

## CAPITULO 4 FLUJOS OSCILATORIOS

### 4.1.- Conceptos Básicos

Cuando se trata del transporte de sedimentos por parte del viento o del agua en general se piensa que este movimiento se efectúa en una dirección determinada y que ella se mantiene durante todo el tiempo en forma invariable. Aun en el caso de los ríos que presentan al fluido constreñido por un canal, el flujo es realmente tridimensional ya que sufre variaciones en los tres ejes de coordenadas. Sin embargo, uno puede suponer una dirección de movimiento general a nivel de valores medios. En cambio, cuando el transporte de sedimento se produce en el mar, esas condiciones cambian abruptamente ya que por las características de los procesos que allí ocurren, gran parte de los movimientos son oscilatorios. Es decir que el flujo cambia de dirección dentro de un intervalo de tiempo regular definido por la periodicidad del fenómeno al que está asociado. Estos procesos pueden ser involucrados en general dentro del marco de la teoría de ondas de las cuales rescatamos como principales fuentes de energía a las mareas y a las olas gravitatorias. La Fig.4.1 presenta los principales tipos de ondas observables en el océano, sus *fuerzas generadoras* y *restitutivas*, y la energía relativa que cada una de ellas lleva asociada.

Por fuerzas generadoras se entiende a aquellas, como el caso del viento o la atracción gravitatoria del sol y la luna, que producen un desplazamiento de la interfase de su posición de reposo. Ese desplazamiento que se representa por el perfil de la onda (Fig. 4.2) indica el nivel de energía que es transferido por el factor generado al fluido. Por otro lado, las fuerzas restitutivas son aquellas que tratan de volver el fenómeno a su estado de equilibrio inicial. En el caso particular de las ondas, estas fuerzas intentan volver la superficie de la interfase a su nivel de reposo.

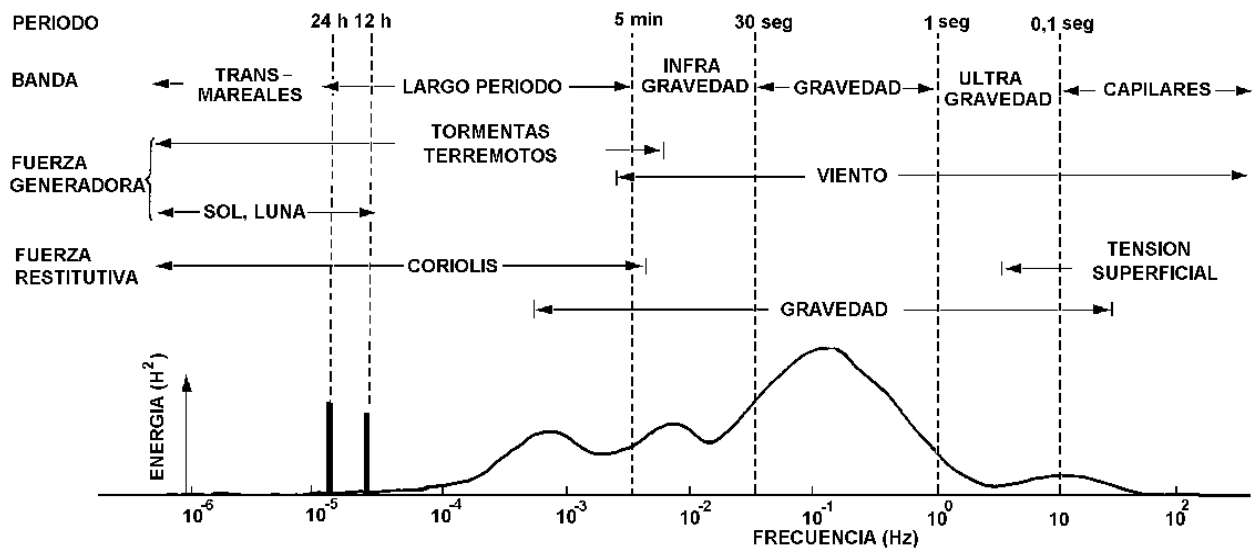


Fig.4.1.- Relación entre los distintos tipos de ondas, sus fuerzas generadoras y restitutivas, y el orden de su energía relativa (modificado de Kinsman, 1965).

El movimiento sinusoidal que induce el transporte de energía asociado a las ondas en general da lugar a movimientos orbitales que pueden asimilarse localmente a flujos unidireccionales. El caso típico es el de las corrientes de marea dentro de un canal donde por cierto intervalo de tiempo, del orden de 5 o 6 horas, las parcelas de agua se mueven en una dirección general media similar a lo que ocurre en los ríos. Pero en determinado momento la dirección se revierte alrededor de 180°.

Con respecto al transporte de sedimentos en flujos oscilatorios, el interés de este texto está dirigido hacia lo que sucede dentro de la capa límite producida por ellos. No obstante, es necesario hacer una introducción general a la teoría de olas con el objeto de dar al lector los elementos básicos para el entendimiento de aquellos procesos. Además se incluyen aportes iniciales sobre mareas y la interacción entre olas y corrientes.

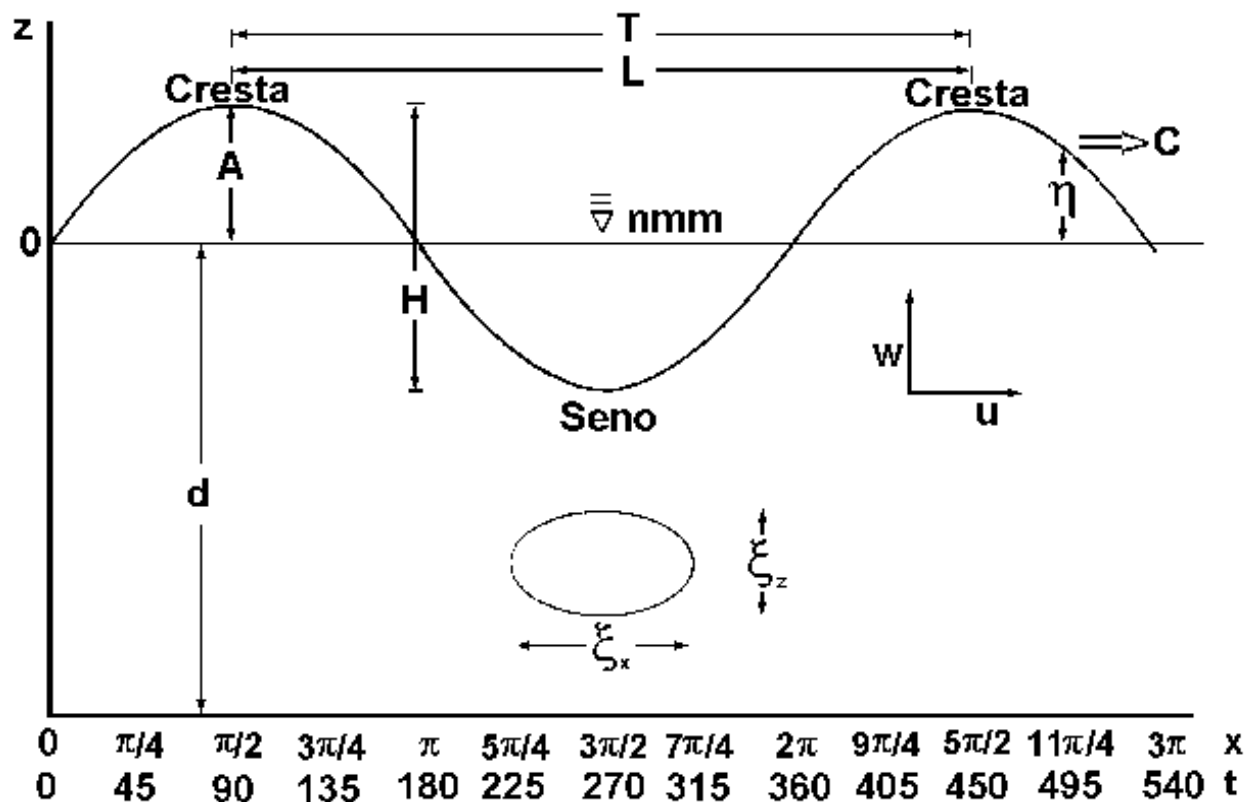


Fig.4.2.- Diagrama de definiciones de una onda.

#### 4.2.- Teoría de Olas

Dentro de los diversos tipos de ondas se suele estar más familiarizado con las olas generadas por el viento, en especial cuando estas se acercan a una playa. Justamente, las definiciones se basarán en las olas gravitacionales (Fig. 4.1) pero la mayor parte de las mismas pueden trasladarse fácilmente a otros tipos de ondas.

Las olas son ondas superficiales originadas por el viento en mar abierto donde adquieren sus características básicas (período, dirección, energía, etc.). En realidad son perturbaciones en la interfase agua-aire que se trasladan desde el *área de generación* hasta la *zona de rompiente* en la costa. A lo largo de su trayecto se interrelacionan con vientos, corrientes y/u otras olas de tal forma que algunas de sus características sufren modificaciones y en algunos casos las hacen desaparecer. El nombre de *gravitatorias* se deriva de la fuerza restitutiva que actúa sobre la perturbación a los efectos de volver la superficie a su nivel de reposo.

La propiedad principal de las olas es la de representar un movimiento periódico, o en otras palabras, el movimiento se repite luego de un intervalo de tiempo fijo para un observador ubicado en un lugar preestablecido. La Fig.4.2 es un esquema representativo de la notación empleada y de los elementos constitutivos de una onda clásica. La representación matemática de una onda superficial se da en función del desplazamiento de la superficie del mar (O) desde su posición de reposo. De la teoría lineal de olas resulta que dicha función tiene la forma

$$\eta(x,t) = A \cos(kx - \sigma t) \quad [4.1]$$

donde A es la *amplitud de la ola*, que para este caso en particular es  $A = H/2$ ; k es el *número de onda* ( $= 2\pi/L$ ) siendo L la *longitud de onda*, y  $\sigma$  es la *frecuencia angular de la onda* ( $= 2\pi/T$ ) con T el *período de la onda*. Definimos más estrictamente a L como **la distancia entre dos elementos o puntos similares de la onda**, p.e., entre cresta y cresta o seno y seno (Fig.4.2); mientras que el período es el **tiempo que tardan en pasar por un punto fijo dado dos elementos o puntos**

**similares consecutivos de una onda.** La longitud de onda y el período de la misma están relacionados entre sí a través de la *velocidad de traslación de la ola* (C).

$$C = \frac{L}{T} = \frac{\sigma}{k} \quad [4.2]$$

La ec. [4.1] suele llevar a confusión a aquellos con escaso manejo matemático, por lo tanto se dirá que esa es la expresión general de la ola, pero cuando se quiere dibujar a una ola de este tipo se debe establecer la coordenada que interesa representar. Por ejemplo, para la forma de  $O = f(t)$  se emplea

$$\eta(t) = A \cos(\sigma t)$$

o bien para el caso de  $O = f(x)$  es

$$\eta(x) = A \cos(kx)$$

Aquí se muestra a la ola en su forma bidimensional (x,z), una forma más generalizada debería incluir además términos en el eje y, pero para el presente análisis se supondrá que las olas tienen crestas muy largas y que las variaciones de sus propiedades a lo largo de y son = 0. El signo de Ft en [4.1] es indicativo de la dirección de desplazamiento de la ola. Se ha tomado como convención que cuando el movimiento es hacia la derecha tendremos -Ft y será +Ft cuando la propagación se hace hacia la izquierda.

