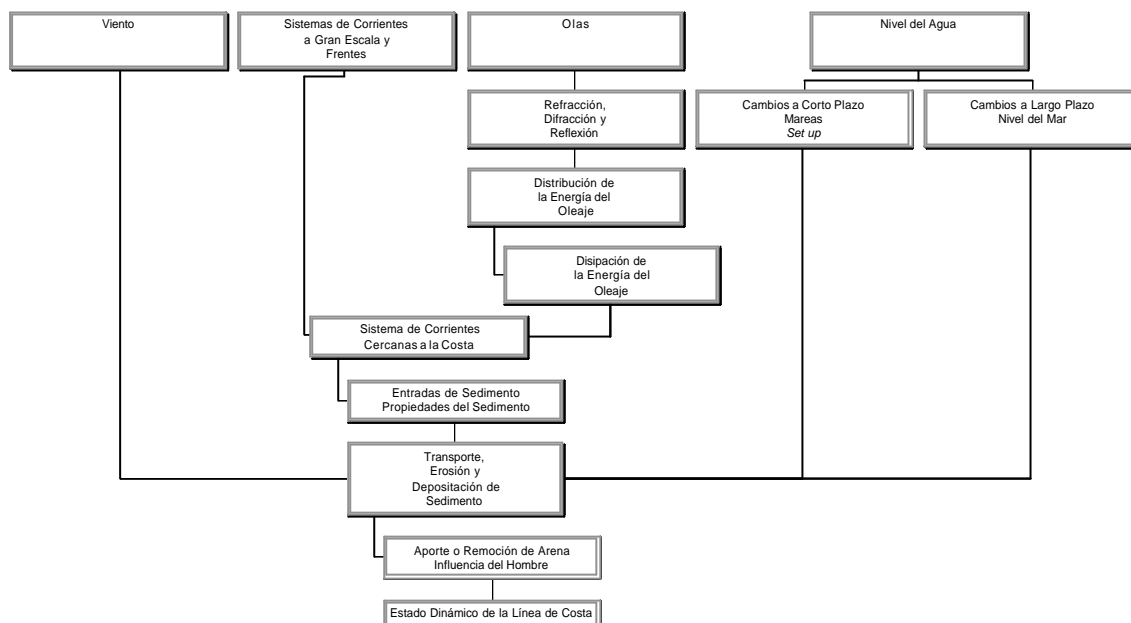


Figura 2.2.- Factores involucrados en los procesos costeros.

Es particularmente importante recalcar que el transporte de sedimentos y los procesos costeros no pueden tratarse separadamente de las condiciones hidrodinámicas locales, ya que están indisolublemente ligados a las mismas. Debido a la gran dificultad de la hidrodinámica, hay una tendencia a “olvidarla” y hablar únicamente del movimiento del sedimento. La interfase agua - tierra es además una zona muy importante desde el punto de vista recreativo, estético y ambiental. La complejidad del sistema hace necesario el entendimiento de la física de los procesos que moldean la línea de la costa y que causan que el sedimento se acumule o se erosione. El tema es muy amplio y sobre el mismo existe una vasta literatura. El objetivo aquí es introducir los aspectos básicos de la hidrodinámica, movimiento de sedimento y procesos costeros. No se mencionan otros aspectos tales como los biológicos, los químicos o los ambientales.

2.2.- Rotura del oleaje

El oleaje adquiere su energía del viento que sopla sobre la superficie del mar. En especial, los vientos asociados a las tormentas pueden generar trenes de olas muy grandes que viajen por cientos de kilómetros hasta alcanzar la línea de orilla. Esta energía (adquirida a través de grandes extensiones de mar) se disipa en un área relativamente estrecha de la zona costera: la zona de rompientes o zona de *surf*. La mayor parte de la energía del oleaje se disipa cuando este rompe. Esta es, por mucho, la

más importante de las aportaciones de energía en la zona costera y la responsable de la generación de varios fenómenos físicos en la zona de rompientes: generación de turbulencia, aumento del nivel medio del mar (*setup*), de oscilaciones infragravatorias (por ejemplo en forma de ondas de borde atrapadas en la cara de la playa) y corrientes en la zona cercana a la costa, así como del transporte de sedimentos y de los cambios en la morfología de las playas. Es importante mencionar que las ondas de borde pueden afectar directamente los patrones de corrientes y *run-up* en la cara de la playa, lo que tiene efectos importantes y visibles en la formación de topografía rítmica, como se discutirá más adelante.

2.2.1.- Criterios de rotura

Sánchez-Arcilla y Lemos (1990), sugieren que existen básicamente dos tipos de criterios de rotura (para olas en aguas someras e intermedias):

- I. Criterios que expresan las condiciones de rotura en función de parámetros locales de la ola y características batimétricas (o pendiente del fondo)
- II. Criterios que especifican la altura de ola en rotura en función de las características batimétricas (pendiente de la playa) y peralte de la ola en aguas profundas (H_0/L_0)

Los criterios tipo I que consideran los parámetros locales de la onda, se suelen expresar por medio de relaciones tipo:

$$\frac{H_b}{h_b} = f\left(\frac{h_b}{L_b}, m\right) \quad [2.1]$$

o bien

$$\frac{H_b}{L_b} = f\left(\frac{h_b}{L_b}, m\right) \quad [2.2]$$

donde H_b , h_b y L_b son respectivamente la altura de ola, la profundidad y la longitud de onda en rotura, y m es la pendiente del fondo. Las expresiones del tipo [2.1] corresponden a criterios que limitan el índice de rotura, mientras que las del tipo [2.2] aparecen como criterios que limitan el peralte de la ola.

Uno de los criterios más utilizados para predecir los valores en rotura es el criterio de Miche (1944), que establece que la ola rompe cuando su peralte es igual a $1/7$, lo que viene dado por:

$$\frac{H_b}{L_b} = \frac{1}{7} \tanh(kh) \quad [2.3]$$

Este criterio no incluye el efecto de la pendiente, por lo que solo es válido para ondas sobre fondos horizontales (Sierra y Lo Presti, 1998). Cuando se alcanza este valor, la ola comenzará, comenzará el proceso de rotura y de disipación (parcial) de la energía y ocurre cuando la velocidad de las partículas en la cresta de las olas se iguala con la celeridad de la onda. Un incremento en el peralte aumenta la velocidad de las partículas, provocando la inestabilidad de la ola. En este caso, la rotura del oleaje está asociada con el ángulo que forma la cresta.

Los criterios tipos II son criterios que, para determinar los parámetros del oleaje en rotura, tienen en cuenta las condiciones batimétricas y las características del oleaje en aguas profundas. En general tienen la forma:

$$\frac{H_b}{H_0} = Am^B \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^C \quad [2.4]$$

o

$$\frac{H_b}{h_b} = Am^B \left(\frac{h_b}{L_0} \right)^C \quad [2.5]$$

donde H_0 y L_0 son la altura y longitud del oleaje en aguas profundas. Los coeficientes A , B y C son parámetros variables en función de la propia pendiente.

El criterio básico que establece el límite de estabilidad del oleaje es que la velocidad de las partículas de agua en la cresta de la ola alcanzan y exceden la velocidad de la ola. Mitchell (1893) muestra que en aguas profundas, este límite está dado por la pendiente del oleaje $H/L = 0.142$ y Miche (1944) derivó que el límite de estabilidad para olas progresivas a cualquier profundidad está dado por la siguiente expresión:

$$\frac{H_b}{L_b} = 0.142 \tanh \left(2\pi \frac{h_b}{L_b} \right) \quad [2.6]$$

Para el caso de una onda solitaria, esta se hará inestable y romperá cuando se alcance un valor crítico para el parámetro $\gamma_b = H_b/h_b$. De cualquier manera, el valor preciso del parámetro de rotura es inexacto pues varía de $\gamma_b = 0.73$ a 1.03 , aunque se acepta como un valor razonable:

$$\gamma_b = \frac{H_b}{h_b} = 0.78 \quad [2.7]$$

El criterio de $\gamma = 0.78$ es todavía el criterio más utilizado en la práctica de la ingeniería de costas, aunque trabajos posteriores que utilizan modelos no lineales (Hunter & Vanden-Broeck, 1983; Fenton, 1990) sugieren un valor de $\gamma = 0.83$.

Una utilidad práctica para el uso del parámetro gamma de rotura es por ejemplo en el análisis de las transformaciones de la altura de ola conforme se acercan progresivamente hacia la costa hasta que alcanzan una altura tal que corresponde al valor del parámetro gamma de rotura en un punto con una profundidad crítica en el que la ola se hace inestable y rompe.

Otra aplicación es por ejemplo en el diseño de estructuras de protección costera. En este caso, la altura de ola de diseño está limitada por la profundidad frente a la estructura, ya que las olas que tengan una altura mayor que la permitida por el parámetro gamma de rotura, habrán roto más lejos de la estructura.

Weggel (1972) mostró que el valor del parámetro de rotura dependía principalmente de la pendiente de la playa, tal como se puede observar en la figura 2.3. Para un peralte dado del oleaje, cuanto mayor es el valor de la pendiente S , mayor es el valor del parámetro de rotura ($\gamma_b = H_b/h_b$).

Más recientemente, Kaminsky & Kraus (1993) derivaron una ecuación empírica (experimentos de laboratorio) para el parámetro gamma de rotura que incluye la pendiente de la playa y el peralte del oleaje en aguas profundas:

$$\gamma_b = 1.20 \xi_0^{0.27} \quad [2.8]$$

que depende del parámetro de Iribarren que ya incluye la pendiente de la playa y el peralte del oleaje. Kana (1979) definió la rotura tipo *plunging* para $\gamma > 1.1$, rompientes en transición para $0.93 < \gamma < 1.1$ y para rotura tipo *spilling* para $\gamma < 0.93$ donde la profundidad del agua h_b la considera a partir del seno de la onda (definición de onda solitaria).

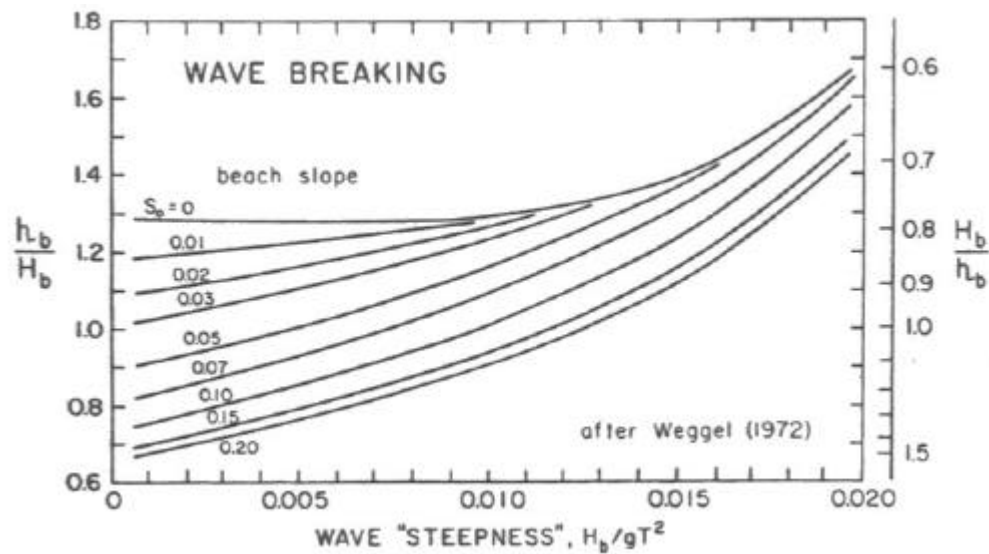


Figura 2.3.- Condición crítica para la rotura del oleaje en aguas someras. El parámetro de rotura γ_b y γ_b^{-1} vs. el peralte del oleaje H_b/gT^2 para distintos valores de la pendiente m del fondo (Weggel, 1972).

En aguas profundas, la rotura viene a tener lugar principalmente en las frecuencias altas del espectro del oleaje, es decir, para las olas más pequeñas. Las olas más grandes del espectro rara vez alcanzan el estado de mar completamente desarrollado. Una ola de período de 10 s, necesitaría una altura de 22 m antes de alcanzar la pendiente necesaria de inestabilidad.

A partir de la necesidad de obtener los valores de la altura de ola en rotura a partir de los valores en aguas profundas, diversos criterios fueron planteados por Munk (1949), Komar & Gaughan (1972) y Kaminsky & Kraus (1993) entre otros.

2.2.2.- Tipo de rompientes

Se acepta que existen tres tipos comunes de rompientes: *spilling*, *plunging* y *surging* (aunque algunos autores aceptan un tipo de rotura adicional denominada rotura *collapsing*). La rotura tipo *spilling* se da preferentemente en situaciones de oleaje peraltado propagándose sobre playas con poca pendiente. La cresta de las olas se va haciendo cada vez más aguda, hasta que se hace inestable y se derrama hacia abajo por la pendiente frontal de la ola. Esta rotura es gradual sobre la zona de rompientes (por lo que no se puede hablar exclusivamente de un punto de rotura) y el decaimiento de la altura es aproximadamente uniforme. Muy poco de su *momentum* es reflejado hacia el mar.

La rotura tipo *plunging* ocurre con olas con poca peralte propagándose sobre playas relativamente inclinadas. La cara frontal de la ola se hace casi vertical, la cresta de la ola se hace más aguda, curvándose hacia el frente hasta que finalmente se precipita. El proceso de este tipo de rotura produce una gran turbulencia y una gran entrada de aire. La reducción de la altura de la ola durante la rotura se produce rápida y drásticamente. Las olas reformadas son usualmente de menos de una tercera parte de la altura de la ola

en rotura y suelen romper de nuevo muy cerca de la línea de orilla. Poco del *momentum* de dicha ola es reflejado hacia el mar.

La rompiente tipo *surging* ocurre en playas con pendientes altas. Este tipo de rotura comienza a desarrollarse de una forma similar a la rotura tipo *plunging*, donde su cara frontal se hace muy vertical, pero con la particularidad de que la base de la ola llega a la playa antes de que se lleve a cabo la rotura, por lo que la cresta se colapsa y desaparece. Con este tipo de rompiente, generalmente la zona de *surf* es muy estrecha y aproximadamente la mitad del *momentum* de las olas es reflejado hacia el mar (ver figura 2.4). Galvin (1968) identificó la rompiente *collapsing*, un cuarto tipo que es intermedia entre la rompiente tipo *plunging* y *surging*. (figura 2.5). De hecho, los tipos de rompiente tienen una gradación continua, por lo que en ocasiones es difícil aplicar las clasificaciones.

En general, la rompiente tipo *spilling* tienden a ocurrir en playas con una pendiente muy suave y con olas muy peraltadas; la rompiente tipo *plunging* tiende a ocurrir en playas con una pendiente mayor y olas con peralte medio y la rompiente tipo *surging* ocurre en playas con una pendiente muy pronunciada y olas con poco peralte.

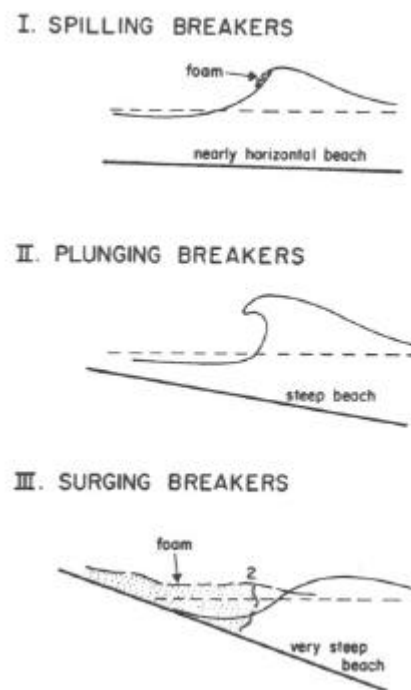


Figura 2.4.- Tipo de rompientes, dependiendo de la pendiente de la playa y el peralte del oleaje (Komar, 1998).

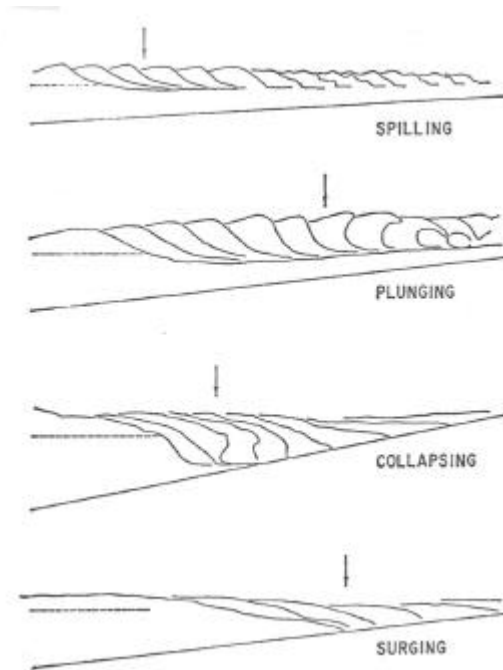


Figura 2.5.- Perfiles de distintos tipos de rompientes obtenidos a partir de fotografías instantáneas. La flecha indica el punto inicial de la rompiente (Galvin, 1968).

A partir de observaciones de laboratorio, Galvin (1968) encontró una expresión empírica de predicción para el tipo de rompiente, usando dos parámetros adimensionales: $H_0/L_0 m^2$ o $H_b/gT^2 m$, donde H_0 es la altura de ola en aguas profundas, L_0 la longitud de onda en aguas profundas, H_b la altura de ola en la rompiente, T es el periodo y m la pendiente de la playa. Conforme estos parámetros adimensionales crecen, la rompiente se va transformando de *surging* a *plunging* a *spilling*. Estos parámetros propuestos por Galvin, combinan la pendiente de la playa m con el peralte del oleaje, expresado alternativamente como H_0/L_0 o H_b/gT^2 (ya que $L_0 \propto gT^2$). Posteriormente, Battjes (1974) redefine estos parámetros en términos del parámetro de Iribarren (ecuación [2.9]) en aguas profundas y en aguas someras:

$$\xi_0 = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}} \quad [2.9]$$

$$\xi_b = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_b}{L_0}}} \quad [2.10]$$

Por lo que, de acuerdo a la clasificación de Galvin (1968) y a la redefinición de Battjes (1974), los límites de los tipos de rompiente son:

<i>Spilling</i> :	$\xi_0 < 0.5$	$\xi_b < 0.4$
<i>Plunging</i> :	$0.5 < \xi_0 < 3.3$	$0.4 < \xi_b < 2.0$
<i>Surging</i> :	$\xi_0 > 3.3$	$\xi_b > 2.0$

donde ξ_b , ξ_0 se refieren a la altura de la ola en rotura H_b o altura de la ola en aguas profundas H_0 en la expresión de ξ . Es importante recalcar que estos valores fueron deducidos a partir de un único valor de la pendiente y con oleaje generado en laboratorio. Estudios posteriores de Smith & Kraus (1991) en playas naturales sobre fondos no uniformes con barras, demostraron que estos rangos variaban y que olas que en un fondo plano podrían tener una rompiente tipo *spilling*, en presencia de una barra podrían tener una rompiente tipo *plunging*, o que en un fondo plano tendrían una rompiente tipo *plunging*, en presencia de una barra podrían tener una rompiente tipo *surging*. Otros estudios sobre los tipos de rompientes, llevados a cabo mediante imágenes de vídeo (Weishar & Byrne, 1978) determinaron que en playas naturales, los valores propuestos por Battjes no podían discriminar el tipo de rompiente que habría, pues hay un espectro bastante amplio de periodos y alturas, por lo que generalmente se observan mezclas y sucesiones poco correlacionadas de los tipos de rompientes. Sin embargo, los valores propuestos por Battjes (1974) dan, sin duda, una tendencia perfectamente marcada de la transición de los tipos de rompiente conforme los valores de ξ_0 y ξ_b aumentan, pero las condiciones en la naturaleza son más complejas que las condiciones controladas del laboratorio.

2.2.3.- Decaimiento de la altura del oleaje en la zona de *surf*

En playas con pendiente alta (reflejantes), la zona de *surf* es relativamente estrecha, por lo que las olas rompen muy cerca del estrán. En contraste, en playas con menos pendiente (disipativas), generalmente la zona de *surf* es más ancha y el oleaje rompe lejos de la cara de la playa. Las olas con rompiente tipo *plunging* disipan su energía casi en su totalidad y de forma muy eficiente justo después de la línea de rompientes, mientras que la tasa de disipación del oleaje con rompiente tipo *spilling* es menor y lo hacen en una porción más ancha de la zona de *surf*. Así, los patrones de disipación de la energía del oleaje en la zona de *surf* dependen en buena parte del tipo de rompiente y por lo tanto, de la morfología del perfil de la playa. Si la pendiente es lo bastante uniforme, lo más probable es que haya una disipación uniforme de la energía del oleaje conforme el oleaje cruza la zona de *surf*, aún cuando haya olas rompiendo a distintas profundidades. Por el contrario, si el perfil de la playa tiene barras sumergidas, habrá una concentración de la rompiente del oleaje en una zona relativamente estrecha en la zona de menor profundidad donde se encuentre la cresta de la barra. Una vez que el oleaje ha roto sobre la barra, se puede reformar en la zona de la seno de la barra que es más profunda y volver a romper sobre una segunda barra, en el caso de que la haya, o ya cerca del estrán, donde la pendiente se hace, por lo general, más pronunciada.

Los patrones de rotura, el decaimiento de la altura de ola (energía del oleaje) y su disipación son importantes, ya que pueden ser destructivos para la zona cercana a la

playa y son responsables (el mecanismo impulsor) de las corrientes longitudinales, del transporte longitudinal y transversal del sedimento en las playas y por lo tanto, de los cambios en la morfología de las playas.

En los análisis de las variaciones de altura a lo ancho de la zona de *surf*, cabe distinguir si se trata de un oleaje más o menos regular, por ejemplo, un swell con un espectro de banda estrecha, que tiene una altura y periodo más o menos constante. En este caso, es de esperar que el oleaje rompa en un punto razonablemente fijo a una profundidad dada (de acuerdo con el parámetro gamma de rotura γ_b) y el estudio del decaimiento podría reducirse al seguimiento sistemático de las olas conforme cruzan la zona de *surf*. En cambio, si el oleaje es muy irregular, con un espectro amplio de alturas de ola, las olas más grandes rompen en aguas más profundas, mientras que las olas pequeñas rompen cerca de la línea de orilla. Por lo tanto, dentro de la zona de *surf*, se pueden observar igualmente olas que ya han roto y olas que aún están en el proceso de transformación que dan lugar a la rotura (Thornton & Guza, 1983).

En playas disipativas con poca pendiente, la zona de *surf* es continua y se puede suponer un valor constante del parámetro gamma de rotura, del orden de $\gamma_b = 0.78-1.3$. Sin embargo, Thornton & Guza (1983) encuentran valores de $\gamma_b = 0.42$ en la playa de Torrey Pines y que la altura de la ola decae de forma aproximadamente lineal con la profundidad, es decir que la altura de ola en la zona de *surf* esta limitada por la profundidad local $H_{rms} = 0.42 h$. Por lo tanto, encuentran que todas las olas tienden a decaer de la misma manera y que las alturas de ola dentro de la zona de *surf* son independientes de las alturas de ola en aguas profundas, es decir, están controladas por la profundidad local más que por las condiciones de altura de ola en aguas profundas.

Algunas investigaciones enfocadas al estudio del decaimiento de la altura de ola y la disipación de la energía del oleaje se han centrado en la relación del flujo de energía:

$$\frac{\partial(Ecn)}{\partial x} - D(x) = 0 \quad [2.11]$$

donde Ecn es el flujo de energía y $D(x)$ es la pérdida de energía del oleaje por unidad de área por unidad de tiempo. Se han desarrollado diversos modelos para evaluar las variaciones transversales de la altura de ola en la zona de *surf*, diferenciándose entre si en la forma en que evalúan $D(x)$ (Mizuguchi, 1980; Dally, Dean & Dalrymple, 1985; Dally, 1990). De estas investigaciones se desprende que, aún cuando hay algo de pérdida de energía debido a la fricción por fondo, la mayor parte de la energía del oleaje se disipa en turbulencia al romper el oleaje.

Las variaciones de la altura de ola en la zona de rompientes están dadas, básicamente, por la suma de dos efectos contrarios entre si: la disminución de la altura de ola por efecto de la disipación de energía y el aumento debido al efecto del shoaling, que a su vez se puede ver incrementado por un aumento en la pendiente de la playa.

En general, las transformaciones dependen de la pendiente de la playa y del peralte del oleaje (Dally, 1990), aunque la presencia del viento y la reflexión del oleaje pueden

afectar de manera importante los patrones de disipación del oleaje incidente (Dally, 1992).

En particular y como se verá más adelante, Battjes & Janssen (1978), Thornton y Guza (1983) y Battjes & Stive (1984) desarrollaron modelos de disipación de energía de oleaje irregular (que como se mencionó anteriormente, puede romper a distintas profundidades) y de la variación de las alturas de ola a través de la zona de *surf*. Con este análisis se obtiene la altura de ola media cuadrática en cada punto dentro de la zona de rompientes, y en el caso de Battjes & Stive (1984), también se obtiene la variación del nivel medio debida a la presencia del oleaje en rotura (*setup*).

2.2.4.- Modelos de disipación de la energía del oleaje.

La transformación a lo ancho de la zona de rompientes de los parámetros de un tren de oleaje irregular ha sido objeto de numerosos estudios y modelos, la gran mayoría de ellos se basan en el balance de energía del oleaje o en la ecuación de la acción del oleaje, aunque mediante aproximaciones (paramétricas o probabilísticas) marcadamente distintas (Roelvink, 1993).

Los modelos probabilísticos toman la función de densidad de probabilidad de las alturas de ola (y en ocasiones el de los periodos) en un contorno mar adentro, la proyectan a un número discreto de clases de altura de ola (o periodos) y asume que cada clase se comporta como un subgrupo periódico que se propaga independientemente de los otros (debido a que las olas en la zona de rompientes -aguas someras- son no dispersivas, las olas individuales dentro de un tren de olas aleatorias pueden comportarse como un tren de oleaje regular) (Mizuguchi, 1980, 1982; Mase e Iwagaki, 1982; Dally *et al.*, 1984).

Los modelos tipo paramétrico (e.g. Battjes y Jansen, 1978; Thornton & Guza, 1983 y Battjes & Stive, 1984) describen una determinada forma de distribución de alturas de ola rompiendo, cuyos parámetros dentro de la zona de rompientes son descritos localmente y promediados en el tiempo. La disipación debida a la rotura del oleaje se modela a partir de la analogía entre las olas en rotura y los “bores” (saltos hidráulicos). Combinando la distribución de alturas de ola en rotura y la función de disipación se obtiene la disipación promediada en función de los parámetros locales del oleaje. A partir de la ecuación del balance de energía del oleaje [2.11], dadas unas condiciones de contorno mar adentro, se pueden calcular estos parámetros locales del oleaje sobre un perfil arbitrario. En este trabajo solo se han usado modelos paramétricos.