Para obtener los diferentes elementos representativos de las olas se derivarán sus ecuaciones en base a la teoría lineal de olas desarrollada por Airy (1845). Esta teoría se puede aplicar con bastante acierto en aguas profundas e intermedias pero no puede predecir con exactitud los procesos que ocurren cuando la ola se ve afectada por la cercanía del fondo. Sin embargo, a los fines didácticos es mucho más simple de explicar que otras más exactas pero complejas a las que se hará referencia a medida que se encuentren problemas que la teoría lineal no puede resolver.

Como se indicara anteriormente, las olas en realidad son perturbaciones de la superficie de un fluido representadas por la energía de esa perturbación que se ve en función de su altura. De esta forma se dirá que cuando una ola se mueve no lo hace el agua sino que es la energía la que se traslada. Surge entonces que existen dos tipos de olas: las *progresivas* y las *estacionarias*. Las primeras son casi todas las olas y en ellas se transmite la perturbación a lo largo de la superficie de discontinuidad. En cambio, en las olas estacionarias la energía está contenida dentro de su longitud de onda y no sufre desplazamientos. Estas últimas son olas que se encuentran contenidas dentro de bordes bien definidos como ser un estuario o lago. Veamos entonces un tren de olas de tipo progresivo que se mueve sobre un fondo plano, horizontal e impermeable, entonces las suposiciones básicas de la teoría lineal son las siguientes:

- 1) El flujo es de tipo bidimensional.
- 2) El flujo es incompresible, es decir que por la ec. [3.10] tenemos

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad [4.3]$$

donde u y w son respectivamente las componentes horizontal y vertical de la velocidad orbital.

- 3) El flujo es irrotacional, lo cual quiere decir que las partículas individuales no rotan sobre su eje sino que en todo momento mantienen su posición en el espacio, siendo representado por la relación de vorticidad

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad [4.4]$$

- 4) El fluido no posee fricción interna o viscosidad, siendo esto real salvo muy cerca del fondo.

Si estas suposiciones son válidas, se puede representar a las componentes horizontal y vertical de la velocidad a través de la función *velocidad potencial*  $M = M(x,z,t)$  de forma tal que

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad [4.5a]$$

$$w = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad [4.5b]$$

La velocidad potencial es la velocidad que posee el flujo cuando no es afectado por cualquier tipo de fricción y en todo momento es perpendicular a las líneas de corrientes que se describió en el Capítulo 3. Si se reemplazan las ecuaciones [4.5] en [4.3] se obtiene la *ecuación de Laplace* para continuidad en función de la velocidad potencial

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \nabla^2 \Phi = 0 \quad [4.6]$$

Cualquier tipo de solución de la ec. [4.6] debe obedecer a una serie de condiciones de contorno específicas. Para el caso de las olas estas son:

a) Se considera que el fondo es impermeable, no hay movimiento de agua a través del mismo, por lo tanto

$$w = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \equiv 0 \quad \text{en } z = -d \quad [4.7]$$

b) Por otro lado, el agua siempre está contenida dentro de su superficie de forma tal que las partículas se mueven a la misma velocidad con que cambia de forma la superficie del mar

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \equiv w \quad \text{en } z = \eta \quad [4.8]$$

c) En la superficie, la presión (p) se obtiene a través de la *ecuación de Bernoulli* como

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + gz \quad [4.9]$$

d) Por último se supone además que la *pendiente de la ola* es pequeña ( $H/L \ll 1$ ) y que la profundidad del agua es mucho mayor que la altura de la ola ( $d/H \gg 1$ ).

La solución de la ec. [4.6] empleando las condiciones de contorno indicadas es

$$\Phi = -AC \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin(kx - \sigma t) \quad [4.10]$$

A partir de [4.10] se puede entonces obtener todos los parámetros de la ola como ser

$$\sigma^2 = gk \tanh(kd) \quad [4.11]$$

o expresada de otra manera queda

$$C^2 = \frac{g}{k} th(kd) \quad [4.12]$$

A su vez sabiendo que  $C = L/T$  y que  $k = 2B/L$ , [4.12] se transforma en

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} th(kd) \quad [4.13]$$

Las velocidades orbitales se hallan directamente de las definiciones originales [4.5]

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = A\sigma \frac{ch[k(d+z)]}{sh(kd)} \cos(kx - \sigma t) \quad [4.14a]$$

$$w = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = A\sigma \frac{sh[k(d+z)]}{sh(kd)} \sen(kx - \sigma t) \quad [4.14b]$$

Para obtener la *aceleración* tanto horizontal como vertical basta con derivar las ecs. [4.14] con respecto al tiempo

$$a_x = \frac{\partial u}{\partial t} = A\sigma^2 \frac{ch[k(d+z)]}{sh(kd)} \sen(kx - \sigma t) \quad [4.15a]$$

$$a_z = \frac{\partial w}{\partial t} = -A\sigma^2 \frac{sh[k(d+z)]}{sh(kd)} \cos(kx - \sigma t) \quad [4.15b]$$

Si en lugar de derivar, se integra en el tiempo las ec. de velocidad orbital se obtienen los *desplazamientos horizontal y vertical*

$$\xi_x = \int u dt = -A \frac{ch[k(d+z)]}{sh(kd)} \sen(kx - \sigma t) \quad [4.16a]$$

$$\xi_z = \int w dt = A \frac{sh[k(d+z)]}{sh(kd)} \cos(kx - \sigma t) \quad [4.16b]$$

La *órbita de una partícula* se puede obtener elevando al cuadrado las ec. [4.16] y resolviendo cada una de ellas por el seno y coseno y luego sumando. Teniendo en cuenta que  $\sen^2 + \cos^2 = 1$  queda

$$1 = \frac{\xi_x^2}{A^2 \frac{ch^2[k(d+z)]}{sh^2 kd}} + \frac{\xi_z^2}{A^2 \frac{sh^2[k(d+z)]}{sh^2 kd}} \quad [4.17]$$

La curva resultante es una elipse cerrada que representa el movimiento de una partícula de agua durante el pasaje de la perturbación a una profundidad  $z$  cualquiera. El primero de los términos de la derecha representa al eje mayor de la elipse y el otro al eje menor.

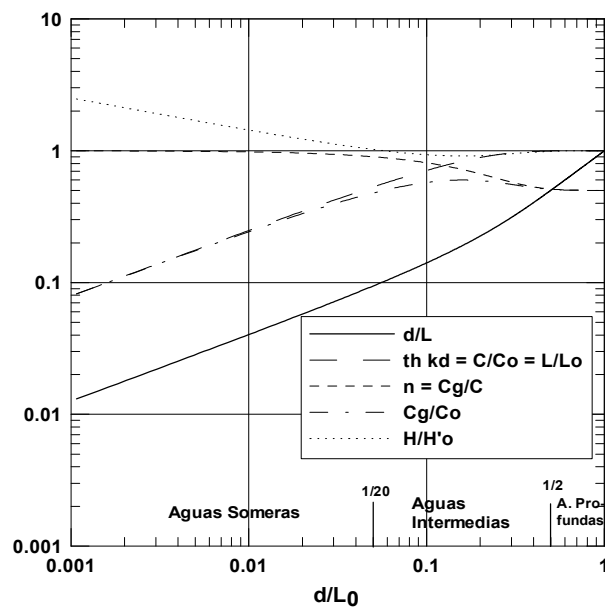


Fig.4.3.- Variaciones de los parámetros de la ola en función de  $d/L_0$ .

Todas las ecuaciones dadas hasta el momento representan el caso general de la onda para la teoría lineal de Airy y las mismas están resumidas en la Tabla 4.1 para condiciones de aguas intermedias. La aplicación directa de ellas a todos los casos puede resultar bastante complicada aún empleando las tablas que existen al efecto (p.e., US Army Corps of Engineers, 1977, volumen III). Pero para determinadas condiciones de interés se pueden hacer aproximaciones valideras. Estas aproximaciones se basan en el cociente de *profundidad relativa*  $d/L$ , donde en este caso  $L$  es la longitud de la onda en el lugar donde se define  $d$ . En la literatura se pueden encontrar que algunos autores prefieren emplear  $d/L_0$ , donde  $L_0$  es  $L$  en aguas profundas. En general se dirá que cualquier variable es de aguas profundas cuando posea el subíndice "o", mientras que será de aguas someras si su subíndice es "s". Si no posee subíndice se refieren al caso general o de aguas intermedias. La separación entre aguas intermedias y las otras dos se determina por

$$\frac{d}{L_0} \geq \frac{1}{2} = 0,5 \quad \text{aguas profundas}$$

$$0,5 > \frac{d}{L_0} > \frac{1}{20} = 0,05 \quad \text{aguas intermedias}$$

$$\frac{d}{L_0} \leq \frac{1}{20} = 0,05 \quad \text{aguas someras}$$

La Fig.4.3 muestra las variaciones que se producen en los diferentes parámetros de la ola a medida que esta pasa de condiciones de aguas profundas a someras. Conviene observar que sucede con las órbitas en aguas profundas. En estas condiciones el término  $kd$  es muy grande por lo tanto  $\sinh kd \approx \cosh kd = e^{kd/2}$  y obviamente la  $\tanh kd$  tiende a 1. Si se aplican estas aproximaciones a la ec. [4.17] se obtiene

$$1 = \frac{\xi_x^2}{A^2 e^{2kz}} + \frac{\xi_z^2}{A^2 e^{2kz}} \quad [4.18]$$

Lo cual resulta ser la ecuación de un círculo cuyo radio es  $A e^{kz}$  (Fig.4.4a). El hecho de que el radio del círculo sea proporcional a la profundidad implica que si bien la forma no va cambiar con ella sí lo hará su tamaño. Analizando la relación se ve que para una profundidad  $z = -L/2$  se tiene un radio de solo un 4% del radio en superficie y para  $z = -L$  el mismo será de 0,2%. Lo cual demuestra que el efecto del pasaje de una ola sobre un objeto debajo del agua será apreciable solamente si el objeto se encuentra a una distancia de la superficie menor que la mitad de la longitud de la ola que pasa por el sitio. Por debajo de esta profundidad todo movimiento debido a la ola es despreciable. Este concepto tiene una importancia crucial a la hora de establecer la capacidad de las olas para poner en movimiento y transportar al sedimento. A profundidades mayores que  $L/2$ , la ola es incapaz de movilizar el sedimento de fondo.

En cambio para aguas someras ( $d/L_0 \neq 0,05$ ) las funciones hiperbólicas tienen un comportamiento diferente al caso anterior. El  $\text{ch}(kd)$  tiende a 1 mientras que el  $\text{sh}(kd)$  tiende a  $kd$ , implicando que la  $\text{th}(kd)$  también tiende a  $kd$ . Con estas aproximaciones aplicadas a las ecuaciones en aguas intermedias la ec [4.17] resulta

$$1 = \frac{\xi_x^2}{\frac{A^2}{(kd)^2}} + \frac{\xi_z^2}{\frac{A^2 [k(d+z)]^2}{(kd)^2}} \quad [4.19]$$

Esta es la ecuación de una elipse peculiar ya que el eje mayor es independiente de  $z$ , por lo tanto se mantiene siempre constante no importa donde se ubique en la columna de agua. Mientras que el eje menor se reduce rápidamente de forma tal que en  $z = -d$ , el término de desplazamiento vertical será cero (Fig.4.4b). Entonces, el movimiento del agua sobre el fondo será únicamente de vaivén.

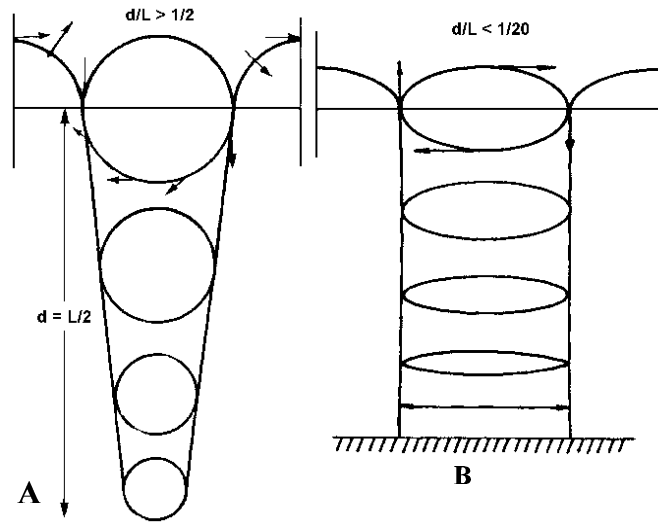


Fig.4.4.- Forma de las órbitas de las partículas en a) aguas profundas, b) aguas someras.

Utilizando el mismo tipo de procedimiento se puede obtener todos los otros términos de la Tabla 4.1 para aguas profundas y someras. Sin embargo, desde el punto de vista del transporte de sedimentos interesa particularmente analizar el comportamiento del valor máximo de la componente horizontal de la velocidad orbital. Obviamente el mismo alcanzará esta condición cuando el  $\cos(kx - Ft) = 1$ , lo que ocurre cuando la cresta o el seno de la ola pasa por el sitio de medición. A partir de la ec. [4.14a] la *máxima velocidad orbital* ( $u_m$ ) en condiciones de aguas profundas es

$$u_m = A \sigma e^{kz} \quad [4.20]$$

En la superficie ( $z = 0$ ) resulta  $u_m = HB/T$  y luego disminuye exponencialmente hasta hacerse despreciable a  $d = -L/2$ . En cambio en aguas someras el valor de la velocidad máxima es constante en toda la columna de agua, al igual que su desplazamiento, siendo entonces

$$u_m = \frac{HC}{2d} \quad [4.21]$$

Tabla 4.1. Ecuaciones generales de las olas para la teoría lineal para aguas profundas, intermedias y someras.

Var.	Aguas Profundas	Aguas Intermedias	Aguas Someras
M	$-AC_0 e^{kz} \text{sen}(kx - \sigma t)$	$-AC \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \text{sen}(kx - \sigma t)$	$\frac{AgT}{2\pi} \text{sen}(kx - \sigma t)$
C	$\frac{gT}{2\pi} = \frac{g}{\sigma}$	$\frac{gT}{2\pi} \tanh(kd)$	$\sqrt{gd}$
L	$\frac{gT^2}{2\pi}$	$\frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd)$	$T\sqrt{gd}$
C <sub>g</sub>	$\frac{1}{2} C$	$C \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\omega ka}{\sinh(2kd)} \right]$	C
u	$A\sigma e^{kz} \cos(kx - \sigma t)$	$A\sigma \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos(kx - \sigma t)$	$\frac{a\sigma}{kd} \cos(kx - \sigma t)$
w	$A\sigma e^{kz} \text{sen}(kx - \sigma t)$	$A\sigma \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \text{sen}(kx - \sigma t)$	$A\sigma \left( 1 + \frac{z}{d} \right) \cos(kx - \sigma t)$
$\frac{\partial \eta}{\partial x}$	$-Ae^{kz}$	$-A \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \text{sen}(kx - \sigma t)$	$\frac{A}{kd}$
$\frac{\partial \eta}{\partial z}$	$Ae^{kz}$	$A \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos(kx - \sigma t)$	$A \left( 1 + \frac{z}{d} \right)$



Tabla 4.1 (continuación). Ecuaciones generales de las olas para la teoría lineal para aguas profundas, intermedias y someras.

Var.	Aguas Profundas	Aguas Intermedias	Aguas Someras
$a_x$	$A\sigma^2 e^{kz}$	$A\sigma^2 \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin(kx-\sigma t)$	$\frac{A\sigma^2}{kd}$
$a_z$	$-A\sigma^2 e^{kz}$	$-A \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin(kx-\sigma t)$	$\frac{A}{kd}$
$\eta$	$A\sigma g e^{kz} \cos(kx-\sigma t)$	$A\sigma g \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos(kx-\sigma t)$	$A\sigma g \cos(kx-\sigma t)$
$E_p$	<p>Total <math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L y</math></p> <p>Dens. <math>\frac{1}{4} \rho g A^2</math></p> <p>Ancho <math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L</math></p>	<p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L y</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L</math></p>	<p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L y</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2</math></p>
$E_c$	<p>Total <math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L y</math></p> <p>Dens. <math>\frac{1}{4} \rho g A^2</math></p> <p>Ancho <math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L</math></p>	<p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L y</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L</math></p>	<p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L y</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2</math></p> <p><math>\frac{1}{4} \rho g A^2 L</math></p>
P	$\frac{1}{2} EC$	$EC \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right]$	$EC$

donde  $H = 2A$  y  $C$  es la velocidad de propagación de la ola. Estos resultados son válidos cuando la viscosidad es despreciable y, por lo tanto, son aplicables fuera de la subcapa viscosa. Se ha podido establecer que para la mayoría de las aplicaciones prácticas estas aproximaciones son aceptables.

Al principio del presente capítulo se comentó que una ola era una perturbación que se produce en la interfase entre dos fluidos. Aun considerando el caso más simple en que las órbitas están cerradas, existe realmente durante el pasaje de la ola una transferencia de energía. El desplazamiento de la superficie del agua de su posición horizontal ya implica la existencia de una *energía potencial* ( $E_p$ ) mientras que el movimiento de las partículas de agua inducen una *energía cinética* ( $E_c$ ). La *energía total* de la ola ( $E_T$ ) estará representada entonces por la suma de ambas

$$E_T = E_c + E_p = \frac{1}{16}\rho g H^2 + \frac{1}{16}\rho g H^2 = \frac{1}{8}\rho g H^2 \quad [4.22]$$

En la Tabla 4.1 se presentan diferentes variantes de la energía dependiendo de la zona de aplicación sobre la ola. La expresión [4.22] representa la energía por unidad de área ya que están promediadas sobre una longitud de onda y por un ancho de cresta igual a la unidad. En otras palabras así se define a la *densidad de energía*. Sin embargo, la energía total en los tres casos será aquella donde no se ha promediado sobre una superficie ( $1/8 DgH^2Ly$ ) y la correspondiente a la energía por unidad de ancho es la promediada a lo largo de la cresta de la ola ( $1/8 DgH^2L$ ).

Evidentemente de las expresiones del tipo de [4.22] se deduce claramente que la energía de una ola es directamente proporcional a  $H^2$ , ya que los otros términos son constantes. Ahora bien, si la onda es progresiva, la perturbación que lleva implícita cierta cantidad de energía, se moverá a lo largo de la superficie del fluido a la velocidad de propagación o dispersión  $C$ . El producto entre  $E$  y  $C$  es justamente la **Potencia (P)** de la ola que se define como **la velocidad a la que la energía de la ola es transmitida en la dirección en que se propaga la misma**. La formula general es

$$P = EC \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2kd}{sh(2kd)} \right] \quad [4.23]$$

Si se substituye

$$n = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2kd}{sh(2kd)} \right] \quad [4.24]$$

la potencia queda definida como

$$P = ECn = EC_g \quad [4.25]$$

donde  $C_g$  es la *velocidad de grupo*. Debido a que el  $sh(2kd)$  tiende a infinito en aguas profundas,  $n$  tiende a  $1/2$ , resultando que los grupos o paquetes de ondas viajan a la mitad de la velocidad de propagación de las olas individuales. Mientras que cuando se pasa a aguas someras,  $n = 1$ , la velocidad de grupo es igual a la velocidad de dispersión.

Es importante hacer un aparte para explicar el concepto de velocidad de grupo ya que visto de esta forma puede resultar confuso. Hasta el momento se ha tratado en las ecuaciones a cada ola

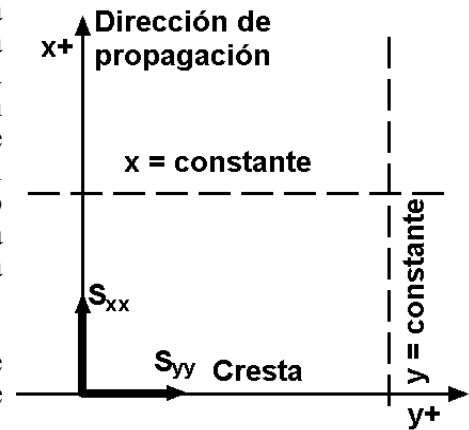


Fig.4.5.- Definición de exceso de tensiones radiantes en el plano (x,y).

como una unidad separada del resto de las otras olas. Sin embargo, en la naturaleza esto no es así. Cuando en el área de generación se forman olas, las mismas no existen realmente como olas individuales sino que se mueven en trenes compuestos por varias olas. Debido a que el paquete de olas se mueve a la velocidad  $1/2 C$ , la sensación que se tiene al seguir uno de estos grupos es como si las olas individuales alcanzaran al grupo por su parte posterior, luego viajará a través de él, para finalmente desaparecer por la parte anterior. En realidad, como no hay olas individuales sino energía, el paquete de olas es lo que realmente está conservando la energía inducida por el viento durante la generación del tren de olas.

Por otro lado, Longuet-Higgins y Stewart (1960,1964) demostraron que no es solo energía lo que se transmite durante la progresión de una ola sino también cantidad de movimiento o impulso. Este concepto está incluido dentro del término **tensiones radiantes** definido por estos autores como **el exceso en el flujo de cantidad de movimiento debido a la presencia de las olas**. Si por un momento se considera que el eje de las  $x$  está dispuesto en forma paralela a la dirección de propagación de las olas y el eje de las  $y$  paralelo a la línea de cresta, resulta que existen dos términos de las tensiones radiantes diferentes de cero dados por

$$S_{xx} = E \left[ \frac{1}{2} + \frac{2kd}{sh(2kd)} \right] = E \left[ 2n - \frac{1}{2} \right] \quad [4.26]$$

$$S_{yy} = E \left[ \frac{kd}{sh(2kd)} \right] = E \left[ n - \frac{1}{2} \right] \quad [4.27]$$



Fig. 4.6.- Comparación entre las soluciones de Airy, Stokes y la teoría Cnoidal (modificada de Komar, 1998).