Ambos tipos de modelos, después de ser calibrados, se pueden usar para predecir la transformación y la distribución de alturas de ola a lo largo de la zona de rompientes. También predicen satisfactoriamente los parámetros promediados del oleaje como el tensor de radiación o el flujo de masa, necesarios para determinar las variaciones del nivel del mar producidas por la rotura del oleaje o el flujo de resaca (*undertow*) asociado al transporte de masa.

2.2.4.1.- Modelo de Battjes & Janssen (1978)

Este modelo predice cuantitativamente la variación de la densidad media de energía E debida a la variación de alturas de oleaje irregular en la zona cercana a la costa mediante una aproximación físicamente sólida basada en el balance de energía, que tiene la gran ventaja de que puede ser aplicada a perfiles que no decrecen monótonamente, es decir, perfiles con barra.

Battjes & Janssen (1978) consideran un dominio bidimensional, con las olas incidiendo normalmente sobre la costa sobre unas batimétricas rectas, contornos paralelos y con un perfil cualquiera. En este dominio, calculan la variación de la densidad de energía media (E) con la distancia a la línea de orilla a partir del balance de energía del oleaje, definido (de forma similar a la ecuación [2.11]) como:

$$\frac{\partial P_x}{\partial x} + D = 0 \quad [2.12]$$

donde P_x es la componente en la dirección x del flujo de energía medio promediado en el tiempo por unidad de longitud, x es la coordenada horizontal normal a la línea de orilla (y referida al nivel medio del agua en reposo) y D es la disipación de energía media en el tiempo por unidad de área.

A partir de la dependencia del flujo de energía y la disipación en la densidad de energía media (E) y otros parámetros conocidos como la profundidad local (h), la frecuencia del oleaje (f) la densidad de masa (ρ) y la gravedad, es posible integrar la ecuación [2.12] sujeta a las condiciones iniciales de la altura de ola incidente, para encontrar $E(x)$ y su disipación por unidad de área $D(x)$.

Para obtener la distribución de alturas de ola se utilizan las siguientes expresiones:

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = - \left(\frac{H_{rms}}{H_{max}} \right)^2 \quad [2.13]$$

donde Q_b representa la fracción de olas que en un punto dado están o no rotas en términos del cociente entre la H_{rms} presente (que es equivalente a la densidad de energía media E) y la altura de ola máxima H_{max} que puede existir en una determinada profundidad, es decir, $Q_b = H_{rms} / H_{max}$. El valor local de H_{rms} (desconocido) se obtiene integrando la ecuación [2.12] del balance de energía y disipación. La importancia de Q_b se debe al hecho de que la tasa de disipación local de energía D es proporcional a Q_b .

La forma en la que Battjes & Janssen (1978) estiman H_{max} es mediante el criterio de Miche (1944) para la máxima altura de olas periódicas:

$$H_{\max} \approx 0.14L \tanh(kh) \approx 0.88k^{-1} \tanh(kh) \quad [2.14]$$

donde k es el número de onda:

Battjes & Janssen (1978) usaron una expresión similar a la de Miche (1944) para aplicarla a oleaje irregular en playas, pero con un cierto grado de libertad para permitir tomar en consideración los efectos de la pendiente de la playa y de la transformación de oleaje irregular, de tal manera que en aguas someras, la expresión de H_{\max} se dedujera a $H_{\max} \approx \gamma h$ (donde γ es un parámetro ajustable). Para que el límite de aguas profundas no se vea influenciado por la pendiente del fondo en la ecuación, adoptaron la siguiente expresión:

$$H_{\max} = 0.88k^{-1} \tanh\left(\frac{\gamma kh}{0.88}\right) \quad [2.15]$$

donde la frecuencia utilizada debe ser valor único y representativo, que será la frecuencia asociada al periodo representativo T_{01} .

Battjes & Janssen estimaron la tasa de disipación de energía de una ola rota en base a una analogía entre las olas en la zona de rompientes y la disipación de energía de un "bore" de la misma altura (LeMéhauté, 1962), llegando a la expresión:

$$D = \frac{\alpha}{4} Q_b \bar{f} \rho g H_{\max}^2 \quad [2.16]$$

donde α es de $O(1)$ y \bar{f} es la frecuencia media de las olas.

Por lo tanto, la combinación de las ecuaciones [2.13] y [2.16] determina la energía disipada D en la rotura, como una función de la altura de ola local H_{rms} (o la densidad de energía E local). A primera vista, de la ecuación [2.16], parece que D disminuye al disminuir H_{\max} (al decrecer h) pero por lo regular, este no es el caso. Según Battjes & Janssen (1978), mientras que un tren de olas irregulares, con peralte bajo o medio esté en aguas profundas, Q_b será virtualmente cero, y por lo tanto lo será D . Pero al aproximarse a la playa donde la profundidad disminuya (de 2 a 3 veces H_{rms}), Q_b se incrementa considerablemente, de tal manera que su incremento compensa sobradamente la reducción de H_{\max} . De esta manera D termina incrementándose.

En aguas muy someras, $Q_b \rightarrow 1$ (salvo para playas con pendiente muy suave), en cuyo caso, D decrece finalmente en proporción a H_{\max}^2 .

De manera similar, si el tren de olas pasa una barra, el incremento de h y consecuentemente de H_{\max} en la parte interior de la barra provocará una reducción de Q_b

que contrarresta de sobra el incremento de H_{max}^2 , de tal manera que la disipación puede volverse virtualmente cero nuevamente en el seno de la barra.

Para poder llevar a cabo la integración del balance de energía, se calcula el flujo de energía utilizando teoría lineal:

$$Px = P = Ecg \quad [2.17]$$

donde E es la energía del oleaje y cg la celeridad de grupo.

Con esto, se cierra el sistema de ecuaciones para H_{rms} . Por lo tanto, para un perfil dado, $h(x)$ y unos parámetros dados de oleaje y una selección adecuada de α y γ , se puede integrar la ecuación [2.12] para obtener $H_{rms}(x)$.

Sin embargo, este modelo presenta un problema en los cálculos numéricos en las cercanías de la línea de orilla (profundidad cero) debida a la relación H_{rms} / H_{max} , debido a que la distribución de alturas de ola asumida en el modelo limita la altura de ola media cuadrática H_{rms} a valores que no exceden H_{max} que a su vez está limitada por la profundidad, de manera que surge una incompatibilidad interna.

Esta situación tiene dos soluciones posibles, el primero es simplemente terminar el cálculo cuando la condición $H_{rms} \leq H_{max}$ se viola por primera vez, o por otra parte, añadiendo otros mecanismos físicos de disipación de energía en la ecuación del balance de energía [2.12] que sean predominantes cerca de la línea de orilla y de tal peso específico que la relación $H_{rms} / H_{max} \leq 1$ cuando $h \rightarrow 0$. Battjes & Janssen (1978) usaron la primera opción y a partir del punto en que se viola que $H_{rms} \leq H_{max}$, entonces $H_{rms} = H_{max}$.

2.2.4.2.- Modelo de Thornton & Guza (1983)

En estudios de campo realizados en la playa de Torrey Pines, Thornton & Guza (1983) estudiaron la transformación de alturas de oleaje irregular durante el *shoaling*, incluyendo olas rompiendo en la zona de *surf*. El modelo desarrollado por Thornton & Guza (1983) describe la transformación de la distribución de alturas de ola desde una cierta profundidad hasta la zona de rompientes mediante un modelo conceptualmente similar al modelo de Battjes & Janssen (1978). La diferencia entre el modelo de Battjes & Janssen (1978) y el modelo de Thornton & Guza (1983) es la forma (mas realista) como éstos describen la transformación de la función de densidad probabilística de alturas de ola, así como la H_{rms} , y la inclusión de la fricción con el fondo en la función de disipación. Para batimétricas rectas y paralelas, el balance del flujo medio de energía, incluyendo la disipación por rotura (tipo *bore*) $\langle \epsilon_b \rangle$ y la disipación por fricción en el fondo $\langle \epsilon_f \rangle$ está dado -de forma similar a la propuesta por Battjes & Janssen (1978)- por:

$$\frac{\partial E c g_x}{\partial x} = \langle \epsilon_b \rangle + \langle \epsilon_f \rangle \quad [2.18]$$

donde $c g_x$ es la componente x de la celeridad de grupo.

Thornton & Guza (1983), de manera similar a lo hecho por Battjes & Janssen (1978), modelan la disipación de energía debido a la rotura -siguiendo la metodología propuesta inicialmente por LeMéhauté (1962)- como un salto hidráulico (*bore*).

Además, al no haber una teoría que describa la distribución de olas en rotura $p_b(H)$, Thornton & Guza ajustaron expresiones empíricas a las distribuciones observadas, siguiendo 3 principios fundamentales:

- i. $p_b(H)$ debe parecerse a las observaciones.
- ii. $p_b(H)$ es un subgrupo de la distribución $p(H)$ para todas las olas.
- iii. El área bajo la distribución es igual al porcentaje de olas en rotura; esta regla es una definición conveniente para seguir la huella del porcentaje de olas que han roto y significa que $p_b(H)$ no es una función de densidad probabilística.

La distribución de las alturas del oleaje en rotura se puede expresar como una ponderación de la distribución tipo Rayleigh para todas las olas:

$$p_b(H) = W(H)p(H) \quad [2.19]$$

donde la función de ponderación $W(H) \leq 1$ para asegurar que $p_b(H) \leq p(H)$ de acuerdo con la regla 2. La propiedad integral (3) es:

$$A_b = \int_0^{\infty} p_b(H) dH \quad [2.20]$$

donde A_b es la fracción de olas rotas, de manera que $A_b \rightarrow 0$ conforme $h \rightarrow \infty$, mientras que en la zona de rompientes, $A_b \rightarrow 1$ conforme $h \rightarrow 0$, es decir, todas las olas están rompiendo.

La hipótesis más simple es que las olas rompen en proporción a la distribución de todas las olas, de manera que:

$$W(H) = A_b \quad [2.21]$$

donde A_b es adimensional e independiente de H .

Sea:

$$W(H) = A_b = \left(\frac{H_{rms}}{\gamma h} \right)^n \quad [2.22]$$

donde n es una variable a ser determinada a partir de las observaciones. La forma de la ecuación [2.22] está motivada por dos consideraciones. La primera es la importancia de la del parámetro $(H_{rms}/\gamma \cdot h)$ ya que, como es bien conocido, la profundidad limita la altura de ola en aguas someras, que para oleaje monocromático es $H = \gamma h$. La segunda, es que conlleva a una solución analítica para la transformación de H_{rms} en una playa plana. Un problema con [2.22] es que la probabilidad de que una ola rompa es independiente de su altura, ya que $W(H)$ es constante. Las observaciones muestran que en un punto en particular las olas más grandes tienen más probabilidad de romper. Por lo tanto, una mayor proporción de las olas más grandes contribuyen a la distribución de olas en rotura, dando como resultado una distribución de olas en rotura generalmente sesgadas hacia las olas más altas relativas a la distribución tipo Rayleigh.

Una modificación simple de la ecuación [2.22] que da mayor peso a las olas más grandes está dado por:

$$W(H) = \left(\frac{H_{rms}}{\gamma h} \right)^n \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{H}{\gamma h} \right)^2 \right) \right] \leq 1 \quad [2.23]$$

Thornton & Guza (1983) mostraron que en sus experimentos de campo, en la zona de rompientes interior, la curva que relaciona H_{rms} con la profundidad h es aproximadamente igual a:

$$H_{rms} \simeq 0.42h \quad [2.24]$$

donde el valor de $\gamma = 0.42$ también se encontró en la playa donde se midieron las distribuciones de olas en rotura, sugiriendo que hay una similitud en los procesos de rotura en los dos sitios.

Utilizando las expresiones anteriores, se obtiene la tasa media de disipación de la energía $\langle \epsilon_b \rangle$:

$$\langle \epsilon_b \rangle = \frac{B^3}{4} \rho g \frac{\bar{f}}{h} \int_0^\infty H^3 p_b(H) dH \quad [2.25]$$

Thornton & Guza (1983) consideran dos funciones de disipación: sustituyendo $p_b(H)$ descrita usando la función de ponderación [2.22] con $n = 4$ e integrando, se obtiene la siguiente función de disipación:

$$\langle \epsilon_b \rangle = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g \frac{B^3 \bar{f}}{\gamma^4 h^5} H_{rms}^7 \quad [2.26]$$

donde B es un coeficiente de $O(1)$ que representa la fracción de espuma en la cara de la ola en rotura y que depende del tipo de rompiente. Aunque usando esta $p_b(H)$ no da el mejor ajuste en los datos, su uso permite la obtención de una solución analítica (descrita abajo) que, según Thornton & Guza (1983) permite explorar más fácilmente el comportamiento del modelo. La segunda función de disipación se obtiene usando la ecuación [2.23] para describir $p_b(H)$ dando:

$$\langle \epsilon_b \rangle = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g B^3 \bar{f} \frac{H_{rms}^5}{\gamma^2 h^3} \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{H_{rms}}{\gamma h} \right)^2 \right)^{\frac{5}{2}}} \right] \quad [2.27]$$

A partir de la ecuación del flujo de energía, y describiendo la disipación de energía dentro de un *bore*, usando la ecuación [2.26] se obtiene:

$$\frac{d}{dx} \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 c g = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g \bar{f} \frac{B^3}{\gamma^4 h^5} H_{rms}^7 \quad [2.28]$$

luego, considerando que $x = (h/\tan\beta)$, y aplicando la solución de cg para aguas someras, $cg = c = \sqrt{gh}$, y haciendo una serie de manipulaciones matemáticas (asumiendo que el flujo de energía se conserva, este se integra balanceado con la disipación por rotura y por fricción con el fondo, desde aguas profundas hasta el punto considerado) se obtiene una solución para los valores locales de H_{rms} en términos de las condiciones del oleaje en aguas profundas:

$$H_{rms} = a^{\frac{1}{5}} h^{\frac{9}{10}} \left[1 - h^{\frac{23}{4}} \left(\frac{1}{h_0^{\frac{23}{4}}} - \frac{a}{y_d^{\frac{5}{2}}} \right) \right]^{-\frac{1}{5}} \quad \text{para } 0 \leq h \leq h_0 \quad [2.29]$$

donde h_0 es el calado “*offshore*” a partir del cual la aproximación de aguas someras se hace válida y el subíndice d se refiere a aguas profundas y los valores de a e y vienen dados por las siguientes expresiones:

$$a = \frac{23}{15} \left(\frac{g}{h} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{y^4 \tan \beta}{B^3 \bar{f}} \quad [2.30]$$

$$y = H_{ms}^2 h^{\frac{1}{2}} \quad [2.31]$$

Para el caso asintótico conforme la profundidad se hace muy somera es:

$$H_{ms} = a^{\frac{1}{5}} h^{\frac{9}{10}} \text{ conforme } h \rightarrow 0 \quad [2.32]$$

lo que significa que la altura de ola en la zona de *surf* interior está relacionada con la profundidad y es independiente de las condiciones iniciales en aguas profundas. Este resultado es similar a las observaciones de Thornton & Guza (1982) en las que las olas de todas las alturas, que se propagan (*shoaling*) desde aguas profundas, se saturan en la zona de *surf* interior, donde todas las alturas están dadas por la ecuación [2.24].

Finalmente, si bien debería tenerse en cuenta la disipación de energía por fricción, Thornton & Guza (1983) muestran que la disipación de energía (dentro de la zona de *surf* a profundidades mayores de 20 cm) debida a la fricción es menos del 3% de la disipación debida a la rotura del oleaje. Esta solución indica que la disipación por fricción es despreciable comparada con la disipación por rotura, salvo en aguas muy someras, conforme $h \rightarrow 0$, es decir en la región de la cara de la playa donde el *runup* y por lo tanto los procesos de capa límite son dominantes.

En la aplicación del modelo, Thornton & Guza (1983) usaron el coeficiente $\gamma = 0.42$ (determinado a partir de los datos). El único coeficiente que queda por determinar es B , el cual se encuentra ajustando el modelo con los datos de campo. B y γ se pueden combinar en un solo coeficiente a ser determinado de los datos, pero Thornton & Guza (1983) consideraron que se tendría una visión mayor tratándolos por separado. Si el modelo funciona bien, es de esperar que B sea $O(1)$.

2.2.4.3.- Modelo de Battjes & Stive (1984)

Como se ha explicado antes, el principal proceso físico en la zona de rompientes es la disipación de energía debida a la generación de turbulencia producida por la rotura del

oleaje. Sin embargo, debido a la aleatoriedad del oleaje, este no rompe en un punto fijo. Por lo tanto los modelos de los procesos físicos deben tener esto en cuenta. El modelo de Battjes & Stive lleva a cabo una calibración y verificación de la forma de modelar la rotura y la disipación del oleaje sobre un rango de perfiles de playa más amplio que el estudiado por Battjes & Janssen (1978) y Thornton & Guza (1983).

El modelo propuesto por Battjes & Stive (1984) es similar a los anteriores en cuanto a que integran numéricamente el balance de energía y *momentum* con respecto a la distancia transversal a la costa (x), pero además usa valores escogidos de α y γ (Battjes & Janssen, 1978). En cada integración se mantiene constante la frecuencia de pico y los coeficientes α y γ con respecto a (x), dando como resultado los valores de $H_{rms}(x)$ en dirección a la costa (a partir del punto de referencia), que luego pueden ser comparados con las medidas. Repitiendo la integración con varios valores de (α , γ), se estimaron los valores óptimos de estos coeficientes, de manera de obtener la máxima similitud entre ambos.

En el modelo de Battjes & Janssen (1978), los coeficientes α y γ se pueden variar independientemente cada uno. Sin embargo, en el proceso de calibración llevado a cabo por Battjes & Stive (1984) hay una dependencia entre ambos, ya que el modelo se ve forzado a simular un cierto grado de disipación de energía que depende de α y γ , que están relacionados en el producto ($\alpha \cdot Q_b \cdot H_{max}^2$) en la ecuación [2.16] de la disipación de energía del *bore*., ya que H_{max} depende de γ (ecuación [2.15]). Por lo tanto, de acuerdo con Battjes & Stive (1984) solo hay 1 grado de libertad en el ajuste del modelo de las variaciones de altura de ola, es decir, la calibración realizada por Battjes & Stive (1984) fue llevada a cabo estimando sólo valores óptimos de γ (denotada como $\hat{\gamma}$ cuando se impone la restricción de que α es constante e igual a 1). Los valores resultantes de $\hat{\gamma}$ caen dentro del rango de 0.6 a 0.83, lo cual es físicamente realista.

Debido a que el proceso de rotura del oleaje en aguas someras está influenciado por el peralte del oleaje incidente y por la pendiente del fondo, Battjes & Stive (1984) llevaron a cabo un análisis de sensibilidad de la variación de $\hat{\gamma}$ con estos parámetros y no encontraron ninguna variación significativa de $\hat{\gamma}$ con la pendiente de la playa. Sin embargo, si encontraron una dependencia sistemática de $\hat{\gamma}$ con el peralte del oleaje en aguas profundas s_0 (como se muestra en la figura 2.6). Esta dependencia se ajustó con una función de tangente hiperbólica:

$$\hat{\gamma} = 0.5 + 0.4 \tanh(33s_0) \quad [2.33]$$

Battjes & Stive (1984) evaluaron 20 casos distintos usando la parametrización de la ecuación [2.33] obteniendo resultados bastante buenos. Realizaron una comparación de la H_{rms} medida y calculada en la zona de del *shoaling* y rotura del oleaje, obteniendo un coeficiente de correlación de 0.98 entre las predicciones y los valores observados. El error medio cuadrático relativo, normalizado con el valor medio de todos los valores medidos de H_{rms} / H_{rms0} fue de 0.06. Estos valores confirman en un sentido cuantitativo

el alto grado de realismo del modelo para la predicción en la variación de la altura de ola en áreas de rotura de oleaje.

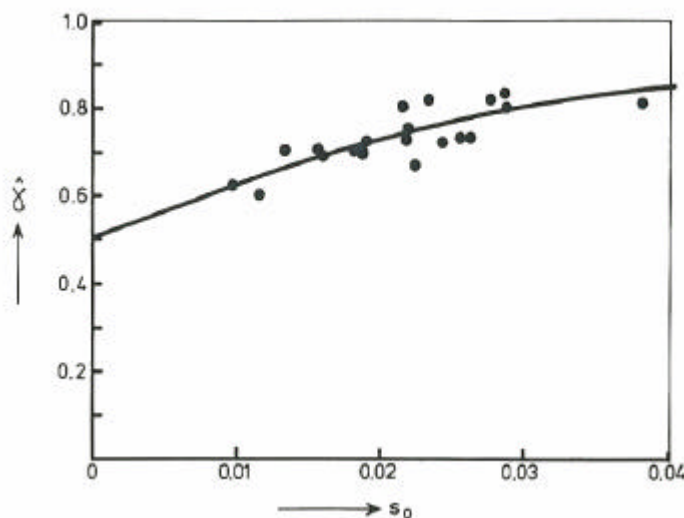


Figura 2.6.- Estimación de los coeficientes de altura de ola en rotura vs. peralte del oleaje en aguas profundas s_0 (curva de parametrización dada por la ecuación [2.33]) (Battjes & Stive, 1984)

2.2.5.- Setup, Setdown y Tensor de radiación

Cuando se produce la rotura del oleaje, también se produce una variación (disminución en el punto de la rompiente o *setdown* y un incremento desde la rompiente hasta el estrán de la playa o *setup*) en el nivel medio del agua por encima del nivel medio del agua en reposo.

En la figura 2.7 se muestran las medidas de laboratorio realizadas por Bowen, Inman & Simmons (1968) en donde se muestra que este incremento en el nivel medio del agua está confinado a la zona de *surf*, justo a partir del punto inicial de rotura. Este incremento (con pendiente) en el nivel del agua provoca un retroceso efectivo de la línea de orilla con respecto al que tendría con el nivel del agua en reposo. El *setup* proporciona un gradiente de presión que balancea la componente en dirección a la costa del tensor de radiación. Al igual que la existencia del *setup*, también tiene lugar una depresión en el nivel medio del agua por debajo del nivel medio del agua en reposo, el *setdown*, justo antes de que el oleaje rompa, en la zona donde el oleaje tiene su transformación más evidente en su altura y energía. El *setup* o *setdown* es la diferencia h' entre el nivel medio del agua y el nivel del agua en reposo.

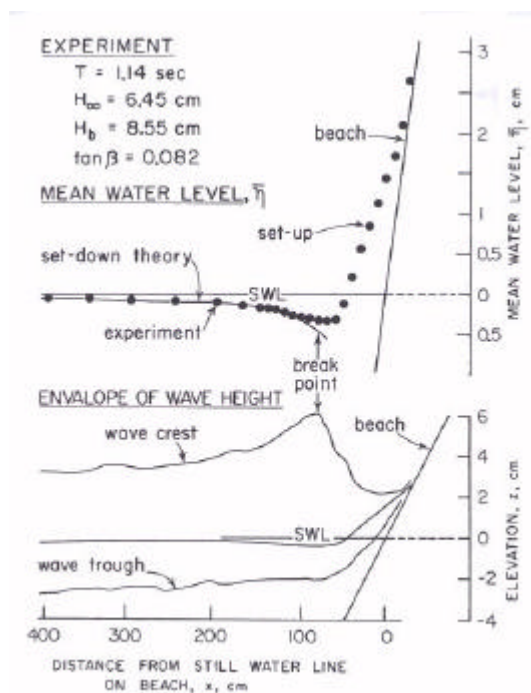


Figura 2.7.- Setup y Setdown en la zona cercana a la costa, producidos por el flujo de momentum del oleaje (tensor de radiación). La curva del setdown fue obtenida a partir de la expresión analítica señalada en la ecuación [2.39] (Bowen *et al.*, 1968).

Estas variaciones de niveles en la superficie del mar han sido verificadas analíticamente por Longuet-Higgins & Stewart, 1963 y 1964 y confirmada en observaciones de campo por Guza & Thornton, 1981; Holman & Sallenger, 1985; Nielsen, 1988 y Hanslow & Nielsen, 1993 entre otros. Los desarrollos teóricos de Longuet-Higgins y Stewart (1963 y 1964) determinaron que el flujo de *momentum* del oleaje, el tensor de radiación, es el responsable tanto del *setup* como del *setdown*. El tensor de radiación S , puede ser definido como el exceso de flujo de *momentum* debido a la presencia del oleaje, con componentes S_{xx} , S_{yy} y S_{xy} , S_{yx} , donde S_{xx} es el *momentum* en la dirección x , normal al plano yz , etc. Es decir, S_{xx} y S_{yy} son esfuerzos normales y S_{xy} , y S_{yx} , son esfuerzos cortantes. El tensor de radiación se calcula integrando verticalmente el flujo de *momentum* y la fuerza por exceso de presión a través de la columna de agua, lo que da como resultado una fuerza por unidad de longitud (no obstante, las propiedades del tensor se mantienen).

Para el caso más simple de olas periódicas con incidencia normal a la costa y sin corriente neta, la integración a una profundidad constante produce los componentes principales del tensor de radiación S_{xx} y S_{yy} :

$$S_{xx} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \left(\frac{2kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{2} \right) = E \left(2n - \frac{1}{2} \right) \quad [2.34]$$

$$S_{yy} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \left(\frac{kh}{\sinh 2kh} \right) = E \left(n - \frac{1}{2} \right) \quad [2.35]$$

donde k es el número de onda, H y h son la altura de ola y la profundidad locales respectivamente, E es la densidad de energía y el término n es la relación entre la celeridad de grupo y la celeridad de fase. De tal manera se tiene que, para aguas profundas.

$$\begin{aligned} S_{xx} &\rightarrow \frac{1}{2} E \\ S_{yy} &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad [2.36]$$

mientras que para aguas someras:

$$\begin{aligned} S_{xx} &\rightarrow \frac{3}{2} E = \frac{3}{16} \rho g H^2 \\ S_{yy} &\rightarrow \frac{1}{2} E = \frac{1}{16} \rho g H^2 \end{aligned} \quad [2.37]$$

Las fuerzas debidas a los esfuerzos principales, es decir, los tensores de radiación tienen influencia sólo donde cambian las condiciones del oleaje y profundidad. Cuando las olas se aproximan a la costa, los parámetros del oleaje cambian debido al *shoaling*, refracción, difracción rotura y los consecuentes cambios en el tensor de radiación, es decir los cambios de *momentum* en dirección a la costa están balanceados por los desplazamientos en el nivel medio del agua, el *setdown* y el *setup*. La relación entre el tensor de radiación y el nivel del agua, es decir, la ecuación de balance de *momentum* en la dirección transversal a la costa está dada por:

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \rho g (\eta + h) \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad [2.38]$$

donde η es la diferencia entre el nivel medio del agua y el nivel en presencia del oleaje, es decir, el *setdown* y el *setup*. En otras palabras, esta ecuación gobierna la pendiente local de la superficie media del agua. Fuera de la zona de rompientes, donde el oleaje se está deformando y la altura de ola aumenta por efecto del *shoaling*, para que el flujo de energía se conserve, hay una depresión en el nivel del agua para balancear el gradiente positivo de $\partial S_{xx} / \partial x$ del tensor de radiación, resultando en un *setdown*, dado por Longuet-Higgins & Stewart, (1963; 1964):

$$\eta = -\frac{kH^2}{8\sinh(2kh)} \quad [2.39]$$

La pendiente del nivel medio del agua se hace negativa (disminuye en dirección a la costa) cuando el tensor de radiación se incrementa, es decir, cuando la altura del oleaje aumenta al acercarse a la costa.