La Fig.4.5 muestra en planta una representación de la definición de ambos términos. El primero de ellos indica el valor que tiene el flujo de cantidad de movimiento dirigido a lo largo de la dirección de propagación cuando cruza el plano donde el valor de  $x$  es igual a una constante, es decir paralelo a la costa. Se debe recordar que ambas expresiones se derivan por el solo hecho que, por su propia presencia, la ola genera un exceso de presión por sobre la presión hidrostática del lugar. Por lo tanto, también se tendrá un flujo de cantidad de movimiento a lo largo de la cresta de la ola aunque la velocidad orbital en sentido transversal ( $v$ ) es nula por definición.

#### 4.3.- Teoría de Olas de Altura Finita

Como se indicó en repetidas ocasiones, la teoría de Airy o teoría lineal de olas supone que la altura de la ola es despreciable con respecto a la profundidad. Si bien esto es perfectamente válido en aguas profundas y la mayor parte de aguas intermedias, cuando una ola ingresa en aguas someras, las desviaciones entre la realidad y la teoría son cada vez mayores. Casi al mismo tiempo que Airy, Stokes (1847) derivó soluciones de segundo y tercer orden para la ecuación de Laplace. Las diferencias en la solución de esa ecuación se puede apreciar en la forma que adquieren los perfiles de las olas (Fig. 4.6) en comparación con otro tipo de ola teórica determinada por la teoría Cnoidal.

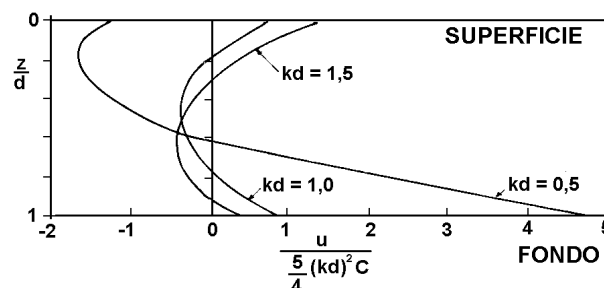


Fig.4.7.- Estructura vertical de las corrientes medias generadas por olas en un canal (modificado de Komar, 1998).

El otro aspecto destacable dentro de la teoría de Stokes es que la pendiente de la ola ( $H/L$ ) juega un papel significativo y es el parámetro sobre el que se basa la propagación de los órdenes de las ecuaciones. Ello se puede apreciar en las expresiones generales que se incluyen en la Tabla 4.2. Normalmente las expresiones de esta teoría son similares a las de Airy pero con el agregado de términos extras que son función de la pendiente de la ola.

Asimismo la teoría lineal determina que las órbitas de las partículas de agua son elipses cerradas en su caso general, cuando en realidad estas son elipses abiertas donde existe un efectivo *transporte de masa* en la dirección de propagación de ola. Para cuantificarlo, Stokes determinó que dicho transporte de masa ( $u_t$ ) es

$$u_t = \frac{A^2 k^2 C}{2} \frac{ch[2k(d+z)]}{sh(kd)} \quad [4.28]$$

Longuet-Higgins (1953) estableció para un canal de longitud finita y profundidad constante, pero con un fluido con viscosidad no despreciable, que la deriva de masa dada por [4.28] presentaba cambios de dirección con la profundidad debido a la superposición de una corriente de retorno. Por consiguiente, la resultante entre la suma de [4.28] y la corriente de retorno debida al efecto de que el canal era de longitud finita se puede apreciar en la Fig.4.7. Aunque en el mar este proceso es muy probable que ocurra, resulta extremadamente complicado de separar de los otros factores que intervienen ya que esta deriva es muy pequeña.

Tabla 4.2.- Algunas ecuaciones básicas de la teoría de Stokes en sus versiones de aguas intermedias y profundas (modificado de Komar, 1998).

Perfil de la ola (segundo orden)	
Intermedia	$h = \frac{H}{2} \cos(kx - st) + \frac{p}{2} \frac{H^2}{L} \frac{\cosh(kd)[2 + \cosh(2kd)]}{[sh(kd)]^3} \cos[2(kx - st)]$
Aguas profundas	$h = \frac{H_o}{2} \cos(kx - st) + \frac{pH_o^2}{4L_o} \cos[2(kx - st)]$
Velocidad de fase (tercer orden)	
Intermedia	$C = \frac{gT}{2p} th(kd) \left[ 1 + \left( \frac{pH}{L} \right)^2 \frac{5 + 2 \cosh(2kd) + 2 \cosh^2(2kd)}{8 \sinh^4(kd)} \right]$
Aguas profundas	$C_o = \frac{gT}{2p} \left[ 1 + \left( \frac{pH_o}{2L_o} \right)^2 \right]$
Velocidades orbitales (segundo orden)	
Horizontal	$u = \frac{pH}{T} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cos(kx - st) + \frac{3}{4} \left( \frac{pH}{T} \right)^2 C \frac{\cosh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \cos[2(kx - st)]$
Vertical	$w = \frac{pH}{T} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \sin(kx - st) + \frac{3}{4} \left( \frac{pH}{L} \right)^2 C \frac{\sinh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \sin[2(kx - st)]$

#### 4.4.- Transformación de la Ola

Las olas al pasar desde el área de generación hacia la costa sufren una serie de modificaciones producto de los procesos que ocurren en el mar en general. Durante su recorrido, las olas son filtradas por efectos de la viscosidad del agua, la interacción con otras olas y corrientes, vientos encontrados y fricción entre otros fenómenos. Estos actúan principalmente sobre olas de menor período y altura dando lugar a una selección diferencial. Pasada cierta distancia desde la generación se desprenden grupos de olas con períodos más o menos similares que viajan por supuesto a la velocidad de grupo.

Sin embargo las mayores modificaciones se producen cuando las olas entran en aguas intermedias y poco profundas (a aproximadamente  $d/L_0 = 0,25$ ). En estas circunstancias se dice que las olas "sienten el fondo" o en otras palabras el efecto de la fricción del fondo deja de ser despreciable porque la perturbación producida por la ola ya se propaga hasta él. De allí que, como se verá más adelante, se desarrolle también una capa límite para las olas.

Se pueden definir específicamente cinco tipos de modificaciones que le ocurren a la ola en estas circunstancias. Las mismas pueden actuar en forma individual o combinada y son: 1) transformación propiamente dicha; 2) *refracción*; 3) *difracción*; 4) *reflexión*, y 5) *rompiente*. Cada una de ellas serán descritas brevemente a continuación:

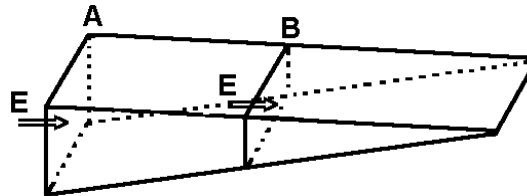


Fig.4.8.- Transferencia de energía durante la transformación de la ola.

##### 4.4.1.- Transformación

Para describir la transformación de la ola propiamente dicha debemos recordar en primer lugar que el período de la misma permanece constante y nuestra derivación estará dirigida a establecer los valores de altura resultantes del proceso. Para ello consideremos un fondo con pendiente suave como el de la Fig.4.8 donde podemos ignorar el efecto de la reflexión al igual que la disipación de energía por la fricción con el mismo. Por el principio de conservación de energía, se puede decir que la  $E$  que se encuentra dentro del segmento delimitado por ambas secciones (A y B en la figura) es constante. Esto lleva a la idea que el flujo de  $E$  o potencia ( $P$ ) que ingresa a través de la sección A debe ser igual al flujo que sale por la sección B, entonces

$$P_A = P_B \quad \text{ó}$$

$$(ECn)_A = (ECn)_B = \text{constante}$$

Reemplazando [4.23] y operando algebraicamente

$$\frac{H_B}{H_A} = \left[ \frac{n_A}{n_B} \frac{C_A}{C_B} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [4.29]$$

Ahora si se considera que la sección A se encuentra en aguas profundas y B en cualquier lugar entre A y la zona de rompiente, y recordando que  $n_0 = 1/2$  resulta

$$\frac{H}{H_0'} = \left[ \frac{1}{2n} \frac{C_0}{C} \right]^{\frac{1}{2}} = K_s \quad [4.30]$$

donde  $K_s$  es el *coeficiente de transformación* relacionando a la nueva altura (en la posición de interés) con la altura de la ola en aguas profundas. El apóstrofe indica en todos los casos que la ola no ha sufrido refracción alguna. Tanto  $C_0$  como  $C$  son funciones de  $d/L_0$  y  $d/L$ , por lo que

$$\frac{C}{C_0} = \frac{L}{L_0} = \tanh(kd) \quad [4.31]$$

Si se analiza la forma que adquiere  $K_s$  (Fig.4.3, ver  $H/H_0'$ ) se ve que en aguas profundas (hasta  $d/L_0 = 0,5$ )  $K_s = 1$ . Pero al entrar en aguas intermedias, la ola pierde hasta un 15% de su altura original para volver a crecer rápidamente a medida que la ola se propaga ya en aguas poco profundas. Ello se debe a que  $n$  se incrementa más rápido que la reducción que sufre  $C$ . Este resultado teórico fue comprobado experimentalmente en un laboratorio por Iverson (1951) y puede ser apreciado directamente en una playa con *mar de leva* bastante regular.

Probablemente el efecto más interesante de los relacionados con la transformación de las olas es el cambio que ocurre con la pendiente de la ola debido a las modificaciones que sufren ambos componentes de la misma. Si bien se produce una reducción inicial al entrar en aguas intermedias guiado por que la disminución de la altura es mayor que la reducción en  $L$ , inmediatamente  $H/L$  aumenta debido a que  $H$  se agranda y  $L$  se achica hasta que la pendiente hace que la ola se inestabilice cerca de la zona de rompiente. Sin embargo, el efecto de la fricción es más importante en la desestabilización definitiva de la ola.

Las diferentes teorías que se han desarrollado para explicar la transformación que sufren las olas al acercarse a la costa consideran que la viscosidad es nula y, consecuentemente, no existe fricción. Sin embargo, diversos estudios (p.e., Resio, 1987; Madsen et al., 1988, 1990) han demostrado que la fricción no es despreciable y que tiene que tomarse en cuenta para estimar este proceso. Incluso, Madsen et al. (1988) establecieron que el tipo de dunas (y como resultado el tipo de fricción que ejerce el fondo) es diferente si las olas son monocromáticas o con períodos múltiples. En el primero de los casos las crestas son más pronunciadas dando lugar a mayor fricción de fondo que las segundas cuyas crestas son más redondeadas.