Dentro de la zona de *surf*, donde la altura esta limitada por la profundidad, de acuerdo con:

$$H = \gamma(\eta + h) \quad [2.40]$$

donde γ es aproximadamente constante y luego de la rotura del oleaje, la altura de ola decrece rápidamente y la reducción en los esfuerzos de radiación (el gradiente $\partial S_{xx}/\partial x$ es negativo) debe ser compensado por un incremento en la fuerza hidrostática, es decir, la pendiente de la superficie del agua crece. La ecuación [2.38] puede ser resuelta usando la ecuación de conservación de energía, llegando a:

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = -\left[\frac{1}{1 + \frac{8}{3\gamma^2}} \right] \frac{\partial h}{\partial x} \quad [2.41]$$

El *set down* es generalmente pequeño, pero el *set up* incrementa el nivel medio del agua aproximadamente de 1/3 a 1/2 de la altura de la ola en rotura. El *setup* máximo esta dado por:

$$\eta_{max} = \frac{3\gamma^2}{8} h_b = \frac{3\gamma}{8} H_b \quad [2.42]$$

o en términos de H_0 y L_0 :

$$\frac{\eta_{max}}{H_0} = 0.129\gamma^2 \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad [2.43]$$

donde η_{max} es la elevación de la superficie del agua y $H_b = \gamma h_b$. La ecuación anterior fue derivada por Svendsen (1974) para una onda solitaria.

Aquí, hay una relación directa entre la pendiente del *setup* $\partial\bar{\eta}/\partial x$ con la pendiente de la playa $\partial h/\partial x$, i.e., el gradiente de profundidad del agua en reposo. Así, tanto el *setdown* como el *setup* son consecuencias del *shoaling* y del decaimiento de la altura del oleaje incidente que conservan el flujo de *momentum* balanceando el gradiente de la componente en dirección a la costa del tensor de radiación S_{xx} , con el campo de presión de la superficie peraltada del mar.

En la figura 2.7, del trabajo de Bowen *et al.*, (1968) se muestra que el *setup* producido por olas grandes comenzará a más profundidad y la pendiente de la superficie del agua hacia la costa será más pronunciada. Por lo tanto, con oleaje grande, la intersección de la superficie del agua con la línea de orilla tendrá lugar en un punto más elevado del estrán que con oleaje pequeño. Como se discutirá más adelante, esto tiene una gran relevancia en la generación de las corrientes longitudinales.

De aquí se puede deducir fácilmente que si hay oleaje muy grande, la pendiente de la superficie del agua se incrementará, y aumentará el nivel del agua en una playa con respecto a su nivel en reposo. Esto, si la pendiente de la playa no es muy pronunciada, puede traducirse en una incursión importante del agua en la playa. Este cambio en la posición efectiva de la línea de orilla puede acrecentarse en una tormenta, por lo que las probabilidades de un evento erosivo son mayores.

Guza & Thornton (1981) proponen a partir de medidas en campo, que el máximo *setup* de la línea de orilla por encima del nivel del agua en reposo es:

$$\pi_{\max} = 0.17H_0 \quad [2.44]$$

pero Holman y Sallenger (1985) en medidas adicionales, encuentran que la correlación directa entre las alturas de ola y el *setup* tienen una gran dispersión, por lo que proponen normalizar el *setup* máximo π_{\max} con la altura de ola en aguas profundas H_0 y relacionarlo con la forma de aguas profundas del parámetro de Iribarren, tal como se muestra en la figura 2.8. La regresión que obtienen es

$$\frac{\pi_{\max}}{H_0} = 0.45\xi_0 \quad [2.45]$$

Cabe mencionar que estos datos fueron tomados en una playa con una carrera larga de mareas y un sistema de barras prelitorales muy bien definido que puede afectar de manera importante los procesos costeros en marea baja. Como resultado, las medidas del *setup* cuando la marea era baja o intermedia tenían más dispersión que aquellas que se tomaron en marea alta, aunque la tendencia en general fue satisfactoria. También es importante tener en cuenta la rugosidad y permeabilidad de la playa, pues el *setup* máximo dependerá de la permeabilidad del sedimento de la playa.

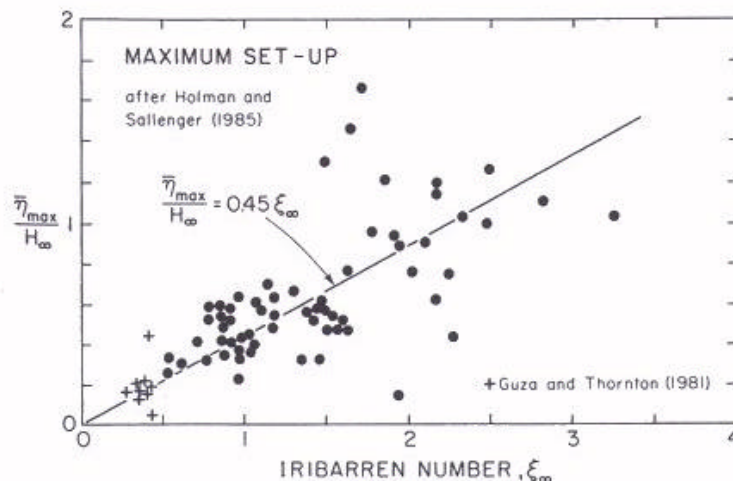


Figura 2.8.- Medidas del máximo *setup* alcanzado en la línea de orilla. El *setup* medido ha sido normalizado por la altura de ola significativa en aguas profundas y es comparado con el número de Iribarren, ecuación [2.9] (Holman & Sallenger, 1985).

Los resultados de Holman y Sallenger (1985) indican que, dependiendo de ξ_0 , el coeficiente de proporcionalidad entre el máximo *setup* y la altura de ola significativa en aguas profundas puede ser 0.5 veces o más grande que el valor de 0.17 propuesto por Guza & Thornton (1981). Esto sugiere que la posibilidad de los niveles de *setup* sean mayores en condiciones de tormenta que los valores encontrados por Guza & Thornton (1981). Sin embargo, durante una tormenta, el peralte del oleaje suele incrementarse, mientras que la playa suele erosionarse y disminuir su pendiente, por lo que el parámetro de Iribarren cambia a valores más bajos. Así, el efecto de del incremento de la altura de ola en el *setup* puede verse mejor en la forma dimensional de la ecuación [2.45] si se sustituye la ecuación [2.9] y se usa la expresión para la longitud de onda en aguas profundas ($L_0 = gT^2/2\pi$). Así, el máximo *setup* será:

$$\bar{\eta}_{\max} = 0.18mT\sqrt{gH_0} \quad [2.46]$$

esta expresión pone en evidencia la dependencia del *setup* con la pendiente de la playa, la altura de ola significativa en aguas profundas y el periodo del oleaje.

Además del *setup* existe el *runup* R_u , que es la distancia vertical por encima del nivel medio del agua que el agua recorre sobre la pendiente de alguna estructura debido a la acción del oleaje o sobre el estrán, que es la zona de mayor erosión durante una tormenta (figura 2.9). La distancia máxima que recorre el *runup* sobre el estrán es de especial importancia en los procesos erosivos de una playa y en el rebase de estructuras de protección costera.

Holman & Sallenger (1985) realizaron mediciones del *runup* mediante filmaciones de la zona de *swash*. Digitalizaron la posición de la línea de orilla para hacer un seguimiento temporal de las oscilaciones presentes.

Se ha encontrado que el *runup* total (la altura máxima alcanzada por el *runup*) consta de tres partes principales:

- i. El *setup*, que determina la posición media de la línea de orilla por encima de la cual las olas individuales recorren la cara de la playa.
- ii. Las fluctuaciones del *setup*.
- iii. Las componentes infragravitatorias (periodos por encima de 20 segundos) de las oscilaciones del *runup*.

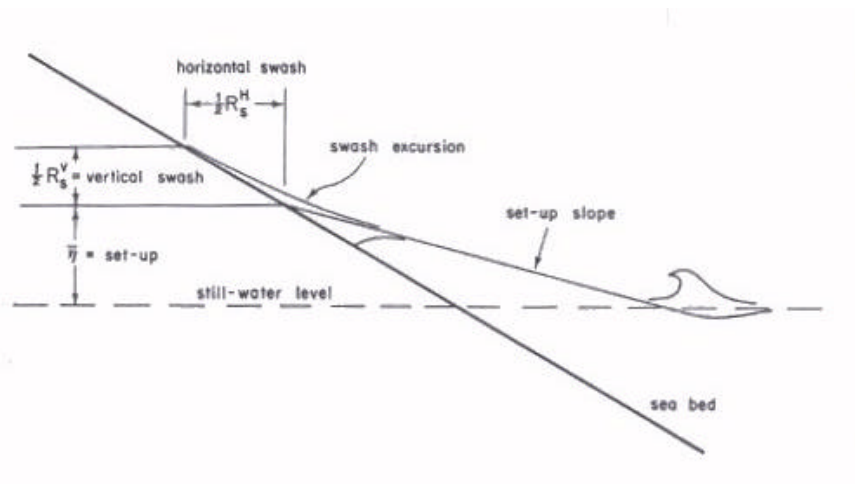


Figura 2.9.- Representación esquemática del *runup* total (*runup* del oleaje individual junto con el *setup* producido por la rotura del oleaje) en una playa con pendiente. Cabe recalcar que el *runup* puede ser analizado en términos de sus componentes horizontales y verticales (Komar, 1998).

Hunt (1959) propone que el *runup* depende de la altura de ola significativa y de la pendiente de la playa:

$$R_{2\%} = 8H_s m \quad [2.47]$$

donde $R_{2\%}$ es el nivel excedido por el 2% de las alturas del *runup*. Por otra parte, Battjes (1971) demostró que el *runup* se puede relacionar mejor al parámetro de Iribarren por medio de la ecuación adimensional:

$$\frac{R_{2\%}}{H_s} = C \xi_p = C \left(\frac{m}{\sqrt{\frac{H_s}{gT^2}}} \right) \quad [2.48]$$

donde C es un coeficiente adimensional que ha de ser evaluado experimentalmente y $L_0 = gT^2$; la pendiente m generalmente es la pendiente media de la playa o estructura.

Guza & Thornton (1982), en estudios de campo en una playa de Torrey Pines, en California, encuentran que el nivel medio del *setup* depende directamente de la altura del oleaje incidente. Proponen una expresión para un *runup* significativo (el promedio del tercio más grande) que depende de la altura del oleaje en aguas profundas:

$$R_s = 0.7H_0 \quad [2.49]$$

pero el resultado más sorprendente del trabajo de Guza & Thornton (1982) es que (para playas disipativas con poca pendiente) la mayor parte del *runup* sobre la cara de la playa ocurre en periodos infragravitorios (periodos por encima de 20 segundos) y no en los periodos de las olas individuales. Haciendo un análisis espectral de las oscilaciones del *runup* encontraron que la componente del oleaje no tiene dependencia con la altura del oleaje incidente, pero la componente infragravitatoria sí, que aumenta con la altura del oleaje en aguas profundas. Así, la mayor parte de la energía de las oscilaciones de la zona de *swash* está desplazada hacia frecuencias más bajas que la del oleaje incidente.

Por otra parte, Holman & Sallenger (1985) concluyen que la carrera del *runup* para playas reflejantes (valores de ξ_0 altos) depende de las condiciones de las olas individuales incidentes, mientras que para playas disipativas (valores de ξ_0 bajos), depende de las oscilaciones de baja frecuencia, y que las condiciones para la generación de oscilaciones infragravatorias ocurren cuando $\xi_0 < 1.75$. Con respecto al valor del *runup* encuentran que no hay un valor constante en relación a la altura de ola en aguas profundas ecuación [2.49], pero que depende del número de Iribarren (i.e, del peralte del oleaje, pendiente de la playa o de la estructura). Encuentran que el 2% de excedencia de todas sus medidas por encima de la máxima elevación del *setup* (no del nivel del agua en reposo) es:

$$\frac{R_{2\%}}{H_0} = 0.45\xi_0 = 0.45 \left(\frac{m}{\sqrt{\frac{H_0}{gT^2}}} \right) \quad [2.50]$$

sustituyendo la ecuación [2.9] y usando la expresión para la longitud de onda en aguas profundas $L_0 = gT^2/2\pi$, esta ecuación puede ser reducida a:

$$R_{2\%} = 0.18mT\sqrt{gH_0^2} \quad [2.51]$$

La elevación de $R_{2\%}$ se determina a partir del nivel efectivo de la línea de orilla (teniendo en cuenta la aportación del *setup*). Sumando las ecuaciones del *setup* (ecuación [2.46]) y esta última ecuación, la elevación total es:

$$R_{2\%}^T = \eta \max + R_{2\%} = 0.36mT\sqrt{gH_0^2} \quad [2.52]$$

que representa la elevación total alcanzada en el estrán, incluido el *setup* máximo. Una expresión equivalente a esta última ecuación (en términos del nivel excedido por el 2% de las alturas del *runup*) se puede obtener sumando las componentes del *setup* y del *runup* más allá de la elevación efectiva de la línea de orilla:

$$\frac{R_{2\%}^T}{H_0} = 0.92\xi_0 \quad [2.53]$$

ya que el *runup* está directamente relacionado con la raíz de la altura de ola, al doblarse la altura, el *runup* aumentará con un factor de $\sqrt{2} = 1.41$. No obstante durante una tormenta, el periodo del oleaje también tiende a aumentar, por lo que los efectos combinados de un oleaje que todos sus parámetros se han incrementado bien pueden doblar la elevación total del *runup*.

Trabajos posteriores de Nielsen & Haslow (1991) y de Ruggiero *et al.* (1996) encuentran que, en playas altamente disipativas, a diferencia de lo reportado por Holman & Sallenger (1985) cuya investigación fue en una playa reflejante, la elevación del *runup* depende únicamente de la altura del oleaje, no en el periodo ni en la pendiente de la playa, apoyando la conclusión de Guza & Thornton (1982), aunque con coeficientes de proporcionalidad diferentes. Este resultado concuerda con lo establecido antes, de que el *runup* está controlado principalmente por las oscilaciones infragravitatorias y no por el periodo del oleaje incidente.

2.3.- Oscilaciones de baja frecuencia en la zona cercana a la costa

Como se vio anteriormente, la mayor parte de la energía de las oscilaciones en la zona de *swash* están contenidas en el rango infragravitatorio (periodos por arriba de 20 segundos) y no en el rango de periodos de las olas de viento (Guza & Thornton, 1982). En este caso, un aumento en la altura del oleaje no se traduce en el incremento correspondiente de la energía en la zona de *swash* en la banda de frecuencias del oleaje de viento, pero si en un incremento de la energía en la banda infragravitatoria. De aquí se desprende una implicación importante: que la energía infragravitatoria en la zona cercana a la costa debe derivarse de alguna manera de la energía del oleaje. En este apartado se discutirán algunos de los mecanismos básicos por los cuales se transfiere energía del oleaje a frecuencias más bajas y la importancia de las oscilaciones de baja frecuencia en la hidrodinámica y la respuesta morfodinámica de la playa a tales

oscilaciones, como la generación de topografía rítmica en la cara de la playa o de barras crescéntricas.

Las primeras investigaciones teóricas sobre la relación existente entre las ondas de baja frecuencia (infragravitatorias) y los grupos de olas en la zona cercana a la costa son las de Tucker (1950), Ursell (1952) y Munk *et al.* (1959). Longuet-Higgins & Stewart (1963, 1964) dieron la primera explicación teórica de la existencia del *setdown* y del *setup* y sugirieron como una fuente teórica de energía para las frecuencias de las ondas infragravitatorias que podía haber un forzamiento ejercido por una interacción no lineal de grupos de olas que inciden a la costa. Definieron las ondas infragravitatorias como ondas largas que se quedan atrapadas en la línea de orilla, en la banda de frecuencias de 30 a 5 minutos en las que más del 90% de la energía permanece en forma de ondas de borde de modo 0, 1 o 2 y que la energía restante puede corresponder a algunas ondas que escapan por reflexión hacia mar abierto como ondas libres, conocidas como *leaky waves*.

Más adelante Symonds, Huntley & Bowen (1982) desarrollaron un modelo analítico para la generación de energía infragravitatoria en playas disipativas a través de la variación en el tiempo del punto de rotura y la consecuente variación del *setup* del oleaje, es decir, las modulaciones de los grupos de olas se transforman en fluctuaciones del punto de rotura debido a la limitación de la altura del oleaje por la profundidad, que genera ondas libres de baja frecuencia. Su modelo es para una zona de *surf* unidimensional, y por lo tanto no puede generar ondas de borde, pero sugirieron que su extensión a tres dimensiones es claramente posible. Otros desarrollos analíticos basados en esta fluctuación de los puntos de rotura fueron presentados posteriormente por Nakamura & Katoh (1992) y Schäffer (1993) entre otros. List (1992) presenta un modelo numérico que permite la resolución para batimetrías arbitrarias.

Bowen & Inman (1969, 1971), sugirieron que las variaciones periódicas de algunas características rítmicas que se observan en la línea de orilla, como *cusps* (figura 2.10) barras crecientes y corrientes de retorno se forman como consecuencia de la existencia de las ondas de borde, lo que requeriría de una gran cantidad de energía por parte de las ondas de borde en la zona de *surf*.

Se han hecho esfuerzos importantes para medir oscilaciones infragravitatorias en playas naturales y aunque se ha visto que las oscilaciones en la zona de *swash* pueden deberse a la presencia de ondas de borde, no siempre ha sido posible llegar a la conclusión definitiva de la existencia de las mismas. Entre las primeras investigaciones de campo que hay de las oscilaciones infragravitatorias están las realizadas por Huntley & Bowen (1973 y 1975), Huntley (1976), Wright *et al.* (1979), Huntley, Guza & Thornton (1981), Holman (1981), Oltman-Shay & Guza (1987). Estas se han llevado a cabo mediante correntímetros electromagnéticos en varias posiciones a lo ancho de la zona de *surf*, en los que se han podido separar las escalas de los movimientos del flujo oscilatorio debido al oleaje y a ondas de borde estacionarias o progresivas mediante un análisis espectral y se ha comprobado que hay una componente longitudinal de energía infragravitatoria en la línea de la costa. No obstante, sin información de las variaciones transversales a la costa de las amplitudes de la onda, es decir, del decaimiento transversal de la amplitud de la onda, es imposible establecer las correlaciones de fase entre las velocidades longitudinales y las transversales a la costa, por lo que no se puede llegar a la conclusión definitiva de la existencia de ondas de borde. La existencia de ondas de

borde progresivas en la zona cercana a la costa fue demostrada más convincentemente por Huntley *et al.* (1981) a partir del espectro número de onda-frecuencia, estimado a partir de datos obtenidos con una serie de correntímetros biaxiales dispuestos longitudinalmente a la costa en la zona de *surf* en la playa de Torrey Pines, California.

Más adelante, Guza & Thornton (1982) y Holman & Sallenger (1985) hacen estudios de las oscilaciones infragravitatorias en la zona de *swash*. Howd *et al.* (1991) discuten el papel que juegan las ondas infragravitatorias en la formación y migración de las barras prelitorales. Nakamura & Katoh (1992) hacen un estudio de la distribución transversal a la costa de las modulaciones producidas por los grupos de olas así como de las densidades de energía espectral y discuten la relación que hay entre los grupos de olas y las ondas infragravitatorias,

Una vez obtenidas las series de tiempo de las velocidades longitudinales y transversales a la costa, así como del campo del oleaje, es posible, por medio del análisis espectral, separar las componentes energéticas en distintas bandas en el dominio de las frecuencias. Wright & Short (1983) estudian la proporción relativa de la energía del oleaje, de la infragravitatoria y de las corrientes contenida en la zona de *surf* de una playa altamente disipativa en Goolwa, sur de Australia. Sus resultados muestran que en el punto de medidas más cercano a la costa hay un contenido energético correspondiente a las frecuencias infragravitatorias mayor que el correspondiente al del oleaje incidente, lo que concuerda con las observaciones de Guza & Thornton (1982). Otra conclusión importante de este trabajo es que la energía infragravitatoria tiene componentes longitudinales y transversales a la costa, lo que indica que los movimientos infragravitatorios en la costa son más complejos que la “simple” variación de los alcances del agua en la zona de *swash*. Conforme las medidas se alejan de la línea de orilla, la importancia relativa de la componente infragravitatoria con respecto de la componente del oleaje va disminuyendo, hasta la zona de *surf* más externa donde el oleaje pasa a dominar claramente. Esto era de esperarse en una playa altamente disipativa, ya que la rotura del oleaje, la generación de turbulencia, la reformación y la subsecuente rotura son todos mecanismos de disipación de la energía del oleaje conforme este viaja a través de la zona de *surf*. Aún cuando la componente infragravitatoria de la energía fuera uniforme a través de la zona de *surf*, esta pérdida gradual de la energía del oleaje puede contar para el aumento relativo de la misma conforme más cerca de la línea de orilla. Huntley & Bowen (1973), Huntley (1976), Huntley, Guza & Thornton (1981) y Oltman-Shay & Guza (1987) confirman que el máximo de la energía infragravitatoria se encuentra generalmente en la línea de orilla.

Esta variación de energía transversal a la costa es una de las causas principales por la que se pueden formar ondas de borde en la zona cercana a la costa (Holman, 1983), llamadas así porque se encuentran confinadas en el margen del océano en una playa con pendiente. Al incidir un oleaje oblicuo a la línea de orilla, una fracción del oleaje se reflejara hacia mar abierto igualmente con un ángulo y su frente de onda se verá sujeto a la refracción producida por el gradiente de profundidad, lo que hará que la parte del frente que se encuentre a más profundidad lo haga a mayor velocidad que la parte del frente que se encuentre a menor profundidad, por lo que ese oleaje se desviará hacia la orilla (figura 2.11).



Figura 2.10.- Topografía rítmica en una playa arenosa en México (CEM, 2002).

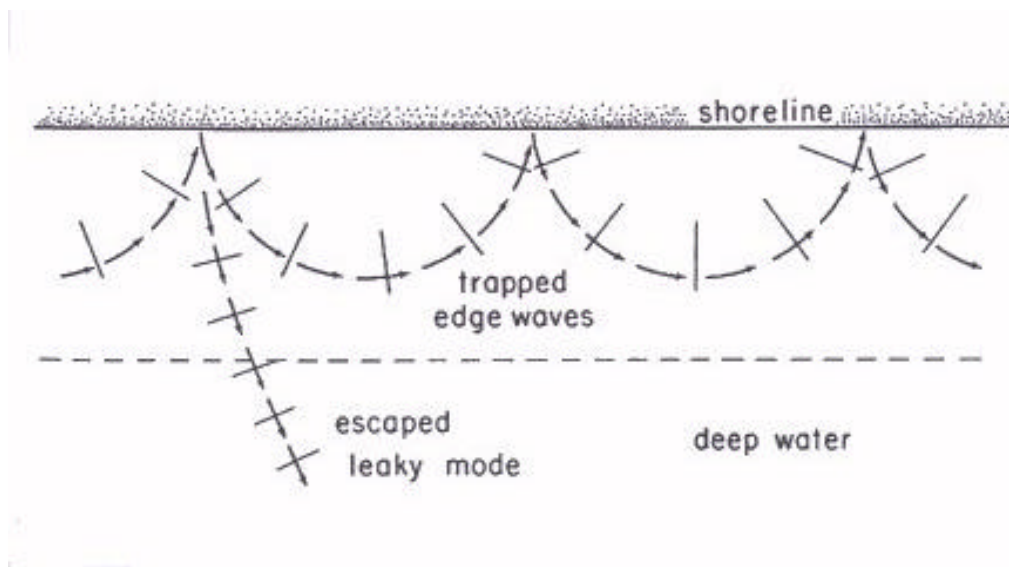


Figura 2.11.- Las ondas de borde son atrapadas en la zona cercana a la costa. La playa provoca que el oleaje se refleje y la pendiente que se refracte de nuevo hacia la playa repitiendo el proceso. El resultado es una onda de borde que se propaga en dirección longitudinal a la costa (Komar, 1998).

Este proceso se repetirá y se producirá un movimiento neto en sentido longitudinal a la costa de la energía atrapada en forma de una onda progresiva, cuya amplitud varía sinusoidalmente a lo largo de la costa y disminuye exponencialmente en dirección

transversal a la costa (figuras 2.12, 2.13 y 2.14). Los máximos de dicha onda se encuentran justamente confinados en la línea de orilla, donde gracias a que la amplitud es máxima, con las variaciones de los máximos del *runup* y del *rundown*, se pueden distinguir los patrones de crestas y senos de la onda a lo largo de la playa, que de otra manera sería muy difícil observarlas ya que su amplitud es pequeña y pueden quedar ocultas por el oleaje incidente superpuesto a ellas. En su forma más simple, las variaciones de amplitud de las ondas de borde están dadas por:

$$\eta(x, y, t) = Ae^{-kx} \cos(ky - \omega t) \quad [2.54]$$

donde A es la amplitud en la línea de orilla, x e y son las coordenadas transversal y longitudinal a la costa respectivamente, $k = 2\pi/L_e$ es el número de onda, $\omega = 2\pi/T_e$ frecuencia angular en radianes y L_e y T_e son la longitud y el periodo de la onda de borde medida en la orilla. Es fácil entonces notar que la máxima amplitud A se da en la línea de orilla ($x = 0$) con un decaimiento exponencial en sentido transversal a la costa de e^{-kx} y que la forma de la onda de borde está controlada por una función coseno que determina la ritmicidad longitudinal de la forma de la onda de borde.

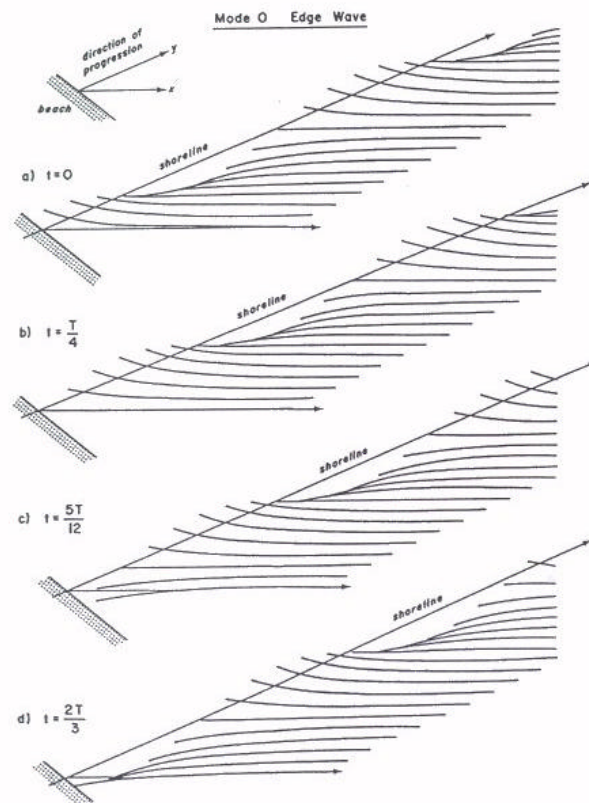


Figura 2.12.- Vista oblicua a distintos tiempos de una onda de borde progresiva de modo $n = 0$. Tiene una estructura sinusoidal en la dirección longitudinal a la costa, mientras que su amplitud decae exponencialmente con la profundidad (Holman, 1983).

Todo esto en el caso más simple, sin embargo, pueden coexistir varias ondas de borde, con variaciones transversales de amplitud de onda diferentes y más complejas, gobernadas por el número del modo ($n = 0, 1, 2, \dots$), que no es otra cosa que el número de puntos nodales que la oscilación de la superficie del agua cruza verticalmente el nivel del agua en reposo (figuras 2.13 y 2.14). A mayor el número de modo, más energía de la onda de borde se escapará hacia el mar.

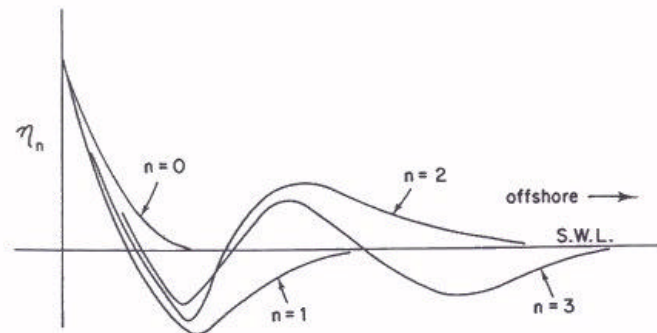


Figura 2.13.- Variación transversal a la costa de la amplitud de una serie de ondas de borde (de $n = 0-3$) siendo el número de modo igual al número de cruces sobre los nodos a lo largo del nivel del agua en reposo (Komar, 1998).

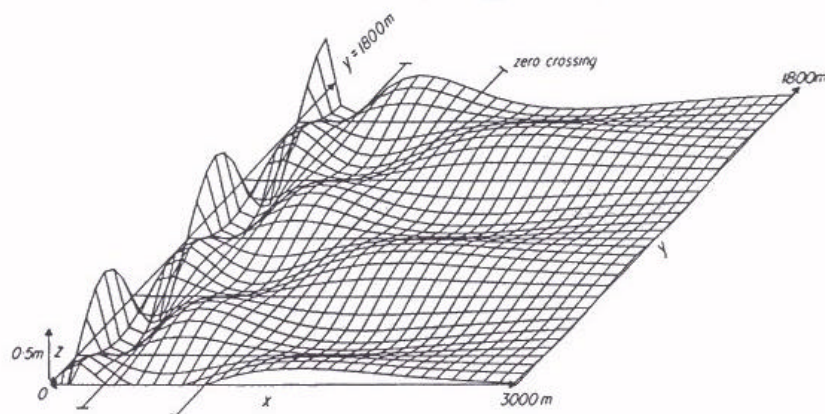


Figura 2.14.- Representación instantánea de una onda de borde de modo $n = 3$ donde se ve claramente que su progresión en sentido longitudinal a la costa es sinusoidal mientras la variación transversal de los niveles del agua es mucho más compleja (Wright *et al.*, 1979).

Las ecuaciones para la relación de dispersión y de la longitud de una onda de borde para una playa con una pendiente β fueron derivadas por Ursell (1952):

$$\omega^2 = gk_e \sin(2n+1)\beta \quad [2.55]$$

donde k_e es el número longitudinal a la costa de la onda de borde, ω es la frecuencia radial y n es el número de modo. La condición para que la energía quede atrapada es que $(2n+1)\beta \leq 2/\pi$. Si $\beta > \pi/6$ entonces el modo $n = 0$:

$$L_e = \frac{gT_e^2}{2\pi} \sin[(2n+1)\beta] \quad [2.56]$$

que muestra que tanto la longitud de onda en dirección longitudinal a la costa así como las variaciones transversales a la costa de su amplitud dependen del número del modo n , y la longitud de la onda depende en gran medida del periodo T_e y en menor grado de la pendiente de la playa β

En la figura 2.12 se ve el movimiento progresivo de una onda de borde a o largo de una playa, pero es posible que haya dos o más ondas de borde propagándose en sentidos opuestos. En caso que sus periodos y número de nodos fueran iguales, se podría desarrollar una onda de borde estacionaria (figura 2.15) que estaría caracterizada por la alternancia longitudinal de sus nodos y antinodos que provocaría que una variación longitudinal y sistemática del *runup* sobre el frente de playa, siendo más grande la excursión del *runup* en las posiciones de los antinodos y en los nodos, la aportación de las ondas de borde sería nula.

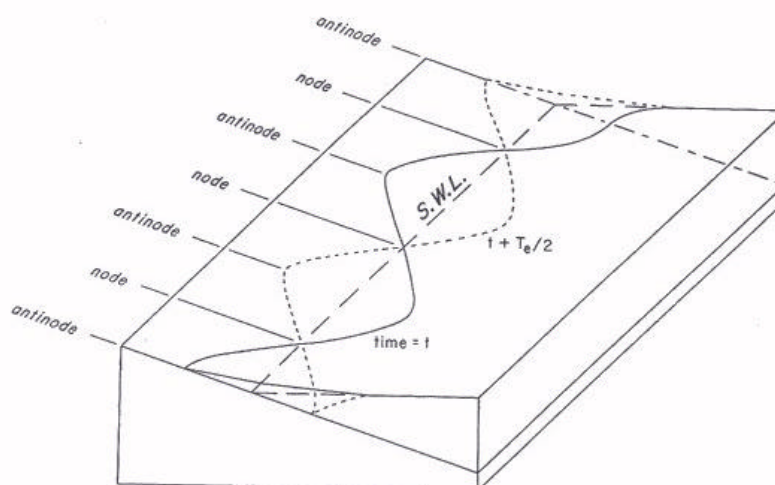


Figura 2.15.- Patrón de una onda de borde de modo $n = 0$ con nodos y antinodos alternativos y fijos en la dirección longitudinal a la costa respectivamente, donde la amplitud de la onda de borde (y por lo tanto del run-up es cero (nodo) y máximo en el antitodo (Komar, 1998).

Este mecanismo puede ser opacado por el *runup* de olas individuales, pero la observación de un patrón sistemático del *runup* sobre la cara de la playa puede ser considerado como una evidencia importante aunque no concluyente de la existencia de ondas de borde en la zona cercana a la costa.

Si la playa está confinada por dos salientes rocosos, entonces en caso de formarse una onda de borde deberá tener ambos salientes rocosos como antinodos. En tales circunstancias, la longitud total de la playa debe ser algún múltiplo de la mitad de la longitud de la onda de borde:

$$L_e = \frac{2\Lambda}{n} \quad [2.57]$$

donde Λ es la medida longitudinal de la playa entre los salientes rocosos y n es el número modal longitudinal que puede tener valores enteros 1, 2, 3,... Esto puede establecer una condición potencial de resonancia en la onda de borde, siempre que las condiciones del oleaje incidente y la pendiente de la playa sean ideales para que se genere una onda de borde con un periodo y número de modo tal que de cómo resultado una longitud de onda L_e de acuerdo con la ecuación [2.56] que también corresponda al valor dado por la ecuación [2.57]. La existencia de estas condiciones fue comprobada por Bowen & Inman (1969) durante sus investigaciones en el papel que desempeñan las ondas de borde en la generación de un sistema de corrientes de retorno.

Los mecanismos de generación de ondas de borde no son los mismos en playas disipativas que en playas reflejantes (Guza & Davis, 1974; Guza & Bowen, 1975). En playas reflejantes con una pendiente pronunciada, la reflexión del oleaje puede generar un patrón ondas estacionarias en sentido transversal a la costa que se pueden propagar en sentido longitudinal a la misma. Es importante señalar que en este tipo de playas, las ondas de borde dominantes generadas tienen un periodo exactamente del doble que el del oleaje incidente ($T_e = 2T_i$) y tendrá un modo $n = 0$; lo que se conoce como ondas de borde subarmónicas. Este tipo de ondas de borde tienen gran importancia en la formación de patrones de topografía rítmica en las playas. Incluso con la utilización de la ecuación [2.56] es posible predecir la distancia de separación de los patrones de topografía rítmica cuando $T_e = 2T_i$ y $n = 0$. En playas disipativas (Symonds, Huntley & Bowen, 1982) la generación de ondas de borde tiene que ver con la modulación o pulsación del oleaje incidente, ya que el ancho de la zona de *surf* y el *setup* del oleaje depende de la altura del oleaje en la rompiente. Ésta varía en función de los grupos de olas que vayan llegando a la playa y puede provocar fluctuaciones o pulsaciones del nivel medio del agua en la línea de orilla, por lo que a estos movimientos periódicos también se les conoce como *surf beat*. En este caso, hay una transferencia de la modulación del oleaje (grupos de ondas) a ondas de borde, que tendrán el mismo periodo que dicha modulación, que por supuesto es mayor que el periodo del oleaje incidente y provocarán oscilaciones en la línea de orilla en periodos infragravitatorios. En este caso, el periodo y el modo no pueden ser predichos, y en general las ondas de borde generadas en playas disipativas son mucho más complejas que las generadas en playas reflejantes.

Los mecanismos de generación de ondas de borde son claramente mecanismos por los cuales la mayor parte de la energía incidente que no es disipada, queda atrapada en la zona cercana a la costa, siendo una fracción mínima la que se escapa devuelta al mar. Esto quiere decir que aun cuando la aportación energética sea pequeña, se puede ir generando un crecimiento o acumulación de la energía en las frecuencias

infragravitatorias. En el caso de una tormenta, con la que llega una gran cantidad de energía a la zona cercana a la costa y el oleaje está limitado por la profundidad, lo que provoca que rompa y que haya una saturación de energía en la zona de *surf*. La gran aportación energética del oleaje incidente provocará un incremento considerable de la energía del *runup* en la zona de *swash* dentro del rango infragravitatorio, por la presencia de las ondas de borde en la línea de orilla (donde ocurren los máximos de las ondas de borde), respecto al *runup* asociado al oleaje individual.

2.4.- Turbulencia

Los flujos en la naturaleza son en su gran mayoría turbulentos. En ellos hay un desarrollo y decaimiento de remolinos dentro del flujo de manera totalmente irregular y aleatoria. A pesar de ser el tipo de flujo más frecuente, es extremadamente difícil dar una definición conceptual precisa de la turbulencia, aunque es ampliamente aceptado que la turbulencia es el movimiento irregular del fluido en donde las variables muestran una variación aleatoria en el espacio y en el tiempo.

Así, los flujos turbulentos juegan un papel muy importante en las tasas y tiempos de distintos modos de transporte, tanto de materia como de *momentum*, en un amplio rango de fluidos geofísicos.

Las características más importantes de la turbulencia son:

- Gran irregularidad y aleatoriedad de forma que obliga al uso de métodos estocásticos para describir las propiedades turbulentas.
- Gran difusividad que provoca un gran intercambio de *momentum*, masa y calor, dando lugar a una mezcla rápida de cualquier propiedad o sustancia en el fluido (salinidad, contaminantes, etc.). La difusividad puede ser del orden de 100 veces mayor en régimen turbulento que en régimen laminar. Cabe destacar que si no hay aumento de la difusión, aunque el flujo sea irregular, no es turbulento, por lo que el aumento en la difusividad es el fenómeno más llamativo de la turbulencia.
- Altamente tridimensional, con fluctuaciones de velocidad en todas direcciones.
- Disipación de la energía cinética debido a la viscosidad. Los flujos turbulentos son siempre disipativos. La turbulencia por si sola no puede mantenerse, por lo que necesita un suministro continuo de energía que adquiere del flujo medio, ya que la viscosidad actúa muy eficientemente sobre los remolinos pequeños. La turbulencia disipa la energía adquirida del flujo principal a través de los remolinos de escala cada vez menor hasta que se disipan totalmente (debido a la viscosidad).
- Números de Reynolds altos (los flujos que son originalmente laminares se vuelven turbulentos al aumentar el número de Reynolds). Se define el número de Reynolds de un fluido como $Re = U \cdot L / \nu$, donde U = velocidad del fluido, L = escala de longitud característica del movimiento y ν = viscosidad cinemática.

En este apartado se presenta una breve descripción de la turbulencia, el papel que juegan en los mecanismos de difusión horizontal que dan forma al perfil transversal a la costa de las corrientes longitudinales, en la generación de la capa límite y de algunos estudios previos de la turbulencia en la zona de rompientes.

2.4.1.- Origen de la turbulencia. Viscosidad

Un fluido puede definirse como una sustancia que se deforma continuamente cuando se le somete a un esfuerzo cortante, es decir, un fluido no es capaz de soportar tensiones de corte sin dejar de estar en reposo. Esto implica que cuando un fluido está en movimiento, existirán tensiones de corte debidas a la viscosidad (resistencia que presenta el fluido a moverse, que es una característica de los fluidos reales). En los fluidos ideales (en los que se basan la mayoría de las teorías de oleaje), los flujos son no-viscosos y por lo tanto no existen tensiones de corte para este fluido cuando está en movimiento. Estas tensiones de corte dentro del fluido son proporcionales a la tasa de cambio espacial (gradiente) de las velocidades normales al flujo (2ª ley de Newton).

Las ecuaciones más completas para el movimiento (laminar y turbulento) de un elemento fluido viscoso en un campo con gravedad son las ecuaciones de Navier Stokes:

$$\begin{aligned}\rho a_x &= + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \\ \rho a_y &= + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \\ \rho a_z &= -\rho g + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z}\end{aligned}\quad [2.58]a, b, c$$

donde a_i es la aceleración en el eje i , σ = tensiones normales y τ = tensiones de corte. Como se mencionó al principio de este apartado, los flujos en la naturaleza son turbulentos mientras que los flujos laminares solo existen bajo condiciones hidráulicas específicas de laboratorio. Si el flujo se mueve a una velocidad menor que una cierta velocidad crítica, el régimen es laminar, pero al exceder ese valor umbral, el flujo se vuelve turbulento debido a la generación de inestabilidades que disparan la generación de vórtices y remolinos. Una de las características principales de la turbulencia es que no se puede mantener por si misma, sino que depende del flujo, que es de donde obtiene su energía.

Las fuentes más comunes de energía para la generación de turbulencia son, por una parte las tensiones de corte en el flujo medio debidas a las diferencias de velocidad a través de las capas del fluido o bien, la generada por la presencia de un contorno, dando lugar a una capa límite (que conceptualmente es aquella región en la que el flujo se ve afectado por la presencia del contorno). Por lo tanto, en cuanto cesa la producción de

energía, un flujo turbulento decae debido a que las fluctuaciones de las velocidades se reducen paulatinamente y la energía asociada se disipa en vórtices cada vez más pequeños (hasta un punto tal que se disipan por calor) debido a la viscosidad del fluido.

A partir de un análisis dimensional, Reynolds encontró que el cambio de flujo laminar a turbulento ocurría para un valor fijo de una cantidad, conocida como el número de Reynolds (Re). Este número (adimensional) expresa la relación entre las fuerzas de aceleración y las tensiones de corte viscosas que actúan sobre un fluido:

$$Re = \frac{U \left(\frac{dU}{dx} \right)}{\nu \left(\frac{U}{L^2} \right)} \quad [2.59]$$

si la velocidad se caracteriza por la escala U y las dimensiones espaciales (x, z) por la escala de longitud L entonces el número de Reynolds expresa la razón entre las fuerzas inerciales y las fuerzas viscosas:

$$Re = \frac{\frac{U^2}{L}}{\nu \frac{U}{L^2}} \Rightarrow Re = \frac{UL}{\nu} \quad [2.60]$$

Aunque Reynolds encontró valores definidos para la transición entre flujo laminar, suavemente turbulento y altamente turbulento, en la práctica estos no son valores fijos, pues depende mucho de las condiciones en las cuales se encuentra el flujo. De hecho, uno de los fenómenos típicos de la turbulencia es el carácter fluctuante de las velocidades en un punto cualquiera. La figura 2.16 muestra un ejemplo de una serie temporal de variaciones de las velocidades instantáneas de las velocidades en un punto fijo.

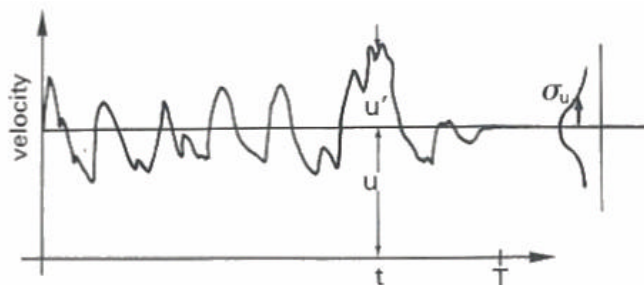


Figura 2.16.- Variación de la velocidad instantánea en función del tiempo en un punto fijo (Van Rijn, 1990).

Reynolds introdujo un promediado temporal de cada variable turbulenta instantánea (velocidades y presión), representada como un valor medio en el tiempo y el valor de su fluctuación, en las ecuaciones de Navier Stokes:

$$U = \langle u \rangle + u', V = \langle v \rangle + v', W = \langle w \rangle + w', P = \langle p \rangle + p' \quad [2.61]$$

donde los valores medios se definen como

$$\langle f \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T F(t) dt \quad [2.62]$$

donde T es el periodo en el cual se promedia. Este periodo debe ser mayor que la escala turbulenta dominante, pero más pequeña que los efectos de periodo más largo (como la escala de la marea) donde:

- $T \cong 1000$ seg y
- $\langle u' \rangle = 0, \langle uv' \rangle = 0, \langle vu' \rangle = 0, \langle uw' \rangle = 0, \langle wu' \rangle = 0, \langle p' \rangle = 0$.

De esta manera, a partir de las ecuaciones de Navier Stokes se obtienen las ecuaciones de Reynolds, en las que las fluctuaciones de la velocidad producen términos adicionales que se pueden interpretar como tensiones de corte normales y turbulentas. Estas tensiones representan una parte viscosa y otra parte turbulenta. Las tensiones turbulentas se conocen como tensiones de Reynolds y aparecen como variables adicionales desconocidas en las ecuaciones de Navier Stokes.

2.4.2.- Intensidades y energía turbulentas

Las intensidades turbulentas en un punto son la medida de la fuerza de las fluctuaciones de la velocidad en ese punto y se define como el valor medio cuadrático (*rms*) de las fluctuaciones de la velocidad. Aplicando esta definición, la intensidad de la turbulencia es la desviación estándar de la distribución de velocidad alrededor (fluctuación) de la velocidad media promediada en el tiempo. Así, las intensidades turbulentas (σ) en las 3 componentes espaciales son:

$$\begin{aligned} \sigma_u &= \left[\langle (u')^2 \rangle \right]^{0.5} \\ \sigma_v &= \left[\langle (v')^2 \rangle \right]^{0.5} \\ \sigma_w &= \left[\langle (w')^2 \rangle \right]^{0.5} \end{aligned} \quad [2.63]$$

La energía cinética turbulenta (k) por unidad de masa, promediada a la escala de Reynolds y para un caso general tridimensional, en un punto dado se define como:

$$k = \frac{1}{2} [\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2] = \frac{1}{2} (\langle u'u' \rangle + \langle v'v' \rangle + \langle w'w' \rangle) \quad [2.64]$$

En canales abiertos naturales, estas intensidades turbulentas son del mismo orden de magnitud que las velocidades de corte u_* . La figura 2.17 muestra la distribución vertical de la relación entre las intensidades turbulentas y la velocidad de corte para flujos suaves, en transición e intensos.

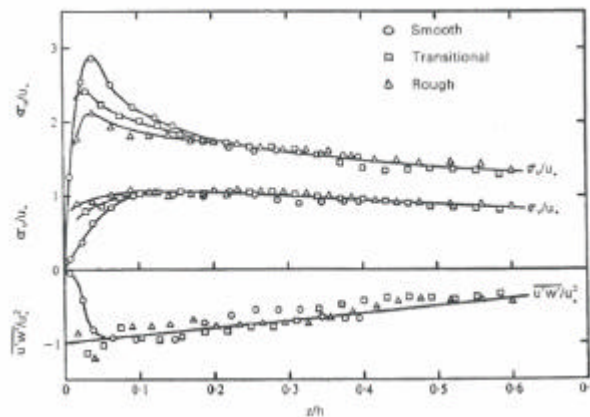


Figura 2.17.- Intensidades turbulentas y tensiones de corte (Grass, 1971).

En esta figura se muestra que la rugosidad del fondo solo es importante para valores de $z/h < 0.2$. Cerca del fondo, los valores de las intensidades turbulentas son (Grass, 1971):

$$\begin{aligned} \sigma_u &\cong 2 - 3 u_* \\ \sigma_w &\cong u_* \end{aligned} \quad [2.65]$$

2.4.3.- Escalas características de la turbulencia

La turbulencia es un fenómeno observado en la gran mayoría de los flujos naturales (tanto líquidos como gases). Las variables termodinámicas e hidrodinámicas de estos flujos experimentan fluctuaciones caóticas que son inducidas por los numerosos vórtices (de varias dimensiones) asociados a la turbulencia (Ozmidov, 1990). En los movimientos turbulentos se utilizan diversas escalas de longitud espacial y temporal (típicas de los vórtices generados y desintegrados dentro de un flujo turbulento) para su caracterización. Estas escalas, relacionadas con el tamaño y velocidad de los vórtices, se denominan escalas integrales de la turbulencia (sus escalas más representativas). Las longitudes de escalas de los vórtices están a su vez gobernadas por diversos parámetros

en el océano o en la atmósfera (por ejemplo, las fluctuaciones de los gradientes de temperatura (T°), salinidad (s‰), cambios en la estratificación debida a la densidad, condiciones de contorno y capas límites (fondo o costa), etc.). Estas variables tienen una alta variabilidad espacial y temporal, por lo que las escalas de longitud también sufren fluctuaciones. El espectro de escalas de longitud de estos vórtices es muy amplio, desde vórtices muy pequeños con movimientos casi laminares hasta vórtices cuya longitud es del mismo orden que la profundidad local.

La tasa de disipación de energía turbulenta (ϵ) (relacionada directamente con los parámetros hidrodinámicos que establecen la naturaleza turbulenta del flujo) determina la longitud y persistencia de los vórtices, ya que según la energía disponible en el medio, puede hacer que los vórtices sean más estables o inestables. Los grandes vórtices tridimensionales tienen números de Reynolds altos y son siempre muy inestables, desintegrándose en vórtices más pequeños y estables (espectro turbulento y fenómeno de cascada), hasta un punto tal en el que la energía se termina disipando en calor debido a la acción viscosa del fluido. Las escalas turbulentas en general son representadas por los tamaños de los vórtices que están asociados a energía turbulenta a periodos de tiempo y frecuencia de la variación de la velocidad, que comprende el rango entre 0.1 a 0.001 horas y 10 – 1000 ciclos por hora (Van der Hoven, 1957)

La escala más pequeña de longitudes de los vórtices asociada a la disipación de energía se conoce como la escala de Kolmogorov, cuyos los valores clásicos son de menos de 1 mm.

En los vórtices turbulentos, una característica interesante es que las velocidades dentro de ellos están correlacionadas. Las escalas de longitud de los vórtices se pueden identificar comparando velocidades simultáneas ($T = 0$) en dos puntos A y B a una distancia $l(x)$. De acuerdo con Tennekes & Lumley (1972), la escala longitudinal de la turbulencia L es una medida de la escala de longitudes (escala Euleriana) de los vórtices más grandes que muestran la correlación espacial entre las fluctuaciones de velocidades asociadas a los vórtices. Asumiendo que la fluctuación de la velocidad es u_A' en la dirección x en el punto A y la fluctuación de la velocidad es u_B' en la dirección x en el punto B (figura 2.18)

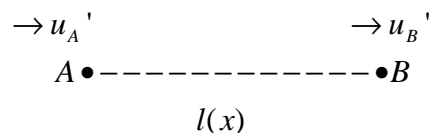


Figura 2.18.- Esquema de definición de la escala longitudinal de la turbulencia.

Entonces la escala longitudinal de la turbulencia se define como:

$$L = \int_0^{\infty} \frac{\langle u_A' u_B' \rangle}{\sigma_{u_A} \sigma_{u_B}} dl = \int_0^{\infty} \frac{\langle u'(l) u'(0) \rangle}{u'^2} dl = \int_0^{\infty} Cc(l) dl \quad [2.66]$$

donde u' representa la velocidad, u'^2 la varianza de la fluctuación turbulenta, l es la distancia de los puntos entre los cuales se calcula la correlación $c_c = \frac{\langle u'(l)u'(0) \rangle}{\langle u'^2 \rangle}$, los

símbolos $\langle \rangle$ denotan que se trata de valores promediados y $C_c(l)$ es el coeficiente de correlación entre dos puntos. En la práctica, la integración se realiza como la sumatoria de los datos disponibles hasta una distancia máxima razonable (e.g. el calado). Esta distancia representa la distancia transversal al flujo medio principal a la cual el *momentum* es transportado por los vórtices. De aquí se desprende que $C_c = 1$ para $x = 0$, lo que significa una perfecta correlación y que $C_c \cong 0$ para $x \gg \gg 0$, es decir, que no hay correlación

Por su parte, la escala temporal T (o escala Lagrangiana) se define análogamente a la escala espacial:

$$T = \int_0^{\infty} \frac{u'(\tau)u'(0)}{u'^2} d\tau = \int_0^{\infty} Ac(\tau) d\tau \quad [2.67]$$

donde T es el tiempo entre los intervalos de los cuales se calcula la autocorrelación (correlación de la misma variable en dos intervalos de tiempo distintos)

$Ac = \frac{\langle u'(T)u'(0) \rangle}{\langle u'^2 \rangle}$. En condiciones normales, $Ac \rightarrow 0$ conforme $\tau \rightarrow \infty$, es decir, el

proceso deja de estar correlacionado consigo mismo después de mucho tiempo. Una medida de la anchura de la función de correlación se puede obtener reemplazando la distribución de autocorrelación (ecuación [2.67]) medida con un rectángulo de altura 1 y anchura T (figura 2.19). En la práctica, la integración debe realizarse hasta un intervalo máximo razonable, como por ejemplo el periodo del oleaje. Esta escala representa la escala temporal de transferencia de energía de los macrovórtices a los remolinos pequeños.