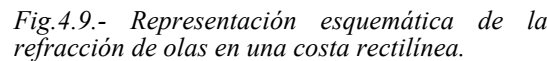
#### 4.4.2.- Refracción

La forma general de las ecuaciones para la velocidad de dispersión de la ola y para la longitud de la ola se indican en la Tabla 4.1 como

$$C = \frac{gT}{2\pi} \tanh\left(2\pi \frac{d}{L}\right)$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(2\pi \frac{d}{L}\right)$$

Dado que el período es constante, ambas ecuaciones son dependientes de la profundidad, disminuyendo los valores de  $C$  y  $L$  con una menor  $d$ . Cuando la ola se acerca a una playa con un cierto ángulo con respecto a las isobatas, se produce una diferenciación de velocidades a lo largo de la cresta. La velocidad será menor en aquella parte de la cresta donde la profundidad sea también menor. Esto produce una deformación de la cresta tal que estas tienden a colocarse paralelas a las isobatas. El proceso es conocido como refracción (Fig.4.9).



- a) la E no se transmite a lo largo de la cresta;
- b) tomando dos rayos ortogonales a la cresta, la E entre ambos es siempre la misma;
- c) la dirección de avance de la ola corresponde a la dirección de las ortogonales;
- d) los cambios de profundidad son graduales y C sólo depende de d para un dado T;
- e) las olas son de  $\bar{T} = \text{constante}$ , de crestas largas, de pequeña amplitud y monocromáticas, y
- f) los efectos de las corrientes, vientos, reflexión y topografía del fondo son despreciables.

Considerando que  $C = L/T$  y  $C_0 = L_0/T$  y operando algebraicamente

$$\frac{H}{H_0} = \left[ \frac{L_0}{L} \frac{n_0}{n} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \frac{b_0}{b} \right]^{\frac{1}{2}} = K_s K_r \quad [4.32]$$

$$K_r = \left[ \frac{b_0}{b} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [4.33]$$

4-15

$$\frac{C_0}{C} = \frac{L_0}{L} = \frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha} \quad [4.34]$$

Similarmente se puede obtener el coeficiente de refracción ya que

$$\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha} = \frac{b_0}{b}$$

por lo tanto

$$K_r = \left[ \frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [4.35]$$

La Fig. 4.10 es un nomograma para el cálculo del ángulo  $\alpha$  y  $K_r$  dependiendo del valor de  $\alpha_0$  y la profundidad relativa ( $d/L_0$ ). El mismo fue estimado en función de [4.34] y [4.35].

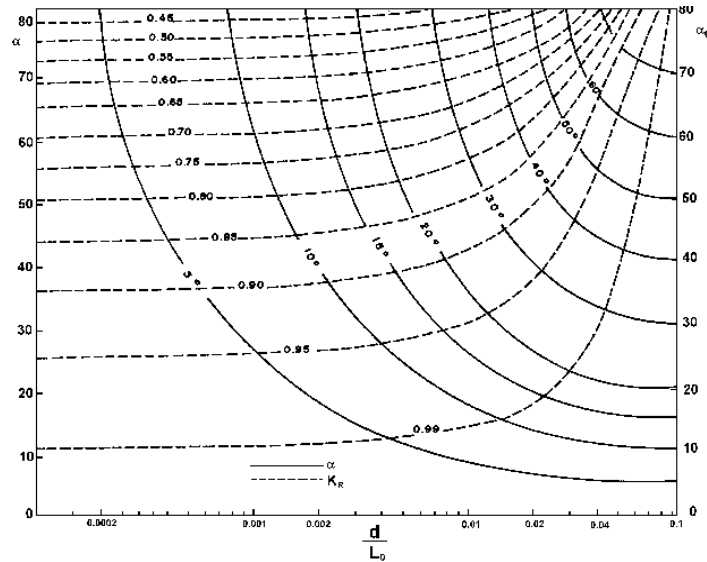


Fig.4.10.- Nomograma para el cálculo del ángulo de refracción de la ola y el coeficiente de refracción a partir del ángulo en aguas profundas y la profundidad relativa.

En la medida que exista una aproximación oblicua de la ola a la costa también existe una componente de la tensión radiante paralela a la playa, lo cual está definida por

$$S_{xy} = E n \sin \alpha \cos \alpha \quad [4.36]$$

$S_{xy}$  es el flujo de cantidad de movimiento hacia la costa (representado por la dirección  $x$  normal a la costa) dirigido en forma paralela a aquella. Bowen (1969) demostró que  $S_{xy}$  es el factor fundamental en la generación de las corrientes litorales.

Una topografía irregular puede causar que las olas se refracten en una forma compleja dando lugar a una distribución irregular de las alturas de las olas a lo largo de la playa. Con las isobatas paralelas a la costa, se puede determinar en primera instancia la forma de refracción que tendrán las olas. En una bahía las olas tenderán a divergir (Fig. 4.11a) mientras que en una punta se concentrarán (Fig.4.11b). Dado que la energía existente entre dos dados rayos ortogonales es siempre la misma, cuando estos rayos se concentran se produce un incremento de la altura de la ola, mientras que sucede todo lo contrario en las zonas de divergencias.



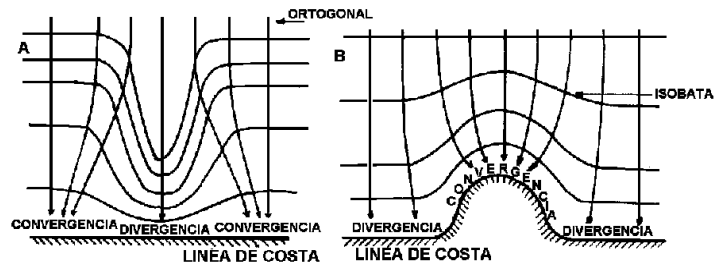


Fig. 4.11.- Diagrama de refracción de trenes de olas representados por las ortogonales a las crestas: a) refracción en un cañon submarino; b) refracción en una punta (modificado de Komar, 1998).

$$\zeta = \frac{A\sigma^2}{g\tau g^2\beta}$$

[4.39]

#### 4.4.3.- Difracción

Al igual que la refracción, la difracción de olas tiene un paralelismo en óptica en el proceso del mismo nombre que se produce al pasar un rayo de luz a través de una pequeña abertura. La difracción en el mar ocurre en la zona de sombra de una estructura (rompeolas, espigón, espiga, etc.) donde la energía se transmite a lo largo de la cresta desde la zona de mayor altura a la de menor altura (Fig. 4.12a).

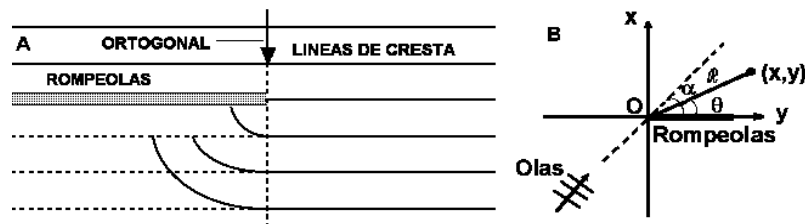


Fig. 4.12.- a) Diagrama de la difracción de olas alrededor de un rompeolas rectilíneo, b) croquis de la definición del sistema de coordenadas polares para estimar  $K_D$ .

Como resultado de este proceso puede suceder que la altura de las olas en la zona de sombra (supuestamente la que se quería proteger) sea mayor que en la zona no protegida, provocando las consecuentes dificultades a las embarcaciones y otras construcciones que debían estar al amparo de la obra. Es así que existe una tendencia mundial a evitar la construcción de rompeolas porque acarrearán más problemas que los que solucionan.

Los procesos de difracción de olas producido por un rompeolas pueden ser interpretados a partir del principio de Huygens para la difracción de ondas de luz. Básicamente se supone que cada punto en el frente de avance de la ola es el centro de generación de ondas secundarias que se desplazan en todas direcciones (como si se arrojara una piedra en un estanque) en un entorno del punto. La forma de la cresta luego de un cierto tiempo  $t$  no es otra cosa que la envolvente de esas ondas secundarias. Para el caso específico de una cresta rectilínea, la envolvente será una línea recta.

Si se toma como ejemplo especial un tren de olas con crestas de longitud infinita y rectas que se aproximan con un ángulo  $\theta$  con un rompeolas semi infinito (Fig. 4.12b), Penney y Price (1952) encontraron la solución para la ecuación de Helmholtz para la elevación de la superficie (0)

$$\nabla^2 \eta + k^2 \eta = 0$$

que resulta de aplicar las diferentes suposiciones y aproximaciones a la ecuación de olas. Basados

en la teoría de difracción de luz de Sommerfeld, ellos obtuvieron el **coeficiente de difracción** ( $K_D$ ), definido como el cociente entre la altura de la ola difractada y la altura de la ola incidente como

$$K_D = \left| I \left[ -\sqrt{\frac{4k\Re}{\pi}} \operatorname{sen} \left( \frac{\alpha - \theta}{2} \right) \right] e^{-ik\Re \cos(\alpha - \theta)} + I \left[ -\sqrt{\frac{4k\Re}{\pi}} \operatorname{sen} \left( \frac{\alpha + \theta}{2} \right) \right] e^{-ik\Re \cos(\alpha + \theta)} \right|$$

calculado para las coordenadas polares ( $U, 1$ ) y donde  $I(\delta)$  es una integral de Fresnel cuyo argumento es  $\delta$  y definida como

$$I(\lambda) = \frac{1+i}{2} \int_{-\infty}^{\lambda} e^{-i\frac{\pi\lambda^2}{2}} d\lambda$$

#### 4.4.4.- Reflexión

Al llegar a la playa o chocar contra una estructura, las olas se reflejan como si fuese una imagen contra un espejo. El nivel de reflexión es definido por las características de reflectividad de la estructura contra la cual han chocado. En el caso de una pared vertical, perfectamente reflectiva, el resultado es la superposición entre la *ola incidente* y la *ola reflejada* dando lugar al desarrollo de una ola estacionaria cuya amplitud es exactamente el doble que la amplitud de la ola incidente ( $A_i$ ). De esta forma se puede definir al *coeficiente de reflexión*  $K_R$  como

$$K_R = \frac{A_R}{A_i} \quad [4.37]$$

donde  $A_R$  es la amplitud de la ola reflejada. Obviamente este es el caso extremo, en general se tiende a construir rompeolas que tengan un coeficiente de reflexión muy bajo para disminuir la energía de las olas. El perfil de los rompeolas es de baja inclinación similar al de las playas.

El grado de reflectividad en playas ha sido relacionado con el *Número de Iribarren* ( $E$ ) y el *parámetro de Similitud de Deslizamiento* ( $\Sigma$ ) definidos por Iribarren y Nogales (1949) y Carrier y Greenspan (1958), respectivamente como

$$\Sigma = \frac{tgb}{(H_0 / L_0)^{0.5}}$$

onde  $A$  es la amplitud de la ola y  $\$$  es la pendiente de la playa o estructura. Wright et al. (1986) indican que las playas totalmente disipativas poseen valores de  $\Sigma$  entre 30 y 500, mientras que las playas totalmente reflectivas tienen valores menores que 2,5. La relación entre ambos números está dada por

$$z = p\Sigma^{-2} \quad \text{o} \quad \Sigma = \left( \frac{z}{p} \right)^{0.5}$$

Wright et al. (1979) emplearon este criterio para establecer una serie de relaciones geomorfológicas y dinámicas de las playas y definir un criterio de clasificación continua de las mismas basados en estos parámetros.