Los vórtices con una escala longitudinal igual a la escala integral contienen cerca del 50% de la energía cinética asociada con las fluctuaciones de la velocidad. Se estima que los valores de L son aproximadamente el 10% de la profundidad del agua, es decir $L \approx 0.1 h$ y que la velocidad típica de estos vórtices dominantes es aproximadamente igual a la intensidad turbulenta y que es del orden de 0.1 veces la velocidad verticalmente integrada, es decir, $\sigma_u \cong 0.1\bar{u}$. Por tanto, en flujos en canales, la escala de tiempo asociada para una revolución completa de un vórtice turbulento es aproximadamente $T \cong h/\bar{u}$. Los valores típicos de la turbulencia están contenidos en frecuencias del orden de 0.1 a 1 *hz*.

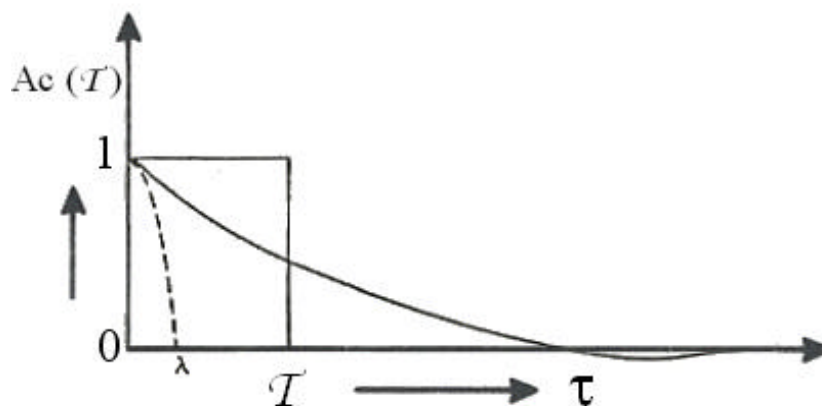


Figura 2.19.- Coeficiente de correlación y la obtención de la escala longitudinal de la turbulencia (λ = micro escala de Taylor)¹, (Tennekes & Lumley, 1972).

2.4.4.- Turbulencia en la zona de rompientes

Se mencionó antes que los flujos en la naturaleza son turbulentos y esto es particularmente cierto en el caso de los flujos en el mar, especialmente dentro de la zona de rompientes. El estudio de la turbulencia en la zona de rompientes es un tema relativamente reciente y dada la gran complejidad del mismo, su avance dependerá en gran medida de que los estudios teórico-experimentales y numéricos se complementen.

La turbulencia en la zona cercana a la costa es el resultado final de una cascada de procesos por los cuales la energía se transmite desde las oscilaciones de relativa baja frecuencia (e.g. oleaje) a movimientos de alta frecuencia (e.g. en la rotura) hasta disiparse en forma de calor. Este es uno de los casos en la naturaleza donde la turbulencia presenta mayor complejidad, ya que en la zona de rompientes en particular, las escalas temporales de los flujos (macro-turbulencia - flujo oscilatorio - corrientes - ondas largas) se solapan, y también mayor importancia, por sus efectos directos en la circulación costera (efectos de la difusión horizontal y vertical en el flujo medio) y en los mecanismos de transporte (de contaminantes, sedimentos, etc.).

Otro problema añadido es que la turbulencia en la zona de rompientes se genera mediante dos fuentes principales: (a) en las cercanías de la superficie libre por la rotura del oleaje (donde hay una mezcla importante de agua y aire) y transmitiéndose por advección a lo largo de la columna de agua y (b) por la fricción con el fondo (efectos viscosos e interacción con el fondo, formando una capa límite) por lo que es totalmente tridimensional y no estacionaria.

Para el estudio de la turbulencia en la zona de rompientes es necesario conocer los flujos turbulentos $\langle u'_i u'_j \rangle$ y de masa $\langle \rho'_i u'_j \rangle$ para lo cual son necesarias mediciones de velocidad de alta frecuencia. Sin embargo, el principal problema del

¹ La microescala de Taylor está asociada a las correlaciones espaciales de velocidad, de manera que $\varepsilon = 2\nu \frac{u^2}{\lambda^2}$

estudio de la turbulencia en la zona de rompientes es que su definición falla desde el enfoque clásico de la mecánica de fluidos, ya que los distintos fenómenos físicos asociados a la rotura del oleaje (turbulencia, flujo oscilatorio, corrientes y ondas largas) coexisten en la zona de rompientes y sus escalas temporales y espaciales se solapan. Así los macrovórtices generados en la rotura se pueden acoplar con el flujo oscilatorio del oleaje, las corrientes generadas por la rotura con ondas largas, etc.

Por lo tanto, la separación de las escalas turbulentas de las escalas del oleaje no es una tarea trivial. En las figuras 2.20 y 2.21 respectivamente se muestran los procesos involucrados en la generación (producción, difusión y disipación) y advección de la turbulencia en la zona de rompientes.

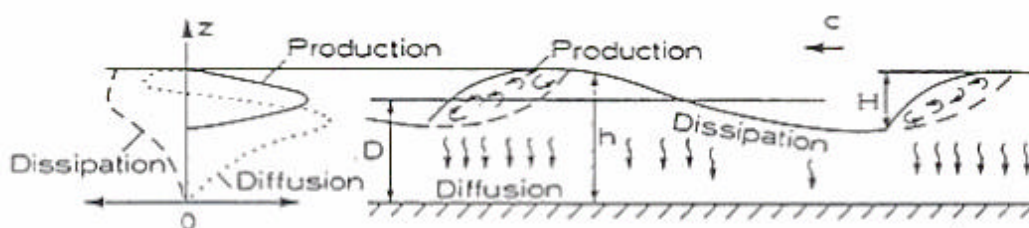


Figura 2.20.- Esquema de los procesos de generación de turbulencia en la zona de rompientes (Fredseø y Deigaard, 1992)

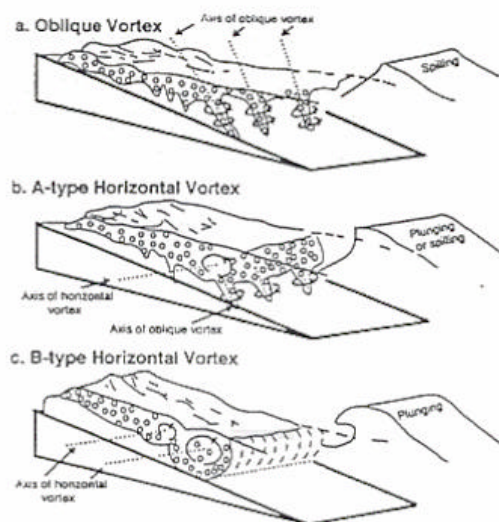


Figura 2.21.- Macrovórtices en la zona de rompientes, su forma geométrica y su advección en función del tipo de rotura del oleaje (Zhang *et al.*, 1994)

La macroturbulencia generada en el proceso de rotura es compleja y, dependiendo del tipo de rotura, puede presentar macrovórtices de eje longitudinal a la playa, cercanamente paralelo a la cresta y que avanzan con el oleaje o bien, de ejes oblicuos cercanamente verticales (inclinados) en el sentido de la propagación del oleaje y que

pueden alcanzar la totalidad de la columna de agua en la zona de rompientes. Estas estructuras macroturbulentas han sido descritas más ampliamente por Nadaoka & Hirose (1986), Nadaoka (1986), Nadaoka *et al.* (1989), Zhang (1994), Zhang & Sunamura (1994) y Christensen *et al.* (1996) entre otros. Aún cuando sigue siendo un tema que presenta muchas incertidumbres, la identificación de los parámetros de turbulencia generada por la rotura del oleaje en la zona de rompientes es de gran utilidad para el estudio de varios de los procesos físicos costeros y que son importantes tanto desde el punto de vista de la ingeniería como de la administración y manejo de la zona costera. Algunos de los puntos más importantes relacionados con la turbulencia en la zona de rompientes son:

- i. Mecanismos de suspensión de sedimento.
- ii. Mecanismos de transporte de sedimento.
- iii. Erosión y regeneración de playas.
- iv. Dispersión de contaminantes.
- v. Decaimiento de la energía en la zona de rompientes.
- vi. Forma del perfil transversal de las corrientes longitudinales inducidas por la rotura del oleaje (difusión horizontal).

2.4.4.1.- Difusión horizontal

Como se mencionó antes, la turbulencia juega un papel fundamental en dos de los procesos físicos más importantes dentro de la zona de rompientes: la difusión horizontal y vertical de *momentum* que da forma a las corrientes longitudinales (discutido en el apartado de corrientes) y como mecanismo de suspensión de sedimentos y su correspondiente transporte (cuyo estudio queda fuera de los objetivos de la presente tesis). Este es un tema sumamente extenso por lo que tan sólo se mencionan algunos de los muchos enfoques utilizados para el estudio de la difusión (que es un parámetro importante en la utilización de modelos numéricos de corrientes inducidas por la rotura del oleaje). A continuación se mencionan brevemente algunas de las aproximaciones utilizadas en la determinación del coeficiente de difusión horizontal.

El cálculo del coeficiente de difusión horizontal v_H en la zona de rompientes puede realizarse mediante formulaciones semi-empíricas. A partir del análisis dimensional, en todas estas aproximaciones se asume que la difusión horizontal de *momentum* es proporcional al producto de una escala de velocidades por una escala de longitudes. La diferencia fundamental entre las distintos modelos de v_H es la forma como se estimen estas escalas.

Una de las expresiones más sencillas (1-D) para el cálculo de la difusión horizontal es la de Longuet-Higgins (1970), que asume un incremento proporcional (lineal) con el incremento a la distancia de la línea de orilla hasta la zona de rompientes:

$$n_H = Nx\sqrt{gh} \quad [2.68]$$

donde N es un coeficiente empírico menor a 0.016, la escala de longitudes se basa en la distancia a la línea de orilla (x) y la escala de velocidades característica es la velocidad del oleaje en aguas someras \sqrt{gh} . Las limitaciones de este modelo es que la difusión horizontal no disminuye después de la zona de rompientes, asume oleaje regular y una pendiente de playa rectilínea y monótona.

Thornton (1970), con estas mismas escalas características, propuso un modelo más general para un perfil de playa arbitrario que adicionalmente incluye la influencia del ángulo de incidencia del oleaje, y que permite que el valor de v_H disminuya cuando aumenta la distancia hacia la línea de orilla después de la zona de rompientes:

$$v_H = \frac{H^2 g T}{8\pi^2 h} \cos^2(\alpha) \quad [2.69]$$

donde α es el ángulo entre las crestas de las olas y la línea de orilla.

Posteriormente, Jonsson *et al.* (1974) propusieron una expresión para la difusión horizontal donde la escala de longitud y velocidad características son la amplitud de la excursión y la velocidad de las partículas de agua en el flujo oscilatorio:

$$v_H = K_J A_{bm} u_{bwm} \quad [2.70]$$

donde K_J es un coeficiente adimensional a determinar, A_{bm} es el desplazamiento de la excursión de la partícula y u_{bwm} es la velocidad máxima del flujo oscilatorio en el fondo.

Las ventajas del uso de modelos de este tipo es la simplicidad de las formulaciones, que no presentan valores siempre crecientes y discontinuos en la línea de rotura del oleaje, que las escalas que consideran son escalas dominantes en la zona de rompientes y por lo tanto dan resultados físicamente consistentes.

Battjes (1975) a partir del análisis dimensional, propone la siguiente expresión:

$$v_H = K_{B1} \varepsilon^{1/3} L^{4/3} \quad [2.71]$$

donde K_{B1} es un coeficiente de orden 1, ε es la tasa de disipación de energía por unidad de masa, y L es una escala de longitud turbulenta. Battjes (1983) considera que ε es

función de la tasa de disipación de energía del oleaje debida a la rotura D_b y adoptando L como la profundidad local, la difusión horizontal se puede definir como:

$$v_H = K_{B2} h \left(\frac{D_b}{\rho} \right)^{1/3} \quad [2.72]$$

donde el coeficiente K_{B2} (del orden de 4.5) es función del coeficiente N -del parámetro P de Longuet-Higgins (ecuación [2.93]) que representa la importancia relativa de la mezcla horizontal-, la pendiente del perfil de playa m y el parámetro γ de rotura:

$$K_{B2} = \left(\frac{N}{\left(\frac{5}{16} \gamma^2 \right)^{1/3} m^{4/3}} \right)^{1/3} \quad [2.73]$$

Izumiya (1984) propone una expresión similar para el coeficiente de difusión horizontal que usa para comparar datos de campo y datos de laboratorio (cuya diferencia es de dos ordenes de magnitud):

$$v_H = K_I g^{1/2} m^{1/3} h_b^{1/6} x_b^{4/3} \quad [2.74]$$

donde K_I es una constante del orden de 0.012, h_b es la profundidad del oleaje en rotura y x_b es la distancia desde la línea de orilla al punto de rotura del oleaje.

De Vriend & Stive (1987) proponen una expresión similar a la de Battjes, añadiendo el efecto de la difusión de la turbulencia generada en el fondo $v_B = K_{vs1} k u_* h$:

$$v_H = v_B + K_{vs2} h \left(\frac{D_b}{\rho} \right)^{1/3} \quad [2.75]$$

donde k es la constante de von Karman, u_* es la velocidad de corte y K_{vs1} y K_{vs2} (este último del orden de 4.5) son coeficientes empíricos que varían según distintos investigadores. Cabe destacar que las expresiones para la difusión vertical $v_t(z)$ son similares y que los coeficientes que se usan son mucho más pequeños (e.g. K_{vs2} es del orden de 0.025 a 0.45).

Kim *et al.* (1986) y Deguchi *et al.* (1992) proponen una expresión similar a la de Battjes (1975):

$$v_H = K_K F^{1/3} \sqrt{gh} H \quad [2.76]$$

donde $F = 5.3 - 3.3\xi_0 - \frac{0.07}{m}$ y K_K es una constante adimensional de calibración. Esta ecuación presenta, al igual que la expresión de Longuet-Higgins (1970), el problema de que v_H crece indefinidamente con la distancia a la línea de orilla, mientras que en la realidad, v_H decrece después de alcanzar un máximo alrededor de $h/h_b = 0.7$.

Otra expresión relativamente sencilla es la propuesta por Nadaoka & Hirose (1986) donde la mezcla horizontal la definen como

$$v_H = 2\gamma^{-\frac{17}{3}} \left(\frac{h}{L}\right)^{\frac{5}{3}} h \sqrt{gh} m^{\frac{1}{3}} \quad [2.77]$$

donde L es la longitud de onda y γ es el parámetro de rotura.

Además de la difusión por la turbulencia generada en el fondo y en la rotura, otra fuente de mezcla horizontal turbulenta es la debida a los gradientes verticales de las corrientes horizontales. La mezcla que producen estos gradientes verticales de las corrientes en la zona de rompientes es dominante para la difusión transversal (Svendsen & Putrevu, 1994 y Karambas, 1999), lo que explica la gran diferencia entre los valores de los coeficientes de difusión horizontal y vertical que precisan los modelos numéricos.

Las mayores dificultades asociadas a la determinación de los coeficientes de difusión turbulenta, tanto vertical como horizontal son por una parte, que la mayoría de las formulaciones se apoyan o han sido calibradas con observaciones de laboratorio donde los efectos de escala (salvo en grandes instalaciones) son importantes, y por otra parte, que las medidas de campo son escasas y los resultados sumamente difíciles de interpretar.

2.4.4.2.- Definición de la macroturbulencia producida por la rotura del oleaje

Como se ha explicado antes, la definición de la turbulencia en la zona de rompientes es un problema complejo debido al solape de escalas. Además, su estudio requiere de medidas de alta frecuencia de velocidades y el análisis depende de una correcta separación de escalas, que es una de las aportaciones de esta tesis. De aquí que el estudio de la turbulencia producida por la rotura del oleaje presente algunas limitaciones. Debido a la coexistencia de varios flujos no estacionarios con escalas irregulares y el solape de las escalas entre las olas (cortas) y macrovórtices turbulentos generados en la rotura del oleaje, se han propuesto varios métodos para separar la turbulencia de las olas, aunque ninguno de ellos parece exento de desventajas:

- i. Promediado de fase o por realizaciones (Stive, 1980; Aono *et al.*, 1982, Cox *et al.*, 1994, Ting & Kirby, 1994).

Este método define la turbulencia como la desviación sobre el movimiento medio medido a partir de muchos ciclos en una determinada fase del movimiento. La aplicación de este método (ideado para olas regulares) es de difícil aplicación en un tren de ondas irregulares (real).

- ii. Filtros de banda analógicos en el dominio de las frecuencias (Nadaoka, 1986), o digitales (Aono y Hattori, 1987 y Rodríguez *et al.*, 1995).

Los filtros de banda tiene el inconveniente de necesitar una frecuencia de corte adecuada, además de que su aplicación puede introducir distorsiones para las frecuencias máxima y mínima de la banda seleccionada y en múltiplos de las frecuencias de corte. Para aplicar este método se requiere del uso de los espectros de energía. Se establece una frecuencia crítica a partir de la cual todas las ondas con frecuencias mayores son consideradas turbulencia. En este método no queda claro qué valor debería tomarse como frecuencia crítica

- iii. Filtros numéricos de media móvil (Nadaoka, 1986 y Okayasu, 1989).

Estos filtros tan simples no detectan la presencia de los macrovórtices si el intervalo de promediado es corto, y no filtran el flujo oscilatorio asociado al oleaje si este es demasiado largo.

- iv. Coherencia (Thornton, 1979).

En este método, la velocidad turbulenta se define como ése movimiento que no tiene coherencia con la fluctuación de la superficie del mar η . La velocidad total u se descompone en una velocidad media \bar{u} y una velocidad turbulenta u' de manera que $u = (\bar{u} + u')$. Este método presenta dos desventajas importantes. Por una parte, los macrovórtices generados por la rotura del oleaje pueden afectar la forma de la superficie libre (Nadaoka, 1986) por lo que solo se aconseja para separar la turbulencia de altas frecuencias (Kuznetsov y Speranski, 1990). La segunda limitación es que la coherencia entre la superficie libre y las velocidades en el seno del fluido se ven distorsionadas por efectos no lineales del oleaje, aun sin rotura, (Horikawa, 1988), por lo que es de difícil aplicación para olas no lineales (donde la coherencia es menor a 1).

- v. A partir de tasas de disipación y el espectro del número de onda de la turbulencia (George *et al.*, 1994).

De desarrollo relativamente reciente que no ha sido contrastado y que tiene algunas hipótesis restrictivas (la validez de la hipótesis de Taylor, lo restrictivo de las hipótesis asumidas para las velocidades medias, la estacionariedad, etc.).

- vi. Método mixto (Rodríguez *et al.*, 1999).

A partir de la utilización de un filtro numérico de la serie con una frecuencia de corte obtenida a partir de la comparación con los espectros de la superficie libre y de las velocidades.

2.5.- Corrientes en la zona cercana a la costa

Cuando el oleaje alcanza la costa y rompe en la playa, se pueden generar, dependiendo de las condiciones del oleaje y de la playa, una gran variedad de corrientes en la zona cercana a la costa. Se pueden distinguir dos patrones de circulación que pueden ser considerados como casos límite (ver figura 2.46). Cuando las olas se aproximan en dirección normal a la costa y sus crestas rompen paralelamente a las líneas batimétricas, las corrientes generadas toman la forma de circulación en celdas con corrientes de retorno (en inglés *rip currents*), generalmente muy fuertes y estrechas en dirección mar adentro (figura 2.46a.). El otro caso de circulación ocurre cuando las olas se aproximan a la costa y rompen con un ángulo considerable con relación a la línea de orilla; las corrientes generadas fluyen paralelamente a la línea de orilla y esta confinada casi en su totalidad a la zona de *surf*, entre las rompientes y la línea de orilla (figura 2.46c.). En otros casos que se pueden considerar como intermedios a los anteriormente mencionados, especialmente cuando las olas rompen con poco ángulo, las corrientes adquieren características de ambos casos, siendo impulsadas en parte por rotura oblicua del oleaje pero también desviándose hacia mar adentro como corrientes de retorno (figura 2.46b).

Dependiendo de la fuerza y del patrón de circulación de estas corrientes, pueden ser peligrosas para los bañistas (especialmente las corrientes de retorno), y beneficiosas para el medio, pues hacen que el tiempo de permanencia del agua en la zona cercana a la costa sea pequeño y que se reemplace por agua generalmente más limpia proveniente de la zona *offshore*.

Las corrientes generadas por la rotura del oleaje son el movimiento de agua dominante en la zona cercana a la costa para costas abiertas, y por lo tanto son importantes en la dispersión de contaminantes, nutrientes, transporte de sedimentos y por lo tanto de la respuesta morfodinámica de una playa. Cuando estas corrientes interactúan con los flujos oscilatorios y de resaca asociados al oleaje, se produce el transporte de sedimentos. Estas corrientes dan la dirección al movimiento de los sedimentos en una playa, y como resultado una remodelación de la topografía. Generalmente la forma de una playa refleja con claridad los patrones de circulación de las corrientes, y es claramente diferente para los casos extremos ya mencionados (figura 2.22).

De la misma manera, es fácil intuir que la topografía costera es un factor importante que controla los patrones de corriente, por lo que los sistemas hidro-morfodinámicos se retroalimentan (se afectan el uno al otro), por lo que muchas veces es difícil saber que fue primero, la corriente o la topografía.

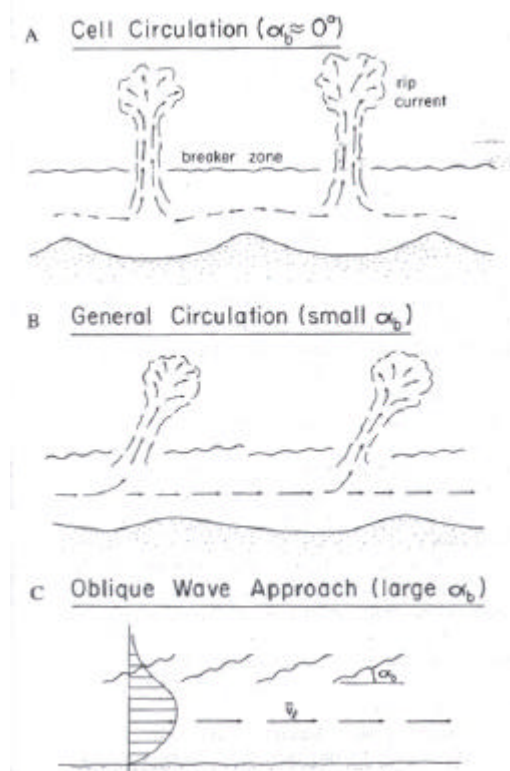


Figura 2.22 a, b, c.- Patrones de circulación observados en la zona cercana a la costa en función del ángulo de aproximación del oleaje (Komar, 1998).

2.5.1.- Corrientes inducidas por oleaje oblicuo

El menos complejo (y por tanto mejor comprendido) de los casos de corrientes inducidas por el oleaje y de la mayor importancia como mecanismo de transporte de sedimentos longitudinal a la costa, es el de la corriente longitudinal producida por la rotura del oleaje con incidencia oblicua. Este tipo de corrientes puede ser confirmado mediante una simple observación visual, donde se ve claramente que la corriente está confinada en la zona de *surf*, decreciendo rápidamente en velocidad detrás de la zona de rompiente. Aquí la corriente es inducida básicamente por el oleaje rompiendo en una playa con pendiente y eventualmente puede verse afectada por otros factores impulsores como el viento, las ondas de marea y corrientes oceánicas (ver Nummedal & Finley, 1978 y Hubertz, 1986 dónde se ha reportado la influencia local del viento).

Se han propuesto diversas teorías para este tipo de corrientes inducidas, las primeras por Galvin (1967) y Komar (1976). Se pueden encontrar análisis más recientes en Bowen (1969), Longuet-Higgins (1970a, b) y Thornton (1970). Estos estudios emplearon el concepto de tensor de radiación (Longuet-Higgins, 1964) para describir el flujo de *momentum* asociado con el oleaje como el agente impulsor de las corrientes longitudinales. La diferencia entre las aproximaciones efectuadas en estos análisis es, básicamente, en la formulación del coeficiente de arrastre en la corriente y el modelado del coeficiente de mezcla horizontal a través de la zona de *surf*. El análisis de Longuet-Higgins representa la solución más simple y ha sido el punto de partida para muchos estudios posteriores.

Asumiendo teoría lineal, cuando el oleaje rompe paralelamente a la costa, hay una componente en dirección a la costa S_{xx} (ecuación [2.34]) del tensor de radiación (el flujo de momentum asociado con el oleaje) y una componente paralela a la costa S_{yy} (ecuación [2.35]) que es el resultado de los efectos del oleaje en las presiones hidrodinámicas. Pues bien, cuando el oleaje tiene una aproximación oblicua a la costa, entonces ambas componentes del tensor de radiación tendrán una componente longitudinal a la costa, que combinada es,

$$S_{xy} = En \sin\alpha \cos\alpha = (Ecn \cos\alpha) \left(\frac{\sin\alpha}{c} \right) \quad [2.78]$$

dónde E es la densidad de energía del oleaje, n es la relación entre las celeridades de grupo y de fase del oleaje, c es la velocidad de fase, α es el ángulo de las crestas del oleaje con respecto a la línea de orilla, el término $(Ecn \cos\alpha)$ es el flujo de energía por unidad longitudinal de playa y el término $(\sin\alpha / c)$ es constante de acuerdo con la ley de Snell si se considera que las isóbatas son paralelas a la costa. Aquí, x es positiva en el sentido de aproximación a la playa e y es paralela a la línea de orilla, de manera que S_{xy} denota el flujo (en dirección a la playa) de la componente longitudinal a la playa del flujo de *momentum* del oleaje. Asumiendo que la fricción con el fondo es despreciable, entonces el flujo de energía es constante y por lo tanto, $S_{xy} = \text{Constante}$. Así, cuando un tren de olas proveniente de aguas profundas llega a la playa, S_{xy} permanece intacto y solo comienza a variar cuando las olas rompen en la playa. Esta disipación de S_{xy} en la zona cercana a la costa es la causa directa de la generación de las corrientes longitudinales a la costa (Bowen, 1969b; Longuet-Higgins, 1970a, b; Thornton, 1970). Nótese que cuando $\alpha = 0$, entonces $S_{xy} = 0$, de acuerdo con la ecuación [2.78] por lo que no hay una fuerza impulsora de corrientes longitudinales.