#### 4.4.5.- Rompientes

Cuando las olas pierden su carácter de tales lo

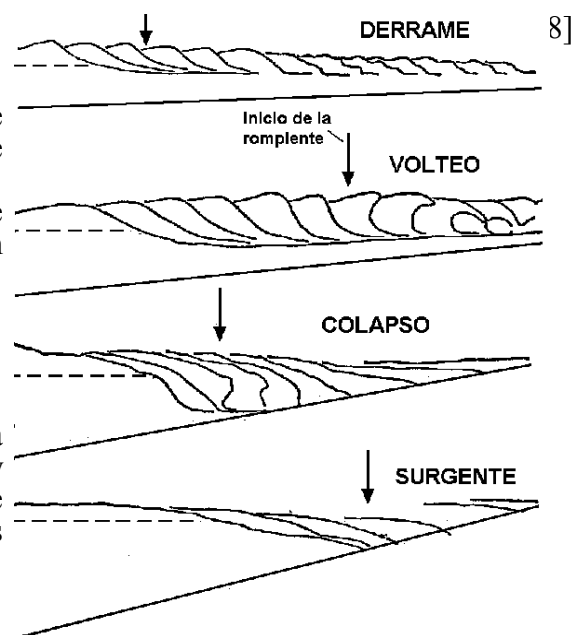


Fig.4.13.- Proceso de formación de rompientes de olas basado en los análisis de laboratorio de Galvin (1968).

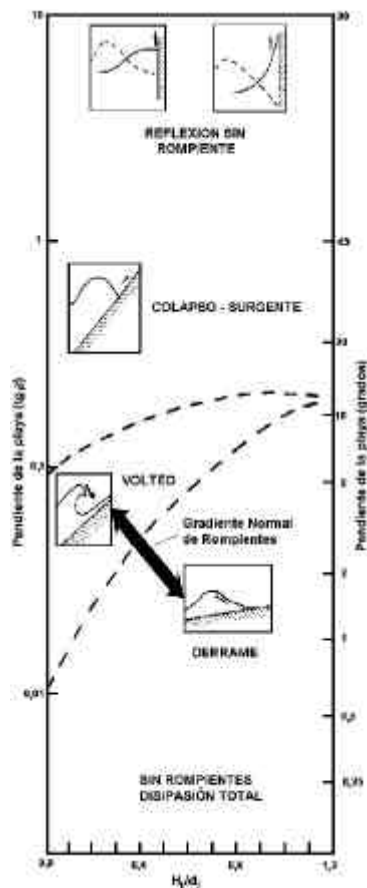


Fig.4.14.- Clasificaciones de rompientes de Galvin (1968) y Street y Camfield (1966) combinadas.  $H_0$  y  $d_0$  son la altura y la profundidad al inicio de la rompiente (modificado de Carter, 1988).

En playas se reconocen normalmente tres tipos de rompientes (Fig. 4.13): volteo, derrame y surgente. No obstante, Galvin (1968), en pruebas de laboratorio, determinó un cuarto tipo: de colapso, intermedio entre las de volteo y surgente pero muy difíciles de apreciar en una playa real. Si bien existen relaciones empíricas para definir el tipo de rompiente, se puede indicar aquí solamente que las rompientes de derrame se producen en playas cuasi horizontales, en cambio las de volteo lo hacen en playas con pendiente intermedia a fuerte, y las surgentes se forman en playas de muy fuerte pendiente. Street y Camfield (1966) relacionaron los diversos tipos de rompientes con la pendiente de la playa pero también con el cociente entre la altura de la ola y la profundidad en el momento del inicio de la rompiente (Fig.4.14).

Battjes (1974) reorganizó los límites entre tipos de rompiente definidos por Galvin en base a los valores de  $H$  y  $T$  de la ola y pendiente de la playa en función del número de Iribarren estimado en las condiciones de rompiente dando los siguientes rangos

Derrame	$E_b < 0,4$
Volteo	$0,4 < E_b < 2,0$
Surgente	$E_b > 2,0$

Sin embargo, conviene mencionar que estas determinaciones como muchas más que tienden a confirmar los límites indicados por estos autores corresponden todos a situaciones de laboratorio. En ambientes naturales las condiciones son muy diversas y los pocos intentos para comprobar estos límites (p.e., Weishar y Byrne, 1978) fueron infructuosos. Ello se debe a que las olas en laboratorios son monocromáticas mientras que en una playa real se observan conjuntos de olas de distinto período, altura y orientación por lo que las rompientes no guardan un patrón preciso y fácilmente discernible.

Cuando las olas pierden su carácter de tales lo hacen a través de un proceso denominado rompiente. La rompiente se puede producir tanto en aguas profundas como en la costa. En el primero de los casos existe un límite para la altura de las olas determinado por la pendiente de la ola ( $H_0/L_0$ ) que fue calculado por Michell (1893) = 0,142. Ello ocurre teóricamente cuando el ángulo de la cresta es de aproximadamente  $120^\circ$  y la componente horizontal de las partículas iguala la velocidad de fase de la ola. Es claro que cualquier incremento en la pendiente resultará en  $u > C$  lo cual implica que las partículas no pueden mantenerse por más tiempo dentro de la forma de la ola y esta se desintegra.

Sin embargo, el caso más conocido es la rompiente en la playa. Al ingresar en aguas someras, la altura de la ola se incrementa mientras que su longitud de onda se reduce estableciéndose un progresivo aumento de la pendiente de la ola. Si bien el aumento es importante, es raro el caso en que llegue a los valores límites establecidos precedentemente. Por lo tanto, los factores determinantes para que se produzca la rompiente estarán más relacionados con la profundidad relativa y la pendiente de la playa. Uno de las relaciones más usadas en determinar las condiciones para que se produzca la rompiente es el factor de McGowan (1894) que consideró que una ola rompía cuando  $(C_b) = (H/d)_b = 0,78$ . Es decir que por regla general una ola rompe cuando alcanza una profundidad del orden de 1,2 veces su altura. Sin embargo, numerosos estudios se han realizado sobre el valor de este índice dando un rango que va desde 0,73 hasta 1,03 (Komar, 1998). En particular, un estudio efectuado por Kaminsky y Kraus (1993) estableció una fórmula empírica

$$g_b = 1,2 \Sigma_0^{0,27}$$

Al romper la ola se produce una fuerte disipación de energía la que es más notable en las olas de volteo. La zona de rompiente es entonces un segmento de la playa donde las aguas son fuertemente turbulentas lo que induce la puesta en suspensión del sedimento del fondo. De hecho es muy marcada la diferencia del tipo de sedimento superficial justo en la rompiente cuando se lo compara con el material superficial a ambos lados de la misma. Lo notable es también que con los cambios de la marea se produce un cambio en la posición de la zona de rompiente y, por ende, en la distribución del material más grueso.

#### 4.5.- Zona de Deslizamiento

En una playa típica (Fig.4.15) se pueden definir cuatro zonas hidráulicas permanentes y una intermitente. Se mencionó que en la zona de transformación la ola comienza a sentir el efecto friccional del fondo. Ello da lugar a que  $H$  aumente y  $L$  se reduzca. En estas circunstancias se produce un transporte de masa, en la dirección de propagación, originando el movimiento de los sedimentos de fondo y en suspensión en esa misma dirección.

Las olas que arriban a una playa provienen normalmente de distintas áreas de generación, cada una con un  $T$ ,  $H$  y  $L$  característico. Por lo tanto, no todas las olas rompen en el mismo sitio, sino que existe una zona (de ancho variable) donde ello se produce. Debido a que la mayor parte de la difusión de energía ocurre en la zona de rompiente, esta y la zona de deslizamiento son las más activas de la playa y, en general, donde se encuentran los sedimentos más gruesos.

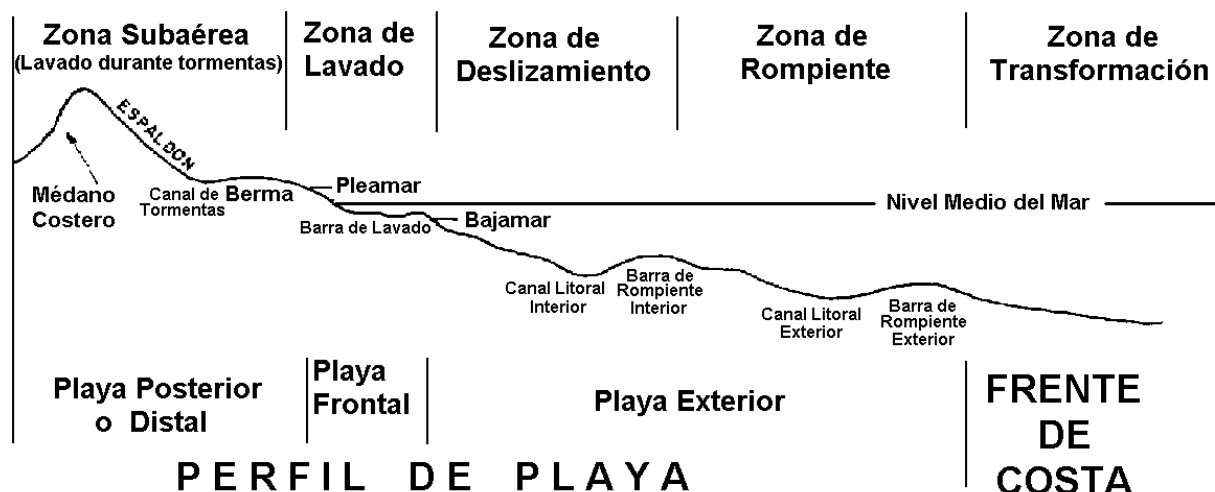


Fig.4.15.- Perfil transversal de una playa típica donde se indican las zonas hidráulicas y denominación de los elementos morfológicos básicos (modificado de Perillo y Codignotto, 1989).

La zona de deslizamiento es la inmediatamente adyacente hacia el continente de la zona de rompiente. Su ancho es muy variable dependiendo tanto de los parámetros de las olas como de la pendiente y morfología de la playa. En esta zona, la energía residual luego de la rompiente se disipa para dar lugar, como resultado final, un transporte de masa con componentes normales y paralelas a la costa. El transporte normal hacia tierra concluye con el *lavado ascendente* en la *playa frontal* o *zona de lavado*. El lavado ascendente y el *retrocedente* generan un transporte por *deriva litoral* a lo largo de la playa frontal en zig zag (Fig.4.16) cuya amplitud depende del ángulo formado entre la cresta de la ola en el momento de romper y la orientación de la playa en ese sitio.