El empuje real que genera las corrientes longitudinales es la variación (gradiente) de S_{xy} en dirección a la costa, $\partial S_{xy} / \partial x$, esto es, la disipación local de S_{xy} conforme las olas viajan y progresan a través de la zona de *surf*. Empleando la teoría lineal del oleaje para evaluar la densidad de energía del oleaje ($E = \frac{1}{8} \rho g H^2$), la derivada de la ecuación [2.78] es:

$$\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} = \frac{5}{4} \zeta \rho g h m \sin\alpha \cos\alpha \quad [2.79]$$

donde h es la profundidad local y m es la pendiente de la playa $\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)$ (al hacer esta derivación, se asume que $\cos\alpha \approx \text{constante}$). Esta expresión también se puede expresar en términos de la velocidad orbital horizontal máxima del oleaje u_{bwm} que según la teoría lineal, en aguas someras es proporcional a \sqrt{gh} :

$$\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} = \frac{5}{4} \zeta \rho u_{bwm}^2 m \sin \alpha \cos \alpha \quad [2.80]$$

donde $\zeta = \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{3\gamma^2}{8} \right)} \right)$, y γ es el parámetro de rotura del oleaje (la relación de la

altura de rotura del oleaje con la profundidad local). El parámetro ζ considera los cambios que el *setup* provoca en la profundidad en la playa comparada con la profundidad del agua en reposo. En el análisis se asume que γ , y por lo tanto ζ , permanecen aproximadamente constantes [$\gamma \approx 0.78-1$] conforme las olas rompen y avanzan a través de la zona de rompientes. La velocidad orbital del oleaje u_{bwm} es proporcional a la profundidad local del agua h , (ya que $u_{bwm} \propto \sqrt{gh}$), por lo que su valor se verá reducido conforme las olas atraviesan la playa. Debido a la refracción de sufre el oleaje al propagarse en la zona cercana a la costa, el término $\sin \alpha$ también decrece progresivamente, y por lo tanto, el mecanismo impulsor de las corrientes longitudinales a la costa, $\partial S_{xy} / \partial x$ de las ecuaciones [2.79] y [2.80] decrece a través de la playa, siendo el máximo en la zona de rompientes y cero en la línea de orilla.

Los modelos más simples de las corrientes longitudinales a la costa establecen el equilibrio de este empuje con el arrastre (fricción) del flujo resultante. Longuet-Higgins [1970a] formuló este arrastre como:

$$\langle R_y \rangle = \frac{2}{\pi} C_f \rho u_{bwm} v_l \quad [2.81]$$

dónde v_l es la velocidad de la corriente longitudinal y C_f es un coeficiente adimensional de arrastre. Operando las dos fuerzas puestas de las ecuaciones [2.80] y [2.81], considerando un flujo estacionario y resolviendo para la magnitud de la corriente longitudinal v_l :

$$v_l = \frac{5\pi}{8} \zeta \frac{m}{C_f} u_{bwm} \sin \alpha \cos \alpha \quad [2.82]$$

o

$$v_l = \frac{5\pi}{8} \zeta \frac{m}{C_f} \sqrt{gh_b} \sin \alpha_b \cos \alpha_b \quad [2.83]$$

Aquí, los parámetros del oleaje han sido evaluados en la zona de rompientes, siendo h_b la profundidad en la rompiente y α_b el ángulo de la rompiente con respecto a la costa; u_{bwm} también es evaluada en la zona de la rompiente.

Esta sencilla relación derivada teóricamente por Longuet-Higgins (1970a), implica que la corriente longitudinal es proporcional a $u_{bwm} \sin\alpha_b \cos\alpha_b$, siendo la pendiente del fondo m y el coeficiente de arrastre C_f factores que potencialmente pueden gobernar la magnitud del flujo. Komar e Inman (1970) comparando soluciones simultáneas de dos ecuaciones aparentemente independientes utilizadas para evaluar las tasas de transporte longitudinal de sedimentos, obtuvieron independientemente una expresión para evaluar la magnitud de la corriente longitudinal en la posición media de la zona de *surf* (que validaron empíricamente con datos de corrientes longitudinales, encontrando una buena coincidencia):

$$\bar{v}l = 2.7u_{bwm} \sin\alpha_b \cos\alpha_b \quad [2.84]$$

dónde v es la corriente longitudinal en la posición media de la zona de *surf* (a la mitad de la distancia entre la zona de rompientes y la línea de orilla) y u_{bwm} y α_b se evalúan en la posición de la rompiente. Cabe recalcar que, normalmente, las corrientes longitudinales son medidas en esta posición media, y esta magnitud es también el valor máximo de distribución de la corriente longitudinal a través de la zona de *surf*.

Usando teoría lineal (es decir, aceptando que: $u_{bwm} \propto \sqrt{gh_b} \propto \sqrt{g(H_b/\gamma)}$), Komar (1979) sugiere que es preferible expresar esta ecuación en términos de la altura media cuadrática del oleaje en rotura H_{br} como:

$$\bar{v}l = 1.17\sqrt{gH_{br}} \sin\alpha_b \cos\alpha_b \quad [2.85]$$

Cuando se trata de oleaje aleatorio, la expresión para la altura de ola significativa en rotura H_{bs} puede aproximarse como:

$$\bar{v}l = 1.0\sqrt{gH_{bs}} \sin\alpha_b \cos\alpha_b \quad [2.86]$$

De las muchas relaciones que se han propuesto para predecir el valor de las corrientes longitudinales a la costa en la posición media de la zona de *surf*, las ecuaciones [2.84], [2.85] y [2.86] que son equivalentes son las que dan mejores resultados. El USACE (Shore Protection Manual, 1984), propuso una expresión que depende de la pendiente de la playa:

$$\bar{v}l = 41.4m\sqrt{gH_b} \sin\alpha_b \cos\alpha_b \quad [2.87]$$

que está basada en la solución de Longuet-Higgins (ecuaciones [2.82] y [2.83]) en el que se asume un valor constante para el coeficiente de arrastre $C_f = 0.01$. La base ofrecida por el S.P.M. para esta relación eran los datos de campo de Putnam *et al.* (1949) y las mediciones de laboratorio de Galvin & Egelson (1965). No obstante, esta expresión no concuerda bien con los datos de Putnam *et al.* (1949), Brebner & Kamphuis (1963), y los de Komar & Inman (1970). La ecuación [2.87] difiere de la ecuaciones [2.85] y [2.86] sólo en la inclusión de la proporcionalidad directa con la pendiente de la playa m , y es precisamente esta la causa de la poca capacidad predictiva de la relación propuesta por el S.P.M. Esto también se demostró al comparar con datos de laboratorio obtenidos por Putnam *et al.* (1949) donde emplearon un amplio rango de pendientes de playa y en los que se encontró que a mayor pendiente de playa, mayor el error para predecir la magnitud de la corriente longitudinal al usar la ecuación [2.87]. La conclusión parece definitiva; la corriente longitudinal no es directamente proporcional a la pendiente de la playa como se declara en la ecuación [2.87] del S.P.M.

Por otra parte, Galvin (1967), basándose en una simple consideración de continuidad, donde asume que el volumen de agua aportado por el oleaje en rotura que entra directamente en la zona de *surf* contribuye directamente al caudal de la corriente longitudinal, propuso una relación para la corriente longitudinal media en la que de nuevo, hay una dependencia directa con la pendiente de la playa:

$$\bar{v}l = gmT \sin 2\alpha_b \quad [2.88]$$

dónde T es el periodo del oleaje. Como se discute en Komar & Oltman-Shay (1990), esta suposición no se ajusta o no concuerda con los movimientos de agua conocidos en la zona cercana a la costa y no se puede usar para predecir corrientes longitudinales estacionarias. Galvin ofrece datos muy limitados para respaldar la relación que ha propuesto. Komar & Oltman-Shay demostraron que la ecuación [2.88] falla cuando se compara adecuadamente con datos de corrientes longitudinales. El fallo de esta relación se debe más a la dependencia directa con la pendiente de la playa m , que con la dependencia de la relación con el periodo del oleaje o que con la altura del oleaje. Así el uso de las ecuaciones propuestas por el Shore Protection Manual (1984) o por Galvin (1967) (ecuación [2.88]) conlleva a errores de más de un orden de magnitud (Komar, 1979; Komar & Oltman-Shay, 1990).

La falta de dependencia observada de la corriente longitudinal con la pendiente de la playa implica que el término de la ecuación [2.83] $m/C_f \approx \text{constante}$, dando origen a la ecuación [2.84] y a sus equivalentes (ecuaciones [2.85] y [2.86]). Esto parece ser razonable para el comportamiento esperado del coeficiente de arrastre y la pendiente de la playa con el cambio en la granulometría de los sedimentos en la playa; conforme el tamaño de grano se incrementa, tanto m como C_f se incrementan, así que la relación m/C_f en principio debe de permanecer aproximadamente constante. Sin embargo, tal y como apunta Huntley (1976a, b), esto no explica la concordancia con las medidas de laboratorio en los que se ha ensayado con playas de fondo rígido y con una pendiente

fija. Como alternativa, Huntley (1976a, b) explica la constancia aparente de m/C_f en términos de los efectos de la pendiente de la playa con la turbulencia generada durante la rotura del oleaje. Un incremento en la pendiente de la playa producirá un estrechamiento de la zona de *surf* sobre la cual se producirá una rotura del oleaje más violenta y por tanto mayor turbulencia por unidad superficial de agua. Esto incrementaría la mezcla horizontal, que dará como resultado una disminución en la magnitud de la corriente longitudinal y por lo tanto un mayor valor aparente para el coeficiente de arrastre C_f .

Las predicciones anteriores para la corriente longitudinal son para su magnitud del flujo en la posición media en la zona de *surf*. Sin embargo muchas aplicaciones ingenieriles requieren el cálculo de la distribución completa del campo de velocidades en la zona de *surf*, es decir, el perfil de las variaciones de la corriente longitudinal a través del ancho de la zona de *surf*. Bowen (1969a), Longuet-Higgins (1970b) y Thornton (1970) entre otros analizaron dichas variaciones considerando los valores locales del empuje de $\partial S_{xy}/\partial x$ y del coeficiente de arrastre y las variaciones de estas fuerzas con respecto de x , la coordenada transversal a la playa. Sus análisis también incluyeron los procesos de mezcla horizontal que actúan suavizando los perfiles resultantes. Este último proceso normalmente es interpretado como la transferencia *cross-shore* de *momentum* debida a los vórtices horizontales que se originan principalmente por los procesos de rotura del oleaje, aunque también se debe al proceso paulatino de rotura del oleaje a través de la zona de *surf*, de olas de distintas alturas.

La diferencia básica que se observan entre los perfiles de velocidades obtenidos en distintos análisis es debida principalmente a la forma en la que se evalúa el coeficiente de mezcla horizontal o lateral. Bowen (1969a) supuso que este coeficiente de mezcla lateral era constante a través de la zona de *surf*, mientras que Longuet-Higgins (1970b) usó un coeficiente de mezcla equivalente a $(\rho \times u_{bwm})$, argumentando que la escala longitudinal de la turbulencia dependía de la distancia *cross-shore* (eje x) entre la línea de orilla y la línea de rompientes, que limita el tamaño de los vórtices, mientras que la escala de velocidad es representada por u_m (la velocidad orbital horizontal máxima del oleaje). Esta forma ha sido utilizada en muchos estudios posteriores (e.g., Kraus & Sasaki, (1979), Madsen *et al.*, (1978)). En otro análisis de la turbulencia en la zona de *surf*, Battjes (1975) sugiere que el tamaño característico de los vórtices está limitado por la profundidad local, no por la distancia transversal (eje x) desde la línea de orilla. Posteriormente evaluó la escala de velocidades a partir de la tasa local de disipación de la energía del oleaje por unidad de superficial del fondo. Sin embargo, para una playa con pendiente uniforme, esto conlleva a una expresión muy similar a la obtenida por Longuet-Higgins (1970b), diferenciándose principalmente en la inclusión de la pendiente de la playa en el término de mezcla horizontal. Basándose en una comparación con datos de laboratorio, Madsen *et al.* (1978) concluyeron que efectivamente, debe de haber una dependencia de la mezcla horizontal con la pendiente de la playa, tal y como fue propuesto por Battjes (1975). Esto también es corroborado por Huntley (1976a), que además lleva a cabo una evaluación simultánea del coeficiente de arrastre, dando lugar a un modelo más complejo en el cual la mezcla lateral es el resultado de la turbulencia generada por la rotura del oleaje, la cual, además, no tiene una distribución uniforme en la columna de agua, como fue corroborado por Rodríguez *et al.*, 1999). Otros estudios evaluaron el coeficiente de viscosidad turbulenta basándose en un razonamiento diferente, expresándolo en términos del flujo oscilatorio asociado al

oleaje (Thornton, 1970 y Jonsson *et al.*, 1974), lo que Battjes (1975) critica, señalando que la principal fuente de energía turbulenta en la zona de *surf* es la intensa disipación de la energía del oleaje debida a la rotura y que la aportación de los movimientos oscilatorios del oleaje ya estaban considerados en los tensores de radiación.

La solución obtenida por Longuet-Higgins (1970b) para el perfil de la corriente longitudinal es:

$$V = \begin{cases} B_1 X^{p_1} + AX & \text{para } 0 < X < 1 \\ B_2 X^{p_2} & \text{para } 1 < X < \infty \end{cases} \quad [2.89]$$

donde $X = x/X_b$ siendo X_b la distancia de la línea de orilla a la línea de rotura, $V = v/v_0$, donde v es la magnitud de la corriente longitudinal a una distancia x desde la línea de orilla, normalizada por:

$$v_0 = \frac{5\pi}{16} \gamma \zeta^2 \frac{m}{C_f} \sqrt{gh_b} \sin \alpha_b \cos \alpha_b \quad [2.90]$$

y donde h_b es la profundidad en la línea de rotura. Esta expresión es similar a las ecuaciones [2.82] y [2.83] ya que muestra la misma dependencia con las condiciones del oleaje. Los coeficientes de la solución completa son:

$$p_1 = -\frac{3}{4} + \left(\frac{9}{16} + \frac{1}{\zeta P} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [2.91]$$

$$p_2 = -\frac{3}{4} - \left(\frac{9}{16} + \frac{1}{\zeta P} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [2.92]$$

$$P = \frac{\pi N m}{\gamma C_f} \quad [2.93]$$

$$A = \frac{1}{1 - \left(\frac{5\zeta P}{2} \right)} \quad P \neq \frac{2}{5\zeta} \quad [2.94]$$

$$B_1 = \frac{P_2 - 1}{P_1 - P_2} A \quad [2.95]$$

$$B_2 = \frac{P_1 - 1}{P_1 - P_2} A \quad [2.96]$$

Esta solución conlleva a la familia de perfiles de las corrientes longitudinales que se muestran en la figura 2.49, cada perfil para un valor dado de P . De acuerdo con la ecuación [2.93], P es un parámetro adimensional que representa la importancia relativa de la mezcla horizontal, representada por el coeficiente N , comparado en el coeficiente de arrastre representado por C_f . En el caso hipotético que no hubiese mezcla turbulenta horizontal, entonces $N = 0$ y por lo tanto $P = 0$, y la solución daría una distribución de “diente de sierra” con una discontinuidad en la línea de rotura (figura 2.23). Esta distribución demuestra que la corriente está siendo impulsada por $\partial S_{xy}/\partial x$ solo dentro de la zona de *surf*, y sin ningún mecanismo impulsor fuera de la zona de rompientes. Incrementando la mezcla horizontal, se produce un incremento del coeficiente P , y el perfil se vuelve más suave y más realista, trasladando el máximo de la corriente longitudinal hacia el interior de la zona de rompientes (en dirección a la costa) y disminuyendo en magnitud. Al incluir la mezcla horizontal, hay un acoplamiento entre el agua fuera de la zona de rompientes con el flujo dentro de la zona de *surf*, de manera que ahora hay una corriente fuera de la zona de *surf* sin discontinuidad en la línea de rotura.

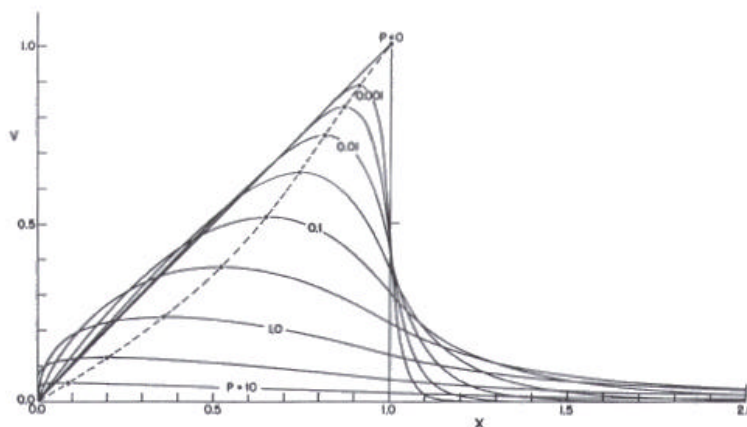


Figura 2.23.- Familia de perfiles de corrientes longitudinales a la costa a través de la zona de *surf* para las ecuaciones ([2.89] a la [2.96]) de Longuet-Higgins. Los ejes son adimensionales, siendo $X = x/x_b$ y $V = v/v_0$ (ecuación [2.90]). A valores mayores del parámetro P (ecuación [2.93]) mayor el efecto de la mezcla horizontal (Longuet-Higgins, 1970).

La gran mayoría de los datos de corrientes longitudinales de que se dispone, fueron medidos en la posición media de la zona de *surf* y fueron usados para establecer las ecuaciones [2.85] y [2.86]. Esto corresponde a la velocidad en el punto $X = 0.5$ (en el

perfil solución de las ecuaciones [2.89]a [2.96]) y puede ser usado para validar dicha solución. Esto fue hecho por Komar (1976b) forzando a que la distribución de los perfiles coincidiera con los valores predichos por las ecuaciones [2.84], [2.85] y [2.86], haciendo de este modo que la distribución se ajustara a los datos disponibles en $X = 0.5$. Esto da como resultado que la relación m/C_f sea función de P , por lo que una vez se ha seleccionado un valor del parámetro P adecuado para definir la forma general de los perfiles de las corrientes dentro de la zona de *surf*, se obtiene un valor definido para el parámetro m/C_f y en consecuencia de C_f para una pendiente de playa conocida.

Algunas investigaciones han comparado los perfiles de velocidades teóricos con medidas obtenidas en estanques de oleaje de laboratorio. Longuet-Higgins (1970b) comparo datos de laboratorio con los obtenidos por Galvin & Egelson (1965) y concluyó que $P \approx 0.1$ a 0.4 . Kraus & Sasaki (1979) compararon sus soluciones teóricas con datos de Mizuguchi *et al.* (1978), encontrando una concordancia bastante buena dentro de la zona de *surf*, mientras que existe una pequeña divergencia fuera de la zona de *surf*. Kraus & Sasaki (1979) señalan que esta diferencia fuera de la zona de *surf* es debida probablemente a la falta de precisión al momento de medir velocidades de corrientes longitudinales de baja magnitud en presencia de un campo de oleaje fuerte. Igual que Kraus & Sasaki (1979), Smith & Kraus (1987) comparan sus perfiles derivados teóricamente con los datos de Mizuguchi *et al.* (1978).

Se obtuvieron medidas de campo adicionales de las distribuciones de las corrientes longitudinales, como parte del estudio de transporte de sedimento en la zona cercana a la costa (NSTS) en Santa Barbara, California. Aquí la playa tiene las características de las suposiciones hechas en la mayoría de los análisis teóricos; es relativamente uniforme y rectilínea, con isóbatas paralelas a la línea de orilla. Wu *et al.*, (1985) compararon las medidas de los perfiles de la corriente durante 5 días de poca actividad del oleaje, el cual tenía un espectro de energía y direccional de banda estrecha, permitiendo una suposición (simplificación) de un oleaje unidireccional y monocromático para su modelado. Sus modelos incluyeron fricción por fondo, mezcla lateral y aceleraciones convectivas no lineales. Siendo tan integral (completo), requirió de soluciones numéricas. La solución predice las variaciones a través de la zona de *surf* en dirección a la costa de la H_{rms} , así como el perfil de la corriente longitudinal. Un ejemplo del perfil calculado se muestra en la figura 2.24, comparando su modelo con datos medidos. La obtención de estos perfiles teóricos de corrientes, se basa en igualarlo con las mediciones, con lo que se minimizan los errores obtenidos al “jugar” con los parámetros C_f y N hasta que alcanzó el mejor ajuste; en este caso en particular, $C_f = 0.012$ y $N = 0.006$ para la solución lineal, valores que concuerdan razonablemente bien con los resultados de otros investigadores. También se hicieron comparaciones entre las soluciones lineales y no lineales y se muestra en la figura 2.24 que la solución lineal da un mejor ajuste general con los datos que el no lineal.

Los análisis previos de las distribuciones de la corriente longitudinal asumieron todos ellos oleaje regular con altura uniforme, rompiendo en una posición fija. Sin embargo con un espectro de oleaje, mientras más grande es la altura de una ola individual, esta romperá a mayor profundidad. Por lo tanto se debe definir una zona de rotura (en lugar de una línea de rotura) donde las rompientes se incrementan en dirección a la costa hasta que la casi totalidad de las olas rompen dentro de la zona de *surf*. Battjes (1972), en base a este razonamiento, hace una descripción ola a ola para un oleaje irregular. A

pesar de que despreció el intercambio lateral de momentum debido a la turbulencia, obtuvo perfiles de velocidad suavizados, parecidos a los encontrados por Longuet-Higgins (1970b). Este resultado demuestra que el oleaje irregular rompiendo en un rango de profundidades tendrá el mismo efecto que la mezcla lateral, y que en el campo sería muy difícil separar ambas influencias. Esto ha sido especialmente demostrado en el estudio realizado por Thornton & Guza (1986) quienes analizaron las mismas medidas que Wu, Thornton & Guza (1985). Aplicaron un modelo de transformación para un oleaje aleatorio de con espectro de banda estrecha para describir las variaciones espaciales *cross-shore* de las alturas de ola media cuadráticas H_{rms} ; estas variaciones sirvieron como base para la derivación del perfil de la corriente longitudinal. En un intento por hacer sus análisis más completos, Thornton & Guza (1986) incluyeron la mezcla horizontal en algunas de sus soluciones, pero el valor óptimo de N fue muy pequeño (en promedio 0.0029) y su inclusión no mejoró significativamente los ajustes a sus datos. La conclusión de este estudio es que los valores de viscosidad turbulenta obtenidos en modelos no aleatorios con suposiciones sobre la mezcla horizontal, no necesariamente corresponden a los verdaderos tensores de Reynolds, pero en su lugar pueden representar los efectos de la aleatoriedad de las olas naturales.

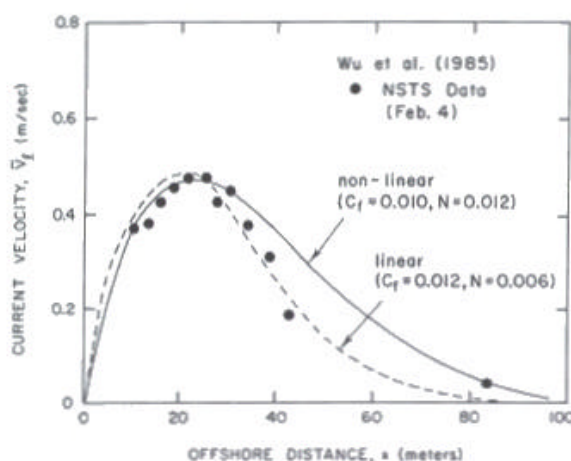


Figura 2.24.-Comparación de las medidas de campo del perfil de la corriente longitudinal a la costa comparado con las soluciones teóricas (lineal y no lineal). Medidas hechas durante la campaña NSTS (Wu *et al.*, 1985).

Thornton & Guza (1986) también incluyeron la aleatoriedad asociada con en el espectro de alturas de olas, pero no consideraron las variaciones en las direcciones del oleaje. En sus análisis, usaron datos de solo unos cuantos días en los que había prácticamente un solo tren de oleaje cuya dirección angular tuvo muy poca variación. Battjes (1972) demostró que si la distribución angular es grande el tensor de radiación (la fuerza impulsora de la corriente longitudinal), puede verse afectado seriamente. Más aún, indicó que si el oleaje era considerado como de crestas largas, entonces se podía sobre estimar hasta un 100% la fuerza impulsora total de las corrientes longitudinales.

Guza, Thornton & Christensen (1986) analizaron el caso en el que un oleaje con dos periodos bien diferenciados se aproximan a la costa desde distintas direcciones. Un ejemplo común de esto es cuando un oleaje tipo *swell* de una tormenta lejana llega de una dirección, mientras que un oleaje de viento tipo *sea* generado localmente llega de

otra dirección diferente. De nuevo sus análisis se basaron en los datos de NSTS de Santa Barbara (Wu *et al.*, 1985) donde se registro oleaje llegando de direcciones diferentes. Este estudio incluyó grupos de datos que no fueron usados en los análisis de Wu *et al.* (1985) y Thornton & Guza (1986).

La mayoría de los análisis teóricos, incluyendo las ecuaciones [2.89] a [2.96] de Longuet-Higgins (1970b) se basan en la suposición de una playa con pendiente uniforme. McDougal & Hudspeth (1983) obtuvieron soluciones para perfiles de playa cóncavos en los que la profundidad con respecto al nivel del agua en reposo es proporcional a $x^{2/3}$, que aproxima a muchos perfiles de playa (perfil de Bruun y Dean). Este perfil de playa produjo cambios muy marcados en los perfiles de velocidades longitudinales para una playa con pendiente uniforme (figura 2.23), donde los máximos de velocidad de las corrientes están en la posición de la línea de orilla ($X = 0$). Esto es debido a que el perfil $x^{2/3}$ tiene una pendiente infinita en la costa y la pendiente local es importante en la solución de la distribución de las corrientes longitudinales. Para perfiles más complejos, se requieren soluciones numéricas más que analíticas. En la figura 2.25 se muestra los análisis de Symonds & Huntley (1980) para perfiles de corriente sobre una topografía con una barra idealizada. Puede observarse que las corrientes longitudinales son máximas sobre la barra y mínimas por encima del seno. La magnitud de la corriente por encima del seno se incrementa cuando se incrementa el parámetro P debido a que es impulsada principalmente por la mezcla horizontal. Symonds & Huntley (1980) también obtuvieron medidas de campo en dichas condiciones, sugiriendo un valor para el parámetro $P \approx 0.1$ a 0.4 . Sin embargo es más común observar el máximo de la corriente longitudinal por encima del seno más que en la cresta de la barra. Symonds & Huntley (1980) demostraron que esto era producido por los gradientes longitudinales de presión debidos a las variaciones longitudinales del *setup* a lo largo de la playa, que es generalmente la situación donde las corrientes longitudinales están asociadas con los sistemas de circulación en celdas.