Pero el principal proceso es un apilamiento de agua contra la costa que produce una *sobrelevación del nivel medio del mar* (Fig.4.17a). Las distintas sobrelevaciones a lo largo de la

playa dependen de las diferentes alturas de las olas incidentes. A mayor altura, ellas rompen más alejadas de la costa ocasionando una mayor sobrelevación (Fig. 4.17b). Esa diferencia de niveles a lo largo de la costa establece un gradiente de presión que actúa como fuerza propulsora de las *corrientes litorales propiamente dichas o longitudinales*. Estas se concentran en la zona de deslizamiento y alcanzan su máxima velocidad en la parte media de la misma (Komar e Inman, 1970).

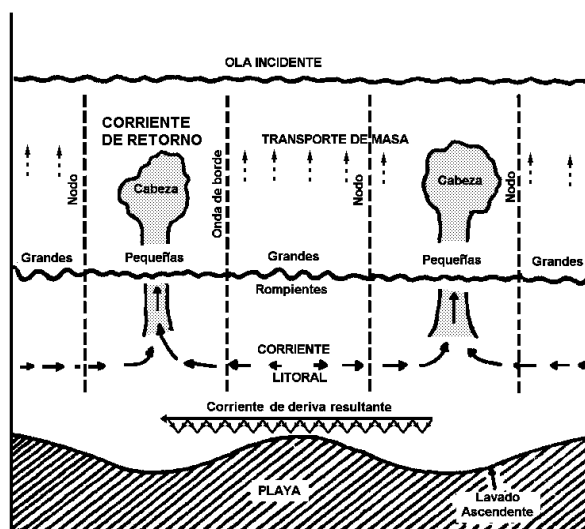


Fig.4.16.- Procesos dinámicos propios de una playa (modificado de Perillo y Codignotto, 1989).

Komar (1976) demuestra además que el mayor transporte longitudinal de sedimentos se produce a una distancia de la rompiente equivalente al 15 % del ancho de la zona de deslizamiento. La Fig.4.18 muestra solo dos de una familia de curvas desarrolladas por Longuet-Higgins (1970b) en la que se estima el perfil de velocidades a través de la zona de deslizamiento. En su cálculo se ha agregado en este caso el efecto de transferencia horizontal de energía efectuada por los vórtices turbulentos propios de esta zona. La solución numérica demuestra lo que es observado en la realidad donde la corriente litoral se ve confinada a la zona de deslizamiento desapareciendo al transponerse la zona de rompiente.

El apilamiento de agua contra la costa se descarga lateralmente a través de la *corriente de deriva* (playa frontal) y la corriente longitudinal (zona de deslizamiento). Por el principio de continuidad, esa masa de agua debe necesariamente retornar al océano. Existen dos mecanismos de flujo de masa hacia el mar (Davis, 1985). Uno, denominado *arrastré de fondo*, se concentra cerca del lecho, es de baja velocidad y distribuido a lo largo de la costa en forma más o menos homogénea. El otro está asociado a flujos rápidos, subsuperficiales y concentrados en franjas estrechas perpendiculares a la costa: las corrientes de retorno (Fig.4.16).

Estas corrientes se reconocen como una serie de plumas distribuidas periódicamente a lo largo de la costa. Normalmente poseen abundante material en suspensión y se extienden a través de las zonas de deslizamiento y rompiente. Dentro de ellas, las corrientes de retorno parecen encauzadas y desarrollan velocidades de hasta 50 cm/s; pero más allá de las rompientes se abren en abanico perdiendo gran parte de su inercia y del material arrastrado. En la Fig.4.16 se presenta un modelo que relaciona a las corrientes de retorno con una serie de ondas estacionarias paralelas a la costa

denominadas *ondas de borde*. La interacción entre estas y las olas incidentes da lugar a las diferencias de altura en las rompientes que, por ende, generan las corrientes longitudinales. Las corrientes de retorno se localizan en las zonas de "debilidad" marcadas por las olas de menor altura para devolver la masa de agua acumulada contra la costa.

La zona de lavado se establece en la playa frontal y sus límites están marcados por la amplitud de la marea. Es el segmento donde los cambios son más importantes y los fenómenos de erosión y acumulación más destacables. En este sector es donde se pierde la energía restante de la ola. De acuerdo al tipo de ola y a la morfología exterior de la playa se tendrá un nivel de actividad característico en la zona de lavado. En costas con barras o de pendiente suave la energía que recibe la zona de lavado con cualquier tipo de ola es siempre pequeña, por lo tanto, el efecto es constructivo. En cambio en playas de mayor inclinación y sin *barras litorales* permanentes el efecto depende del tipo de ola. Olas largas y de suave pendiente originan un proceso constructivo, pero las olas cortas y de pendiente fuerte, normalmente generadas por tormentas locales, producen una acción erosiva.

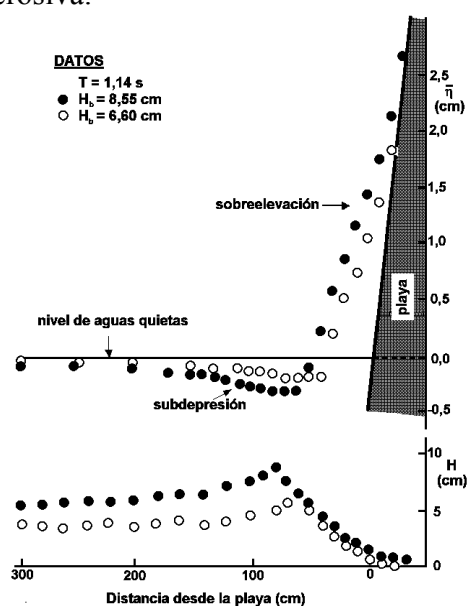


Fig. 4.17.- a) Proceso de sobreelevación del nivel medio del mar por efecto de la acción de las olas. b) diferencia de sobreelevación del nivel medio del mar para olas de distintas alturas. Las de mayor tamaño generan mayores sobreelevaciones (modificado de Bowen, 1969).

El alcance del lavado ascendente está regido por la altura de la rompiente, la pendiente de la playa frontal, la fricción de los sedimentos y la *percolación* (Wadell, 1976). En el punto de máximo alcance el material que todavía transportaba se deposita en una capa delgada y angosta (marca de lavado). Su representación espacial muestra un sistema entrecruzado de líneas parabólicas de un color algo más claro que el sedimento de la playa. Esto se debe a que normalmente el material llevado hasta esta última instancia está constituido por fragmentos muy livianos de conchillas y sedimentos limosos.

El lavado ascendente es un fenómeno efectivo en el transporte de sedimentos desde la playa frontal hacia la berma. Como ejemplo se puede describir lo que ocurre en la playa de Pehuén Co; donde numerosos clastos formados por rocas de playa y tubos de *Callianassa* son llevados en pasos sucesivos desde la zona de deslizamiento hasta la cresta de la berma durante la creciente. La mayor parte de la *playa posterior* de este balneario está cubierta por estos clastos. Los que se concentran en los niveles superiores contra el *médano costero* durante *mareas de sicigias* y/o sobrelavado

por tormentas.

El lavado retrocedente es motivado por la gravedad. Sin embargo, la velocidad final depende de la pendiente de la playa frontal, el volumen de agua en movimiento (tanto superficial como incorporada desde la *napa freática*) y los efectos de fricción y percolación. Aunque este último es muy pobre ya que el sedimento está saturado. Para pendientes grandes, la velocidad es tal que el flujo pasa de un régimen subcrítico a supercrítico en escasos segundos. Entonces, primero se produce un *transporte de fondo plano* y, luego, la formación de *antidunas*. El proceso final es más evidente por la notable migración pendiente arriba de las formas de fondo y la rompiente que se produce sobre sus crestas. En playas con estas condiciones la mayor parte de las marcas remanentes en ellas durante la bajamar son debidas a las antidunas y no a dunas pequeñas (Perillo, 2001) de cresta plana. Las

marcas se producen debido a que las antidunas son formas inestables en flujos subcríticos y desaparecen rápidamente al disminuir la velocidad y/o aumentar la profundidad.

Estos procesos involucran grandes cantidades de sedimentos transportados como carga de fondo o en suspensión. Cuando las olas rompen con un cierto ángulo con respecto a la costa, el lavado ascendente mantiene aproximadamente la misma dirección. Pero el lavado retrocedente sólo responde vectorialmente a la aceleración de la gravedad. De allí que surge el transporte en zig-zag propio de la playa frontal (deriva litoral).

#### 4.6.- Sobrelevación y Subdepresión debido a las Olas

Tanto la sobrelevación como la subdepresión que se produce por acción de las olas merecen un párrafo aparte. Las primeras descripciones del proceso provienen de observaciones empíricas realizadas cuando en 1930 un huracán golpeó la costa este de Estados Unidos. Durante la acción del huracán se pudo detectar que en las zonas no protegidas por rompeolas, el nivel del mar se hallaba a aproximadamente 1 m por encima del nivel observado en una zona protegida. Sin embargo, durante períodos de calma ambos sitios poseían niveles similares. Ello llamó la atención de algunos especialistas pero no se pudo encontrar una solución al problema hasta que Longuet-Higgins y Stewart (1960,1964) publicaron una serie de trabajos planteando la teoría de las *tensiones radiantes*. En forma sucinta se expondrán aquí los aspectos principales relacionados con los problemas de sobrelevación y subdepresión.

Como se indicará anteriormente, la tensión radiante es el exceso de flujo de cantidad de movimiento debido a la presencia de las olas. Cuando estas se acercan a una costa, debido a que existe paulatinamente menor volumen disponible a raíz de la disminución de la profundidad, se produce un efecto acumulativo de impulso que se representa por un aumento de la masa de agua concentrada sobre la costa. Longuet-Higgins y Stewart (1960,1964) demostraron que el cambio del nivel medio del mar en la zona de deslizamiento (luego de la rompiente) depende de la pendiente de la playa según

$$\frac{\eta}{x} = \frac{tg b}{1 + \frac{8}{3g^2}}$$

donde  $\zeta$  es el coeficiente de McGowen (0,8). A mayor pendiente mayor variación del nivel del agua.

Pero el efecto  $\zeta$  se observa en la relación entre la altura de la ola y la profundidad del agua en el momento de la rompiente. Olas de mayor tamaño alcanzan el valor límite antes que las de menor tamaño, por lo que inician el proceso de deslizamiento a mayor distancia de la costa. Aun con igual pendiente, las olas más grandes producen un desplazamiento medio mayor al llegar al máximo de su alcance (Fig. 4.17). Las diferencias de nivel medio a lo largo de una costa donde llegan olas de diversas alturas es, en términos absolutos, muy pequeño y casi imposible de medir. Pero esa diferencia es lo suficiente como para generar un gradiente de presión a lo largo de la costa y, consecuentemente, una corriente litoral (Fig. 4.16).