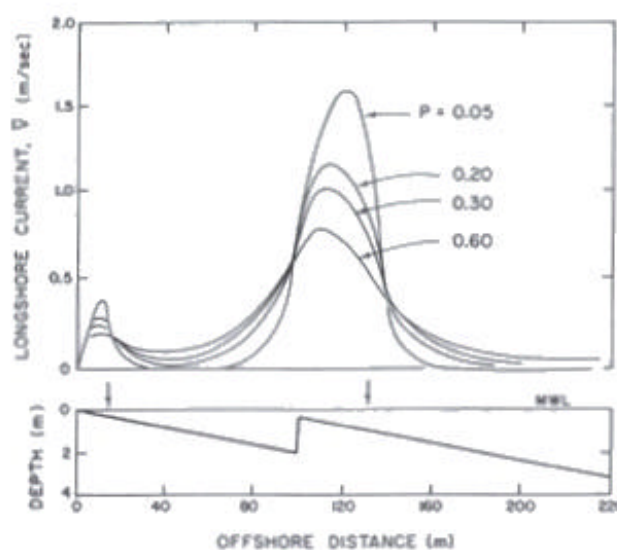


Figura 2.25.-Distribución teórica de los perfiles de la corriente longitudinal sobre un perfil idealizado de playa con barra sumergida en función de la mezcla lateral (Symonds & Huntley, 1980).

2.5.2.- Corrientes de retorno y circulación en celdas

Las corrientes de retorno son la característica más visible de los sistemas de circulación en la zona cercana a la costa. Por lo general son corrientes fuertes y estrechas que fluyen en dirección al mar. Normalmente es fácil distinguirlas ya que en la mayoría de los casos traen consigo *debris* y sedimento, lo que le da al agua un color característico diferente a la que se observa en el agua adyacente y una textura superficial también diferente por su influencia sobre los patrones de refracción del oleaje. Las corrientes de retorno se alimentan por las corrientes longitudinales en la zona de *surf* dirigidas hacia ellas, incrementando su magnitud desde cero en un punto intermedio entre dos corrientes de retorno vecinas hasta un máximo justo antes de girarse mar adentro para formar la corriente de retorno (figura 2.26). A su vez, las corrientes longitudinales se alimentan de un flujo lento de transporte de masa de agua traída por el oleaje hacia la zona de rompientes.

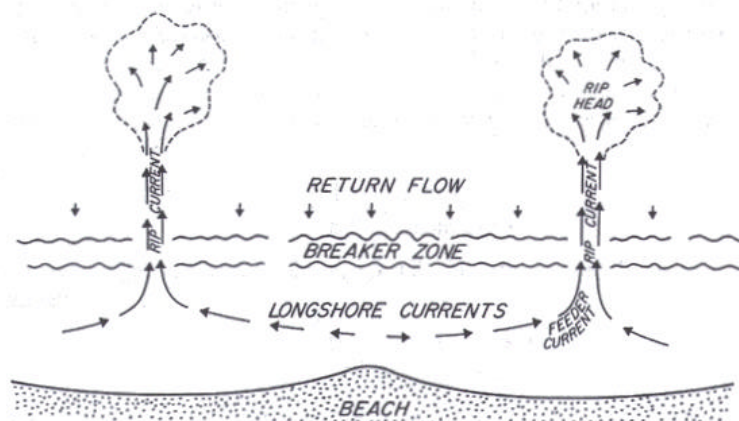


Figura 2.26.- Sistema clásico de circulación por celdas en la zona cercana a la costa. Se pueden distinguir las corrientes longitudinales que alimentan a la corriente de retorno, los cuellos de la corriente de retorno en dirección al mar y un flujo de agua desde la zona *offshore* (transporte de masa del oleaje) que compensa el flujo en los cuellos de las corrientes de retorno (Komar, 1998).

El patrón de circulación por celdas en la zona de rompientes consiste de corrientes longitudinales divergentes (donde la velocidad es nula) en algún punto intermedio entre los cuellos de las corrientes, de unas corrientes de retorno que se extienden a través de la rompiente cuyo flujo es en dirección al mar y de un transporte de masa de agua en dirección a la costa inducido por el oleaje en rotura que compensa el agua que escapa de la zona de rompientes. La corriente en el cuello de la "rip" suele ser estrecha y de magnitud considerable mientras que la cabeza se abre como abanico. La forma idealizada de este sistema de corrientes es aquella en la que la corriente tiene una orientación normal a la costa con corrientes longitudinales a la costa dentro de la zona de *surf*, cercanamente simétricas y orientadas hacia ellas como mecanismo de alimentación a ambos lados de la corriente de retorno (figura 2.26). Sin embargo es más común ver a las corrientes de retorno cortar diagonalmente a la zona de *surf* en lugar de

hacerlo perpendicularmente (figura 2.22b), con una asimetría muy marcada (grandes variaciones tanto en la longitud como en la intensidad) en las corrientes longitudinales en ambos lados de la corriente de retorno (McKenzie, 1958).

Shepard *et al.* (1941), en uno de los primeros estudios de campo de sistemas de corrientes de retorno, encontraron que la velocidad de las corrientes de retorno, así como la longitud de las mismas dependía de la altura del oleaje incidente. Encontraron algunos indicios de que la posición de las corrientes de retorno podía estar influenciada por la topografía de la plataforma, ya que las corrientes de retorno se desarrollaban generalmente fuera de las áreas de convergencia del oleaje, es decir, fuera de las áreas de mayores alturas. Shepard & Inman (1950a, b) encontraron que aunque la topografía de la plataforma y sus efectos sobre la refracción del oleaje podían influir, también se podían generar corrientes de retorno en playas con una topografía regular.

Por otra parte, McKenzie (1958) demostró que el patrón de circulación tanto de corrientes de retorno como de corrientes longitudinales en una playa, dependía de las condiciones del oleaje incidente. Encontró que con un oleaje incidente fuerte se podían generar tan solo unas pocas corrientes de retorno de gran intensidad, mientras que si el oleaje era débil, se podían producir corrientes más débiles aunque más numerosas.

Los primeros intentos para analizar cuantitativamente los patrones de circulación en la zona cercana a la costa fueron realizados en términos de continuidad de masa, es decir, en términos del transporte de masa (deriva de Stokes) asociado al oleaje. El oleaje debía de acarrear agua hacia la zona de *surf*, que se apilaría en la playa, donde entonces se formaría una corriente de retorno que compensara esa aportación constante del oleaje. Sin embargo este intento para explicar este fenómeno no dio buenos resultados debido a la dificultad de evaluar el transporte de masa en dirección a la costa a partir de los parámetros medidos del oleaje incidente cerca de la rompiente (e.g., Putnam *et al.*, 1949). Una aproximación alternativa al problema fue considerar la continuidad del flujo de *momentum* debido a la presencia del oleaje a raíz de la introducción del concepto de tensor de radiación por Longuet-Higgins & Stewart (1964). El tensor de radiación es el concepto más ampliamente aceptado y utilizado como herramienta básica teórica para modelar el patrón de circulación por celdas en la zona cercana a la costa. La componente transversal a la costa del tensor de radiación (el flujo en la dirección x del flujo de *momentum* debido a las olas, representado por la ecuación [2.34], produce un *setdown* justo antes de la línea de rotura y un *setup* en la zona de *surf*. Por lo tanto, en caso de tener variaciones de altura de ola longitudinales a la costa, habrá también variaciones longitudinales de la posición de la línea de rotura y de la magnitud del *setdown* y del *setup*. En las zonas de mayor altura de ola se producirá mayor *setup* que en las zonas de menor altura de ola, por lo que se generará un gradiente de presión asociado a las diferencias en el nivel medio del agua y provocará que las corrientes longitudinales fluyan de las zonas con mayor altura de ola y *setup* hacia las zonas de menor altura de ola y *setup* en las que si hay una convergencia de corrientes longitudinales a la costa, estas girarán hacia el mar produciendo corrientes de retorno (Bowen, 1969a).

Conforme la ola se aproxima a la línea de orilla, se deforma y crece por *shoaling* hasta un punto crítico de inestabilidad donde la ola finalmente rompe y decae la altura de ola. Por una cuestión de conservación de flujo de energía, los cambios en el exceso de flujo de *momentum* en dirección a la costa (componente S_{xx} del tensor de radiación) son

balanceados por los gradientes del campo de presión (la fuerza por exceso de presión) es decir, por los desplazamientos del nivel medio del mar, el *setdown* y *setup* del oleaje. Este balance de momentum está dado por la ecuación [2.38]. Fuera de la zona de rompientes, las olas sienten fondo y se deforman, aumentando la altura de ola por lo que para conservar el flujo de energía, se produce una depresión en el nivel del mar para balancear el gradiente positivo $\partial S_{xx}/\partial x$ del tensor de radiación en la ecuación [2.38]; el *setdown* (Longuet-Higgins & Stewart, 1963, 1964) está dado por la ecuación [2.39] y como dentro de la zona de *surf*, la altura de ola (su decaimiento) está limitada por la profundidad (ecuación [2.40]), siendo γ aproximadamente constante, el gradiente $\partial S_{xx}/\partial x$ es negativo y la solución de la ecuación [2.38] da como resultado el *setup* del oleaje y la pendiente de la superficie del agua en dirección a la costa, definida por la ecuación [2.41], lo que indica una proporcionalidad directa del *setup* ($\partial\bar{\eta}/\partial x$) con la pendiente de la playa $m = (\partial h/\partial x)$ pero no una dependencia directa con la altura de ola. Sin embargo, está claro que debe existir una dependencia, pues cuanto más alto el oleaje, rompe en aguas más profundas y por lo tanto el *setup* comenzará más lejos de la línea de costa. Bowen (1969a) realizó medidas en un canal de oleaje variando las alturas de ola y encontró que si bien la pendiente (gradientes transversales) del nivel medio eran aproximadamente iguales para olas altas y pequeñas (tal cual predice la ecuación [2.41], el *setup* alcanza mayores elevaciones cerca de la costa para oleaje alto que para oleaje bajo. Si hay variaciones longitudinales de la posición de la rompiente y de S_{xx} (debido a variaciones en la altura de ola, en la profundidad o incluso producidas por la presencia de ondas de borde), se producirán gradientes de presión longitudinales a la costa que inducirán corrientes longitudinales desde las zonas de mayor *setup* hacia posiciones de menor *setup* (ver figura 2.27) similares a las que se observan en la naturaleza. Es decir, si se considera una región cercana a la costa con una variación longitudinal en alturas de ola, daría lugar a una variación longitudinal implícita del *setup* y del *set-down*.

La ecuación [2.39] indica que la región con mayores alturas de olas tendrá también mayor *set-down*. Es decir, aparentemente debería haber un efecto similar con el *setdown*, ya que será mayor en zonas de mayor altura de ola en rompiente que en zonas de menor altura de ola, desarrollando así un gradiente longitudinal en el nivel del agua en reposo fuera de la zona de *surf*:

$$\frac{\partial\eta}{\partial y} = -\frac{1}{4} \frac{kH}{\sinh(2kH)} \frac{\partial h}{\partial x} \quad [2.97]$$

por lo que, parece razonable que el agua tendería a fluir desde las posiciones de menor altura de ola (menor *setdown*) hacia las zonas de mayor altura de ola (mas *setdown*), es decir, en dirección contraria a lo que sucede dentro de la zona de rompientes. Sin embargo, la componente del tensor de radiación que actúa paralelamente a las crestas del oleaje y por lo tanto longitudinalmente a la costa, S_{yy} (ecuación [2.35]), evita que se produzca dicha corriente (Longuet-Higgins y Stewart, 1964).

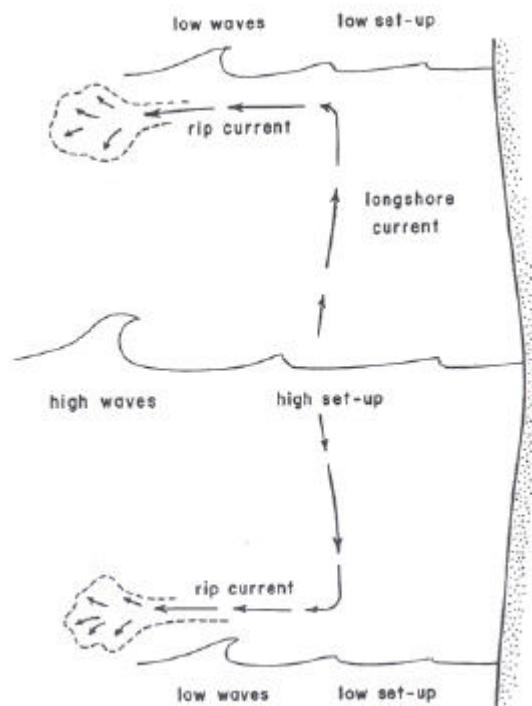


Figura 2.27 2.58.-Ilustración esquemática de la generación de circulación por celdas por una variación longitudinal a la playa de alturas del oleaje rompiendo, produciendo una variación longitudinal de *setup* dentro de la zona de *surf*. Las corrientes longitudinales fluyen desde posiciones de grandes alturas (mayor *setup*) hacia puntos de menor altura (menor *setup*) donde convergen las corriente, girando en dirección al mar en forma de corrientes de retorno (Komar, 1998).

Ya que también hay variaciones longitudinales de alturas de ola, S_{yy} también varía longitudinalmente conforme la altura de ola varía, dando lugar al gradiente:

$$\frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = \frac{1}{4} \rho g H \left(\frac{kh}{\sinh 2kh} \right) \frac{\partial H}{\partial y} \quad [2.98]$$

Tal como se indicó anteriormente, el *setdown* (depresión en el nivel del agua para balancear el gradiente positivo de $\partial S_{xx} / \partial x$ del tensor de radiación) esta dado por la ecuación [2.39] y el gradiente de presión longitudinal resultante de las variaciones en el *setdown* es:

$$\rho g (\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} = \rho g (\bar{\eta} + h) \frac{kH}{4 \sinh 2kh} \frac{\partial H}{\partial y} \approx -\frac{1}{4} \rho g H \left(\frac{kh}{\sinh 2kh} \right) \frac{\partial H}{\partial y} \quad [2.99]$$

donde se asume que $\bar{\eta} \ll h$ fuera de la zona de rompientes. Comparando las ecuaciones [2.98] y [2.99] se ve que solo difieren en el signo, es decir, el sentido en la dirección longitudinal a la costa en el que actúan. Tal y como fue determinado por

Bowen (1969a) la variación longitudinal del *setdown* fuera de la zona de rompientes está balanceada por el gradiente en la dirección y del tensor de radiación $\partial S_{yy}/\partial y$. Por lo tanto no existe una fuerza neta que pueda producir una circulación fuera de la zona de rompientes, es decir, la variación longitudinal de S_{yy} se opone y por lo tanto cancela el gradiente de presión longitudinal desarrollado por la variación longitudinal en el *set-down* del oleaje, $\partial\eta/\partial y$, generado indirectamente por las variaciones $\partial S_{xx}/\partial y$. Por lo tanto no hay fuerzas netas que puedan inducir corrientes fuera de la zona de *surf* que es donde ocurre el *set-down*.

Dentro de la zona de *surf*, la situación es diferente, ya que la variación longitudinal del *setup* y el gradiente longitudinal a la costa del tensor de radiación actúan en la misma dirección, desde los puntos de mayor altura del oleaje hacia puntos de menor altura. En aguas someras, $\sinh(2kh) \approx 2kh$ por lo que la ecuación [2.35] puede re-escribirse como:

$$S_{yy} = \frac{1}{16}\rho g H^2 \quad [2.100]$$

De acuerdo con Bowen (1969), dentro de la zona de rompientes una vez el oleaje ha roto y comienza a disiparse la energía del oleaje, los gradientes $\partial S_{yy}/\partial y$ y $\partial\bar{\eta}/\partial y$ que actúan conjuntamente producen una fuerza resultante F_y que provoca un flujo de las regiones con mayores alturas de oleaje en rotura hacia las regiones con menores alturas de oleaje en rotura. Esta fuerza neta es:

$$F_y = \rho g (\bar{\eta} + h) \frac{\partial\bar{\eta}}{\partial y} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = \rho g (\bar{\eta} + h) + \frac{1}{8}\rho g H \frac{\partial H}{\partial y} \quad [2.101]$$

Esta fuerza puede actuar tanto a favor como en contra del empuje $\partial S_{xy}/\partial x$. La variación longitudinal de F_y . Con $H = \gamma(\eta + h)$ dentro de la zona de *surf*, por lo que la ecuación para la componente y del flujo de *momentum* es:

$$F_y = \frac{\partial\eta}{\partial y} + \frac{1}{8}\gamma^2 \frac{\partial\eta}{\partial y} \quad [2.102]$$

En esta situación, el gradiente $\partial S_{xx}/\partial y$ deja de compensar al gradiente de presión de la superficie del agua con pendiente como lo hizo fuera de la zona de rompientes, sino que ahora actúa en la misma dirección, de modo que ambos factores se combinan para acarrear agua de las regiones con olas más altas hacia regiones con menos oleaje. Por lo tanto, dentro de la zona de *surf*, ambas fuerzas se combinan para producir el sistema de corrientes que se puede observar en la naturaleza donde el flujo es precisamente desde los puntos de mayor altura de ola hacia puntos de menor altura. Así, se puede generar un patrón de circulación de corrientes de retorno en puntos donde la altura del oleaje y por

lo tanto la magnitud del *setup* son pequeños comparados con regiones vecinas y que provoca que las corrientes longitudinales a la costa converjan, exactamente igual que como se observa en la naturaleza.

Por consiguiente, el patrón de circulación por celdas depende principalmente de la existencia de variaciones de altura del oleaje a lo largo de la costa. La forma más evidente de producir esta variación es, la refracción, que puede provocar el aumento o disminución de la altura del oleaje y por lo tanto, concentrar o dispersar la energía en áreas distintas de una misma playa. Por lo tanto, la posición de las corrientes de retorno y en general, la distribución espacial de las celdas de circulación estará determinada por la refracción y, por lo tanto, la batimetría de la zona cercana a la costa.

La presencia de estructuras de protección costera es otro factor que puede regular los patrones de refracción del oleaje ya que, al proteger determinadas zonas de la costa de la acción directa del oleaje, puede producir importantes variaciones longitudinales de alturas de ola y *setup*. La acción combinada de la refracción y difracción hace que haya menor altura de ola y *setup* en la parte protegida por la estructura que genera corrientes longitudinales que fluyen hacia la parte protegida. Este mismo proceso puede generar corrientes de retorno muy fuertes en las cercanías de espigones y diques. Un ejemplo de esto lo constituye el experimento de laboratorio realizado por Gourley (1974, 1976) en el que relaciona las magnitudes de las corrientes con el gradiente longitudinal de alturas de olas. En la figura 2.28 se muestra como el abrigo del rompeolas genera una variación longitudinal sistemática de la altura del oleaje en rotura H_b dentro de la zona protegida en relación con altura del oleaje en rotura H_b^* fuera de la zona protegida. Como era de esperar, se produjeron variaciones longitudinales del *setup*, siendo más pequeños los valores dentro de la zona protegida. Esto trajo consigo la generación de unas corrientes cuyo flujo fue hacia el interior de la zona protegida, que después fue desviada por el mismo espigón hacia el mar, produciendo así una corriente de retorno.

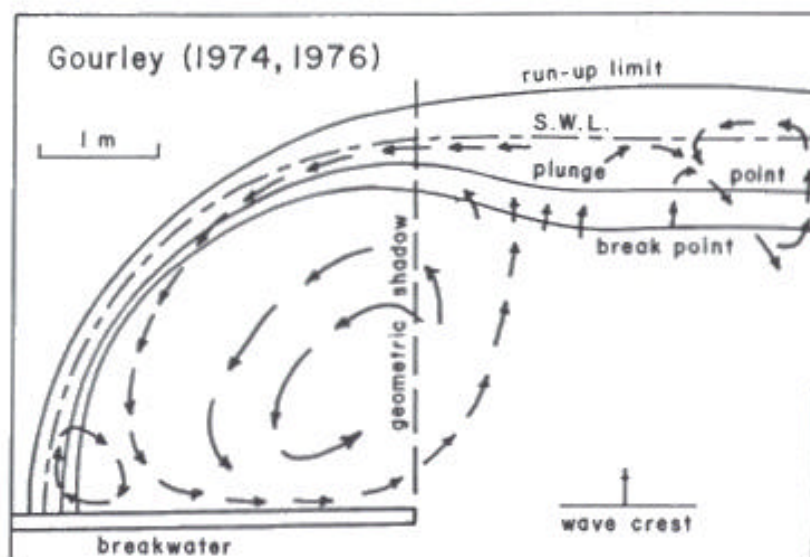


Figura 2.28.- Experimento realizado por Gourley (1974, 1976) para la circulación en la zona cercana a la costa generada por una región abrigada por un rompeolas.

Desde el análisis teórico de Bowen (1969b) de la circulación en celdas, se han propuesto muchos otros mecanismos para explicar la generación de los gradientes longitudinales del tensor de radiación requeridos. Según Tang & Dalrymple (1989), estos mecanismos pueden ser divididos en tres categorías:

- i. Modelos de interacción del oleaje con el fondo.
- ii. Modelos de interacción ola a ola.
- iii. Modelos de estabilidad.

Los modelos de interacción del oleaje con el fondo consideran los efectos de los fondos con batimetrías no uniformes sobre el oleaje incidente y por lo tanto de la distribución longitudinal del *setup*. El mecanismo más obvio es la refracción del oleaje, que puede distribuir de manera no uniforme la energía del oleaje a lo largo de una playa y por tanto variar las alturas de ola y el *setup* asociado a lo largo de la playa. Puede suponerse el caso en el que el oleaje se refracte sobre topografía muy irregular (cañones submarinos, por ejemplo) lo que produciría variaciones longitudinales de altura de ola, estableciendo como resultado una circulación en celdas, donde las corrientes de retorno se favorezcan en regiones de poca altura de ola.

Este comportamiento también podría observarse en las proximidades de estructuras costeras, que pueden afectar al oleaje incidente produciendo variaciones longitudinales en la altura de ola y del *set-up* asociado (Gourley, 1976.; Mei & Lui 1977.; y Sasaki, 1975 entre otros). La refracción y difracción del oleaje debido a la presencia de estructuras costeras produce gradientes longitudinales de altura de ola y *setup*, donde los valores bajos se darían en las regiones al abrigo de dichas estructuras. En algunas situaciones, este proceso puede contribuir al desarrollo de corrientes de retorno fuertes, que pueden observarse frecuentemente en las cercanías de dichas estructuras.

Otro mecanismo para la generación de variaciones en el *setup* por medio de la interacción del oleaje con el fondo fue observado por primera vez en Seagrove, Florida por Sonu (1972) y más tarde modelado numéricamente por Noda (1974). La batimetría en Seagrove consistía de bajos (bancos de arena) y depresiones a lo largo de la playa. Las mediciones de Sonu revelaron que las corrientes hacia la costa en las celdas de circulación se daban sobre los bajos, mientras que las corrientes de retorno se desarrollaban sobre las depresiones (figura 2.29). Tal y como era de esperar, las mediciones mostraron valores mayores de *setup* sobre los bajos que sobre las depresiones. Sin embargo, las alturas de ola fueron longitudinalmente uniformes. Sonu (1972) demostró que estas variaciones en *setup* eran producidas por la diferencia en el tipo de rotura del oleaje; sobre los bajos topográficos, la rotura fue preferentemente tipo *spilling* de manera que la disipación de energía fue continua conforme el oleaje avanzaba a través de la zona de *surf*, mientras que la rotura sobre las depresiones fue de tipo *plunging* por lo que rompían, se reformaban y viajaban a través del resto de la zona de *surf* con crestas relativamente enteras. La rotura tipo *plunging* no generó un *setup* constante, mientras que la rotura tipo *spilling* (más continua) si generó un *setup* más constante, lo que dio lugar a un gradiente longitudinal de *setup* para generar una circulación por celdas.

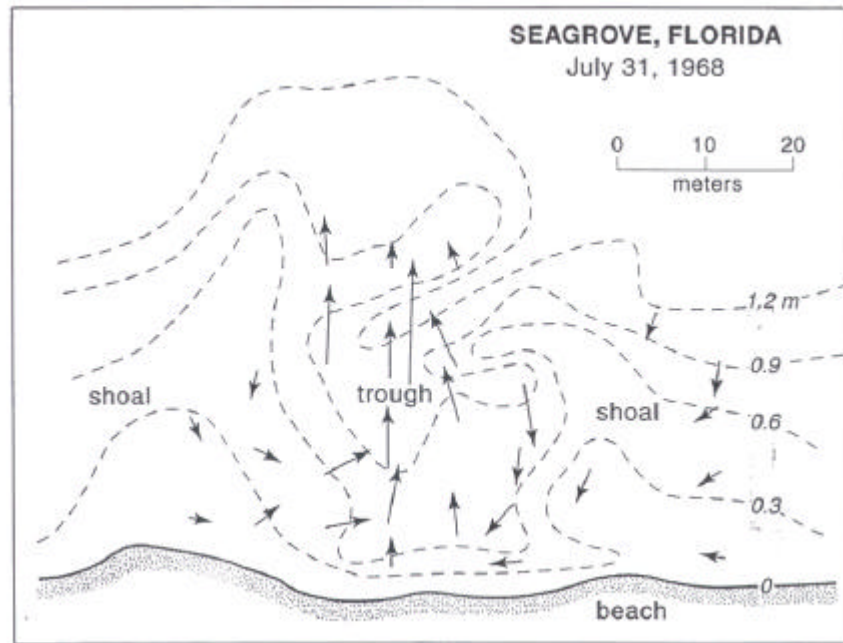


Figura 2.29.- Patrón de circulación y corrientes longitudinales que fluyen desde las posiciones de la cresta de la barra hacia las depresiones, donde convergen y provoca un flujo hacia el mar en forma de corriente de retorno, a pesar de la uniformidad longitudinal de altura de ola en rotura $H_b = 39.5$ cm, $T = 5$ s y $\alpha_b = 0$ (Sonu, 1972).

Los modelos de interacción del oleaje con el fondo pueden explicar muchos casos de sistemas de circulación por celdas. Sin embargo, también se ha observado este sistema y corrientes de retorno en playas largas y rectilíneas con batimetría regular (Shepard & Inman, 1950a, 1950b). Por lo tanto deben de existir otros mecanismos, además de la refracción del oleaje y la presencia de estructuras costeras.

Bowen (1969b) y Bowen & Inman (1969) fueron los primeros en proponer un modelo de interacción ola a ola. Demostraron teóricamente y experimentalmente que el oleaje incidente puede generar en una playa, ondas de borde del mismo periodo que el oleaje incidente (ondas de borde sincrónicas). Las ondas de borde quedan atrapadas en la zona cercana a la costa por la pendiente de la playa que actúa como una guía para el oleaje. Aún cuando las ondas de borde pueden ser tanto progresivas como estacionarias, las ondas estacionarias tienen sus nodos y antinodos fijos tanto longitudinalmente como transversalmente a la playa. La interacción o suma (superposición) de oleaje incidente con dichas ondas de borde produce una alternancia de rompientes altas y bajas a lo largo de la costa dando lugar (ya que tienen el mismo periodo) a un patrón regular de circulación por celdas uniformemente espaciadas.

Dalrymple (1975) sugirió otro modelo de interacción ola a ola que puede producir un patrón de circulación con celdas uniformemente espaciadas en playas largas y regulares. Su mecanismo involucraba dos trenes de oleaje con el mismo periodo pero aproximándose a la playa con ángulos diferentes. El oleaje al intersectarse puede crear variaciones regulares longitudinales a la costa en el nivel medio del agua, tanto dentro como fuera de la zona de *surf*, produciendo una variación a lo largo de la costa en la

altura del oleaje incidente y por lo tanto del *setup* asociado. El modelo de Dalrymple predice una separación de las corrientes de retorno de:

$$\lambda = \frac{L_{\infty}}{(\sin\alpha_{\infty} - \sin\theta_{\infty})} \quad [2.103]$$

donde L_{∞} es la longitud de onda en aguas profundas de los dos trenes de oleaje incidente y α_{∞} y θ_{∞} son los ángulos de aproximación de los oleajes respectivos con respecto de la normal a la playa. Un requerimiento importante de este (y cualquier otro) modelo de interacción ola a ola, además de que los trenes de oleaje que están interactuando tengan el mismo periodo, es que deben tener una relación de fase fija, es decir, las fases no pueden derivar aleatoriamente una con respecto de la otra, ya que las variaciones en el nivel medio del mar se tendrían que promediar en el tiempo. Es importante recalcar que, aunque teóricamente este mecanismo es propicio para generar corrientes de retorno regularmente espaciadas, las circunstancias en las que se basa, muy raramente ocurren en la naturaleza, por lo que normalmente no serán la causa de la generación natural de sistemas de circulación en celdas.

Hino (1974) propuso por primera vez un modelo de inestabilidad para la generación de la circulación por celdas, considerando en sus análisis tanto la capa límite del fondo como inestabilidades hidrodinámicas. Trabajos posteriores se han basado únicamente en inestabilidades hidrodinámicas, considerando todos ellos un fondo rígido (Le Blond & Tang, 1974; Iwata, 1976; Mizuguchi, 1976; Miller & Barcilon, 1978). El mecanismo fundamental sobre el cual se basan estos modelos es en la inestabilidad en el estado básico de uniformidad del *setup* (longitudinalmente independiente) en la zona cercana a la costa. Se estudia la inestabilidad hidrodinámica con perturbaciones de las variables medias encontradas en las ecuaciones de conservación de energía y *momentum*, i.e., la densidad de energía del oleaje incidente, *setup*, disipación de energía y corrientes. Las ecuaciones de orden cero conllevan a soluciones para un *setup* longitudinalmente invariante. Las corrientes de circulación por celdas aparecen en las soluciones de las ecuaciones de primer orden, donde se incluye un acoplamiento entre estas corrientes y el oleaje incidente (Le Blond & Tang, 1974). Las diferencias entre los diferentes modelos de inestabilidad hidrodinámica son básicamente en la forma en que introducen sus ecuaciones de densidad de energía y disipación, así como los criterios usados para identificar separaciones realistas de las corrientes de retorno. De hecho, LeBlond & Tang (1974) sugirieron que las separaciones entre las corrientes de retorno se daban favorablemente en valores que minimizaban la tasa de disipación de energía, normalizada con la energía cinética total del sistema de circulación por celdas. Se realizaron comparaciones entre este modelo con datos de campo y se llegó a la conclusión de que las separaciones predichas eran demasiado largas. Otra comparación entre datos de campo con el modelo de Miller & Barcilon (1978) arrojaron mejores resultados, aunque, como fue apuntado por los autores, los datos de campo utilizados fueron insuficientes para verificar las tendencias predictivas en sus ecuaciones. Su modelo requiere un balance entre la disipación de energía cinética debida a la fricción y la liberación de la energía potencial contenida en el *setup* por medio de perturbaciones infinitesimales.

Los modelos de inestabilidad para la formación de circulación por celdas dan lugar a predicciones que establecen relaciones entre la separación entre corrientes de retorno y anchos de la zona de *surf*. Hino (1974) propone que esta tasa o razón debe de ser del orden de 4, aunque medidas directas en campo han dado un rango muy amplio de valores, que van desde 1.5 a 8 (Short, 1985; Huntley & Short, 1992). Estos estudios de campo han encontrado que hay una correlación estadística muy importante (aunque con gran dispersión en los datos) entre las separaciones de las corrientes de retorno y el ancho de la zona de *surf*, que Huntley & Short (1992) atribuyen al hecho de que el ancho de la zona de *surf* gobierna el modo n de las ondas de borde que domina, que tiene un efecto muy importante en el valor que tomaría la longitud λ_e de la onda de borde. Este razonamiento también puede explicar el porque las corrientes de retorno tienen mayores separaciones en playas bajo condiciones de oleaje severo, debido a que la altura del oleaje incidente es uno de los factores más importantes que regulan el ancho de la zona de *surf*.

La circulación en celdas puede tener una gran influencia en el transporte de sedimentos y un marcado efecto en la batimetría en una playa. Este hecho puede estabilizar las corrientes de retorno, ya que en ciertas posiciones el fondo puede ser erosionado de tal manera que se formen canales que favorezcan la salida de una corriente cuyo flujo sea desde la zona de rompientes hacia mar abierto. Por lo tanto, los sistemas de circulación en celdas también están fuertemente afectados por la topografía del fondo, y no siempre responden libremente a los cambios de las condiciones hidrodinámicas, concretamente del oleaje incidente y de las ondas de borde. Una forma de influencia de la batimetría sobre la formación de sistemas de circulación en celdas fue señalada por Sonu (1972) en una playa de Florida (EEUU), con una batimetría altamente irregular, con bajos topográficos y con canales de salida en dirección a mar abierto alternados. La circulación en celdas se llevó a cabo preferentemente sobre los bajos topográficos, mientras que las corrientes de retorno se localizaron en los canales de salida. En este caso, las alturas del oleaje en rotura eran uniformes a lo largo de la playa, por lo que aparentemente no se favorece la circulación por celdas. Sin embargo, en las cercanías de los bajos topográficos, la rompiente era del tipo *spilling*, por lo que se mantenía rompiendo a lo ancho de la zona de *surf*, mientras que el oleaje entrando por los canales de las corrientes de retorno tenía una rompiente tipo *plunging*, en una zona estrecha en las cercanías de la barra, y luego viajaba el resto de la zona de *surf* en forma de ola reformada. Las medidas realizadas por Sonu (1972) revelaron que había más *setup* en las zonas de rompiente tipo *spilling* que en las de tipo *plunging*, justo en las posiciones de las corrientes de retorno. Así, suponiendo una altura uniforme del oleaje en rotura a lo largo de la zona de rompientes, pero considerando un fondo ondulatorio, Sonu (1972) demostró teóricamente que la circulación por celdas se puede producir.

Este trabajo puso de manifiesto que se pueden producir y mantener corrientes de retorno aún cuando haya uniformidad longitudinal de la altura del oleaje en rotura, mientras haya una topografía que favorezca la circulación en celdas. En este punto, ha surgido una polémica interesante entre diversos investigadores, pues en base a las observaciones de Sonu (1972), se pensó que la topografía ejercía un control dominante sobre la circulación en la zona de rompientes, por lo que debía ser la topografía la que genera la circulación en celdas. Sin embargo, otra corriente de pensamiento señala que debe cuestionarse el hecho de cómo fue que se formó una batimetría que favorezca este patrón de circulación, si no es por una circulación en celdas que lo tuvo que haber formado. En todo caso, parece ser que lo más probable es que la circulación en celdas se

haya formado antes por medio de uno o más de los mecanismos hidrodinámicos antes discutidos de manera que haya una reconfiguración *a posteriori* de la batimetría de la playa, que más adelante sea el factor principal que regula o controla la circulación en la zona cercana a la costa. De cualquier modo, parece que la generación de circulación por celdas en una playa cualquiera es debida a alguno o a la combinación de los mecanismos anteriores.

Diversos autores argumentan que las interacciones del oleaje con el fondo son el principal mecanismo de generación de corrientes de retorno. Sin embargo, la circulación por celdas también se da en costas abiertas y regulares. Otra objeción obvia en la propuesta de los modelos de interacción del oleaje con el fondo es la inexplicada generación inicial de los bajos y las depresiones que determinan la circulación por celdas. Es más razonable pensar que estas irregularidades topográficas sean el producto de la circulación por celdas. Sin embargo, una vez desarrollada, la topografía pasa a ser el parámetro principal que controla los modelos de interacción del oleaje con el fondo.

2.5.3.- Corriente de resaca (*Undertow*)

La masa de agua transportada en dirección a la costa por el oleaje en rotura en la zona de *surf*, se puede compensar por un flujo de retorno en dirección hacia el mar, conocido como flujo de resaca o *undertow* (figura 2.30). El *undertow* consiste en una corriente de fondo fluyendo en dirección hacia el mar, confinada principalmente en la región por debajo del nivel de senos, como se indica en la figura siguiente, y que es alimentado por el transporte de la masa de agua traída por el oleaje en rotura.

Este fenómeno es mucho más evidente en situaciones bidimensionales como en canales de oleaje, que en ambientes naturales, pues en una playa tridimensional, el flujo de resaca puede en parte estar incluido en las corrientes de retorno, que también se discutirán en el apartado de corrientes.

La presencia de las corrientes de resaca está directamente relacionada con la elevación del nivel medio del agua dentro de la zona de *surf*: el *setup*. Esta elevación produce un gradiente de presión en la columna del agua en dirección al mar que en promedio es balanceado por el exceso de flujo de *momentum* de las olas en dirección a la costa. Sin embargo, este balance varía con la profundidad, con la presión del agua sobrealanceando el *momentum* del oleaje cerca del fondo, por lo que las velocidades del agua asociadas a la corriente de resaca son mayores cerca del fondo.

Dyhr-Nielsen & Sørensen (1970) proponen que el *undertow* puede ser el responsable del transporte transversal a la costa en una tormenta y que tiene gran importancia en la formación de barras prelitorales sumergidas.

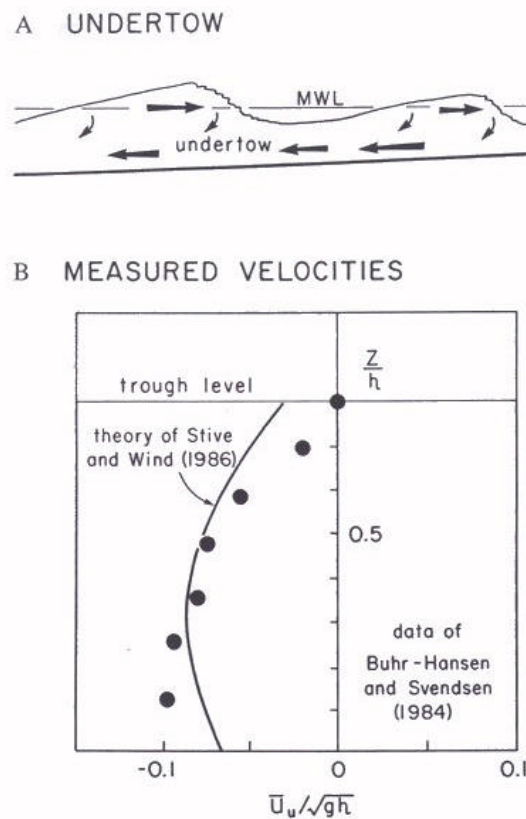


Figura 2.30.- (A) *Undertow* o flujo de resaca en la zona de *surf*. Representa al un flujo compensatorio del transporte de masa con dirección a la costa, producido por el oleaje. (B) Medidas en laboratorio del *undertow* realizadas por Hansen & Svendsen (1984). La velocidad del flujo de resaca ha sido adimensionalizada por la celeridad del oleaje en aguas someras (Stive & Wind, 1986).

2.5.4.- Corrientes debidas a la combinación de oleaje oblicuo y variaciones longitudinales de *setup*

La condición más general de la circulación en la zona cercana a la costa es la generada por una combinación de oleaje incidente rompiendo oblicuamente en la playa y variaciones longitudinales del *setup* del oleaje. O'Rourke y LeBlond (1972) llevaron a cabo un estudio de corrientes longitudinales dentro de una bahía semicircular y demostraron que, además de oleaje oblicuo y variaciones longitudinales del *setup*, las variaciones longitudinales en los ángulos de la rompientes también pueden afectar a la circulación en la zona cercana a la costa. Keely & Bowen (1977) aplicaron los análisis de O'Rourke & LeBlond (1972) a medidas de campo obtenidas a lo largo de una playa de más de un kilómetro de longitud, encontrando que las corrientes eran dominadas por una incidencia oblicua del oleaje, donde aproximadamente un 10% de la fuerza de la corriente era una contribución conjunta de los términos $\partial H_b / \partial y$ y $\partial \alpha_b / \partial y$. Encontraron además pequeñas celdas de circulación superpuestas a la corriente, producidas probablemente por ondas de borde.

Keely (1977) demostró que existía una correspondencia entre los patrones de circulación de las corrientes longitudinales a gran escala y el desarrollo de topografía

rítmica (*cusps*) también a gran escala. Esto de nuevo hace ver la importancia de las interacciones entre las corrientes en la zona cercana a la costa y la topografía de la playa. Komar (1971) analizó una situación inusual observada en estudios de laboratorio de líneas de orilla con topografía rítmica, donde un sistema de circulación por celdas con corrientes de retorno reconfiguró la playa, formando *cusps* y bahías. Sin embargo, se llegó a una condición de equilibrio en la cual la aproximación oblicua del oleaje a los flancos de los *cusps* se oponía a las variaciones longitudinales de las alturas de ola y *setup* que estaban impulsando la circulación por celdas. Por lo tanto, los mecanismos para la generación de corrientes longitudinales estaban presentes y operando al mismo tiempo, pero oponiéndose y balanceándose el uno al otro, de manera que no había corrientes presentes. En base a esto, Komar (1975) realizó un análisis más general de corrientes longitudinales impulsadas por la combinación de oleaje oblicuo en rotura y variaciones longitudinales a la costa de alturas del oleaje y *setup*. Derivó una expresión para la velocidad de la corriente en la posición media de la zona de *surf*, modificando ligeramente la expresión original (ecuaciones [2.85] y [2.86]):

$$\bar{v} = 1.17\sqrt{gH_{br}}\sin\alpha_b \cos\alpha_b - a\sqrt{gH_{br}}\frac{\partial H_b}{\partial y} \quad [2.104]$$

donde $a = \frac{\pi\sqrt{2}}{C_f\gamma^{5/2}}\left(1 + \frac{\gamma^2}{8}\right)$

Como se puede ver, el primer término es idéntico al de las ecuaciones [2.85] y [2.86] para la corriente longitudinal generada por un oleaje oblicuo (α_b), mientras que el segundo término es la aportación de la variación longitudinal de las alturas del oleaje en la rompiente $\partial H_b/\partial y$, que a su vez, determina el gradiente longitudinal de las elevaciones del *setup*. Si el gradiente longitudinal $\partial H_b/\partial y$ es negativo, ayudará a la corriente generada por la rotura del oleaje oblicuo, mientras que si es positivo, se opondrá y por tanto reducirá la corriente generada por la rotura del oleaje oblicuo. Este es el caso observado por Komar (1971) anteriormente descrito, en el que ambos términos estaban balanceados, por lo que no había una corriente neta.

Aún cuando puede haber un balance de fuerzas impulsoras de la corriente longitudinal en la posición media de la zona de *surf*, puede no existir en otras posiciones. Komar (1975) propone una solución completa para la distribución de las velocidades a lo ancho de la zona de *surf*, que es en realidad una modificación de la solución de Longuet-Higgins (1970b), en la que incluye el término de la variación longitudinal a la costa del *setup* $\partial\bar{\eta}/\partial y$. Obviamente cuando este término es igual a cero, entonces la solución es idéntica a la propuesta por Longuet-Higgins (1970b) en la que la corriente longitudinal solo es impulsada por la incidencia oblicua del oleaje. Con $\partial\bar{\eta}/\partial y = -0.0005$ la superficie del agua tiene una pendiente hacia abajo en el sentido positivo de la dirección y , que es la misma de la componente longitudinal a la costa del oleaje oblicuo, de manera que ambas fuerzas se suman para producir una corriente longitudinal más fuerte. Para valores positivos del gradiente $\partial\bar{\eta}/\partial y$, la pendiente de la superficie del agua se opondrá a la componente longitudinal a la costa del oleaje oblicuo, por lo que la

magnitud de la corriente se verá disminuida. En el análisis de Komar (1975), con un valor de $\partial\bar{\eta}/\partial y = 0.0025$, la magnitud de ambas fuerzas es muy parecido, por lo que se balancean y el resultado es una corriente muy débil (figura 2.31). Se puede observar una corriente residual de mayor intensidad cercana a la línea de orilla y fluyendo en dirección contraria a la corriente más allá del punto medio de la zona de *surf*. Este resultado indica que se puede alcanzar una condición cercana al equilibrio en la zona de *surf*, tal y como fue observado por Komar (1971). Este es el caso para una playa con pendiente uniforme, pero en caso de que su perfil tenga barras, la situación se vuelve más compleja ya que, por lo regular, las olas romperán en la cresta de la barra, por lo que el flujo (en dirección a la playa) de la componente longitudinal del flujo de *momentum* del oleaje S_{xy} se concentrará sobre la barra, mientras que el gradiente longitudinal del *setup* $\partial\bar{\eta}/\partial y$ tendrá lugar un poco más cerca de la línea de orilla, concretamente en la depresión posterior a la cresta de la barra, por lo que la naturaleza de la distribución de las corrientes longitudinales dependerá entonces de los mecanismos de mezcla horizontal.

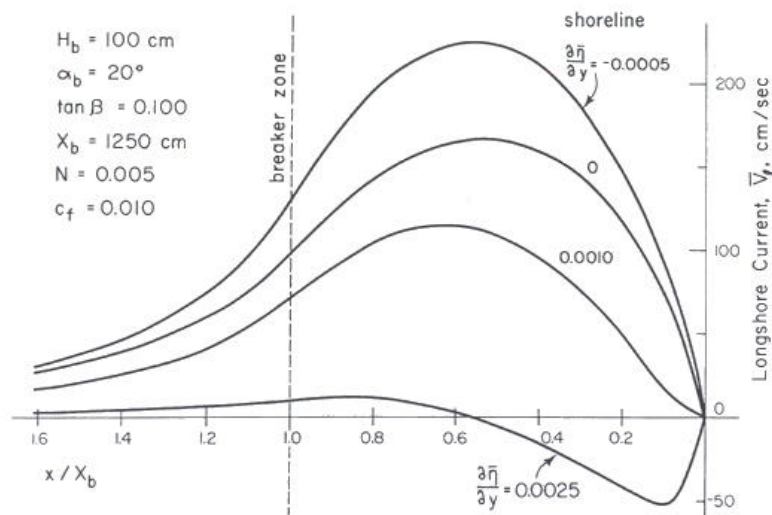


Figura 2.31.- Soluciones para la distribución de la corriente longitudinal en la zona de *surf*, afectada por la variación longitudinal del *setup* y por la incidencia de oleaje oblicuo (Komar, 1975).

Hasta el momento se han discutido brevemente los mecanismos de generación de corrientes costeras debidas a la incidencia de oleaje oblicuo o por variaciones longitudinales a la costa de alturas de ola y por lo tanto de *setup*. Sin embargo no son los únicos factores que pueden impulsar una corriente costera. Aunque no será discutido en detalle en la presente tesis, también debe considerarse al viento como mecanismo impulsor de corrientes, aunque en el caso de las corrientes costeras, es difícil separar las corrientes generadas directamente por la acción del viento de aquellas generadas por el oleaje. En el caso de que haya un viento soplando a favor de las corrientes generadas por el oleaje, la corriente resultante será mayor que la predicha por las ecuaciones [2.85] y [2.86], en las que sólo se tienen en cuenta las alturas y los ángulos de aproximación del oleaje.

Algunos estudios han intentado aplicar análisis de multiregresión para la predicción de corrientes longitudinales (Harrison & Krumbein (1964), Brebner & Kamphuis (1964), Harrison (1968), Allen (1974) y Nummedal & Finley (1978) entre otros), en los cuales es posible incluir los efectos del viento así como los de los ángulos y alturas del oleaje. No obstante, como sugiere Komar (1976), los resultados que tales análisis empíricos dan, probablemente son tan solo aplicables a las playas donde se realizaron los experimentos. Las ecuaciones propuestas generalmente difieren en la importancia relativa que dan a los factores involucrados, pero la mayoría encuentra la dependencia esperada en las alturas de ola y en los ángulos del oleaje en la rompiente.

Es interesante mencionar los análisis que incluyen el efecto directo de los vientos costeros, ya que este es un factor que no se incluye en los análisis previamente mencionados. Nummedal & Finley (1978) encontraron que la componente longitudinal de la velocidad del viento contribuía en la varianza de la corriente longitudinal (aunque las alturas y los ángulos fueron medidos visualmente, lo que pudo subestimar el cálculo de la corriente generada por el oleaje). Esta fuerte dependencia del viento puede interpretarse implícitamente en la dependencia que existe con el oleaje, pero sigue demostrando que los vientos costeros pueden influir en gran medida en la magnitud de las corrientes longitudinales. Esto fue demostrado posteriormente en los estudios de Hubertz (1986) en el centro de estudios de campo del CERC, en Duck, Carolina del Norte, EEUU. Sus análisis mostraron una relación directa entre las corrientes longitudinales medidas y la velocidad media del viento, verificando que las olas que alcanzan la costa no son el único mecanismo de generación de corrientes en la zona cercana a la costa.

Otro fenómeno detectado más recientemente que puede provocar pulsaciones en la zona de rompientes y por tanto afectar las corrientes costeras generadas, es la existencia de ondas de cizalla, llamadas así por su modo de formación. Oltman-Shay *et al.* (1989) junto con Bowen & Holman (1989) presentaron las observaciones en campo y el modelo matemático de las propiedades de las oscilaciones de estas ondas de cizalla dentro de la corriente longitudinal a la costa. Durante las medidas (ver figura 2.32) se pueden ver unas fuertes pulsaciones de la corriente en las series de tiempo de las componentes u y v de la corriente longitudinal debido a la presencia de estas ondas de cizalla.

Se puede observar que las oscilaciones son más marcadas en la componente longitudinal que en la componente transversal, donde podían quedar ocultas debido al flujo oscilatorio asociado al oleaje. Se encontró que estas oscilaciones en la magnitud de la corriente eran desde unos 100 segundos hasta intervalos que van desde 5 a 10 minutos. El estudio combinado de medidas en campo y su desarrollo matemático establecieron que los pulsos observados representan una nueva clase de ondas en la zona costera que dependen de las inestabilidades de la cizalla horizontal de las corrientes longitudinales, es decir, en $V_x = dv/dx$ (siendo x la coordenada transversal a la costa), que da lugar a la vorticidad del flujo V_x/h (siendo h la profundidad local). La figura 2.33 muestra como el mínimo de la vorticidad depende de los patrones combinados de la cizalla en la corriente longitudinal y la variación de la profundidad del agua h a lo largo del perfil de playa.

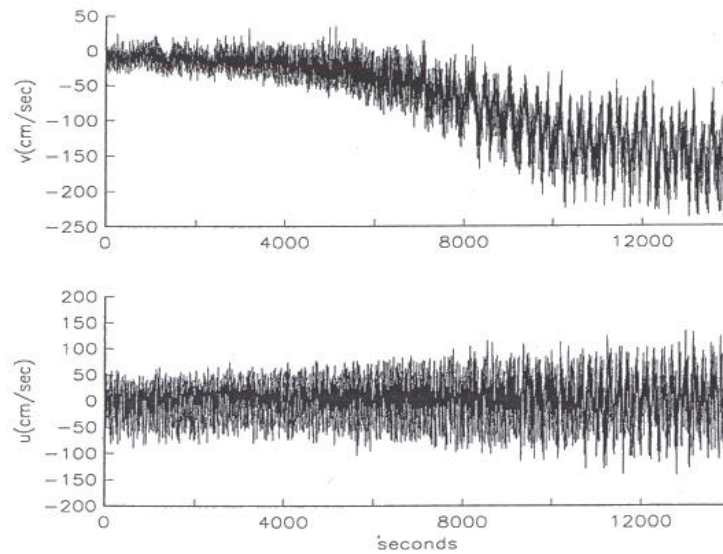


Figura 2.32.- Series de tiempo para la corriente (a) longitudinal y (b) transversal a la costa medidas en la zona de *surf*, en la *field research facility* (FRF) el 10 de Octubre de 1986). Las marcadas oscilaciones en la componente longitudinal se debe a la presencia de ondas de cizalla (Oltman-Shay *et al.*, 1989).

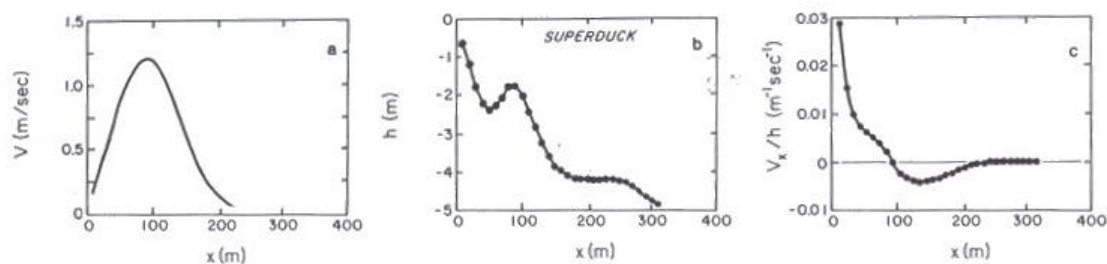


Figura 2.33.- Cálculo del perfil transversal de la vorticidad $V_x/h = (dV/dx)/h$ de la corriente longitudinal medida en la FRF, que depende del perfil de la corriente longitudinal V y de la profundidad h , es decir, del perfil de playa. Las ondas de cizalla se desarrollan debido a inestabilidades dentro de la zona de cizalla (dV/dx) al costado (hacia el mar) de la vorticidad mínima (Bowen & Holman, 1989).

Del mecanismo de formación de las inestabilidades de cizalla de la corriente y la subsecuente generación de ondas de cizalla se deduce que su formación se favorecerá en perfiles con barras (que desarrollan una zona de cizalla en las velocidades, y son las que producen las inestabilidades) antes que en perfiles suaves. Ya que las ondas de cizalla juegan un papel muy importante en la forma del perfil transversal a la costa de la corriente longitudinal, es posible que la componente transversal de estas pulsaciones juegue un papel importante en los mecanismos de mezcla en la zona de rompientes (Dodd, Oltman-Shay & Thornton, 1992; Church, Thornton & Oltman-Shay, 1992 entre otros).