La medición de la sobrelevación y subdepresión es extremadamente difícil, sin embargo recientemente durante el experimento Duck'97, Raubenheimer et al. (1999) utilizando un arreglo de nueve sensores de presión colocados en un perfil que iba desde más afuera de la zona de rompiente hasta el fin de la zona de deslizamiento, pudieron detectar este proceso. Si bien el

tratamiento general de Longuet-Higgins y Stewart (1960,1964) plantea la relación directa de la sobrelevación como dependiente del perfil general de la playa, Raubenheimer et al. (1999) pudieron demostrar que existe una variación dependiendo del tipo de perfil que tiene la playa. En efecto, ellos pudieron establecer que la sobrelevación que ocurre en una playa con una barra litoral pronunciada es aproximadamente el doble de cuando la barra es pequeña o no existe.

#### 4.7.- Corrientes Litorales

Si bien en la descripción de la zona de deslizamiento se adelantaron algunos aspectos relacionados con las corrientes litorales, para un mejor entendimiento de los procesos de transporte de sedimentos en este ambiente es necesario plantear un tratamiento más riguroso. No obstante, se desarrollará en forma breve en relación con la importante bibliografía que existe al respecto. A partir de la teoría de las tensiones radiantes se pudo demostrar en principio que las corrientes litorales pueden generarse aún si las olas se acercan con sus crestas perfectamente paralelas a la costa. Solo basta que existan diferencias de altura a lo largo de la cresta en la zona de rompiente. Sin embargo, las aproximaciones perfectamente paralelas a las isobatas son raras y en todo caso el porcentaje de tiempo en que se producen no suele ser significativo. En cambio, la mayor parte de los especialistas en el tema ha considerado el problema de aproximaciones con un cierto ángulo " .

Dentro de las posibles teorías de generación de corrientes litorales, la idea de Bowen (1969) que expone la relación entre las tensiones radiantes y el ángulo de rompiente (ec. [4.36]) como elementos básicos es la que ha obtenido mayores adeptos. A partir de la idea de Bowen, Longuet-Higgins (1970a) obtuvo una ecuación para las corrientes longitudinales medias ( $\langle v_l \rangle$ ) dentro de la zona de deslizamiento

$$\langle v_l \rangle = 1,96 \frac{tg\beta}{C_D} u_m sen\alpha_b \quad [4.39]$$

donde  $tg\beta$  es la pendiente de la playa y  $u_m$  es evaluado en la rompiente como

$$u_m = \sqrt{\frac{2E_b}{\rho d_b}} \quad [4.40]$$

Sin embargo, Komar e Inman (1970) ha analizado la información preexistente indicando que la velocidad media puede determinarse por

$$\langle v_l \rangle = 2,7 u_m sen\alpha_b cos\alpha_b \quad [4.41]$$

con  $u_m$  calculado por [4.40]. El mismo Komar (1979) sugiere una expresión para la estimación de la velocidad longitudinal

$$\langle v_l \rangle = 1,17 \sqrt{gH_b} sen\alpha_b cos\alpha_b \quad [4.41b]$$

Finalmente, Komar (1998) plantea una nueva versión pero ahora definida en el punto medio de la zona de deslizamiento, a partir de la combinación que produce la aproximación oblicua y el gradiente de altura de las olas en el momento de la rompiente. La ecuación final es



$$\langle v_l \rangle = 1,17 \sqrt{gH_b} \sin \alpha_b \cos \alpha_b - \frac{\pi \sqrt{2}}{C_D \gamma_b^2} \left[ 1 + \frac{3 \gamma_b^2}{8} - \frac{\gamma_b^2}{4} \cos^2 \alpha_b \right] u_m \frac{\partial H_l}{\partial y} \quad [4.42]$$

La ec. [4.42] permite diferentes análisis basados en la interacción entre el ángulo y las alturas. Por ejemplo, cuando las alturas de las olas se mantienen constantes a lo largo de la playa ( $MH_b/M_y = 0$ ), [4.42] se revierte a [4.41]. Similarmente, si el ángulo  $\alpha_b = 0$ , la corriente queda estimada únicamente por las diferencias de altura. Obviamente, estos casos son extremos y es más probable que existan interacciones más activas entre los parámetros. Los dos casos más comunes son aquellos en que el gradiente de altura decrece o aumenta en la dirección de las  $y$  positiva. Si decrece ( $MH_b/M_y < 0$ ), la corriente se incrementa debido a que se produce una diferencia de presión entre un extremo y otro de la zona en estudio. En cambio si aumenta ( $MH_b/M_y > 0$ ) ambas expresiones se restan y puede llegar el caso extremo en que se balanceen y no haya corriente.

Las olas acumulan agua sobre la costa en forma constante. Esa masa de agua es redistribuida a la largo de la costa por los corrientes litorales. Pero, para mantener la continuidad del sistema, el agua debe también retornar al mar. Para lograr esto se desarrollan dos tipos de mecanismos: corrientes de retorno y arrastre de fondo (Fig 4.16).

Las corrientes de retorno aparecen en las zonas de “debilidad” del frente de olas y surgen a partir de la circulación en celdas. Las mismas son alimentadas por la corriente litoral y, debido a la periodicidad de las de las celdas, ellas aparecen también con una distribución periódica a lo largo de la costa. En el tronco la corriente puede alcanzar velocidades significativas pero de ancho relativamente escaso (menos de 5 m). Normalmente los accidentes en que se dice “que el mar arrastra a los bañistas” se producen sobre el tronco de una corriente de retorno. Cuando una persona se ve arrastrada hacia fuera por una fuerte corriente, la reacción natural es nadar en contra de ella. Solo nadadores muy entrenados podrían enfrentar por un tiempo limitado una corriente de este tipo. La solución al problema es que el nadador se mueva paralelo a la costa hasta que salga de la corriente y las propias olas lo llevarán hacia la costa.

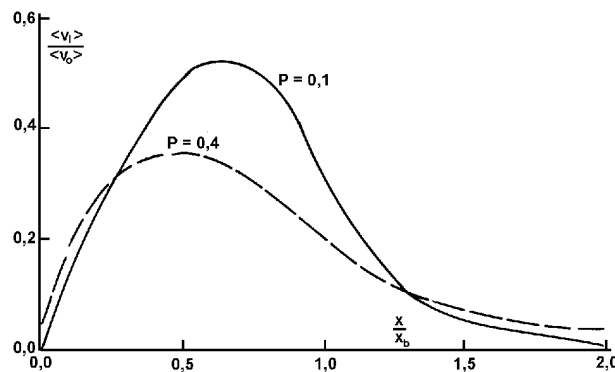


Fig.4.18.- Distribución de la corriente litoral a través del ancho de la zona de deslizamiento (según Longuet-Higgins, 1970b).

$$Re = 108,2 \frac{(A/L)}{(d/L)^{1,16}} \quad [4.45]$$

En zonas de aguas claras, las corrientes de retorno se suelen identificar fácilmente porque suelen acarrear hacia el mar mayor sedimento en suspensión; apareciendo entonces como “hongos” marrones sobre las aguas claras. Cuando el nivel de sedimento en suspensión es alto, resulta prácticamente imposible distinguirlas a simple vista.

Cuando el ángulo de aproximación de las olas con respecto a la costa es pequeño o llegan paralelas a la misma, las corrientes de retorno se desarrollan perfectamente perpendiculares. A medida que el ángulo de la rompiente se incrementa, en la misma medida se produce una desviación en la orientación de estas corrientes y la asimetría de las celdas de circulación. En ese caso, las corrientes de dirección inversa a la generada por la aproximación oblicua de las olas se reduce notablemente y hasta desaparece. Por lo tanto, las corrientes de retorno son solo alimentadas por las corrientes en una sola dirección. Ángulos de rompiente importantes pueden llegar a producir que las celdas (y las corrientes de retorno) migren a lo largo de la costa contrario a la situación estable que suele ocurrir cuando el ángulo es cero.

El otro mecanismo de transporte de masa hacia el mar es a través de una masa de continua a lo largo de la costa y restringida a los niveles inferiores de la columna de agua denominada arrastre de fondo (Fig. 4.16). La sobrelevación producida por las olas induce un gradiente de presión hacia la costa que necesariamente debe ser balanceado por un gradiente inverso. Pero, cuando se analiza la distribución de estos gradientes, se observa claramente que el dirigido hacia la costa se concentra cerca de la superficie mientras que el dirigido hacia el mar lo hace cerca del fondo (Komar, 1998). Esto ha sido demostrado teóricamente por Stive y Wind (1986), por estudios de laboratorio (Hansen y Svendsen, 1984) y mediciones de campo (Greenwood y Osborne, 1990).

Recientes investigaciones sobre el efecto del arrastre de fondo indican que el mismo es muy superior que lo previsto en estudios previos. Por ejemplo, Kirby (1999) demuestra que un fuerte arrastre de fondo produce la migración hacia fuera de la barra, mientras que Allen y Newberger (1999) demuestra claramente que existe una aceleración del arrastre de fondo en la cresta de la barra.

#### **4.8.- Distribución de Velocidades en Flujos Oscilatorios**

El desarrollo de una capa límite debido a la acción de las olas solo es observable cuando la ola se encuentra en contacto con el fondo. La característica de la capa límite es entonces fuertemente dependiente del tipo de fondo, ya sea este suave o rugoso, plano o con dunas. La constitución del fondo sumado a la magnitud que alcance la velocidad orbital de las olas dará lugar a la deformación de la capa límite laminar o turbulenta. Diversos experimentos y análisis teóricos parecen indicar que la transición entre flujo laminar y turbulento para un canal de olas se produce a un  $Re = 1,6 \times 10^4$  (Li, 1954).

Durante condiciones de flujo laminar, con  $Re$  muy pequeños, las parcelas de fluido siguen el contorno del fondo. Pero cuando el  $Re$  se incrementa y excede un cierto límite como el indicado por Li, se observa la expulsión de chorros de fluido hacia arriba en el momento en que el flujo se revierte al final de cada hemiciclo de la ola (Sleath, 1984). Estos chorros son producidos por la eyección de los vórtices que se forman alrededor de las rugosidades del fondo, ya sean estos granos de sedimento o formas de fondo. La eyección de los vórtices no necesariamente implica que ya nos encontramos en un ambiente turbulento, aunque sí se producen todos los efectos propios de la

turbulencia como ser la mezcla de fluidos cerca del fondo y la modificación del perfil de velocidad. Como la turbulencia se establece inmediatamente después de estos procesos, se puede apuntar que la ocurrencia de eyección de vórtices es indicativo del estado de transición.

Para fondos arenosos, Manohar (1955) calculó que la transición era proporcional al tamaño de grano de forma que

$$Re = 3,41 \frac{A}{D_{50}} \quad [4.43]$$

donde A es la amplitud de la ola y  $D_{50}$  es la mediana del sedimento, ambos medidos en cm. Mientras que para que la turbulencia se encuentre totalmente desarrollada es aconsejable utilizar como límite la expresión de Kajiura (1968)

$$Re = 32,81 \frac{A}{D_{50}} \quad [4.44]$$

Con fondo conformado por dunas pequeñas, Sleath (1975) determinó que el límite queda definido por

$$Re = 108,2 \frac{\frac{A}{L}}{\left(\frac{d}{L}\right)^{1,16}} \quad [4.45]$$

el sitio donde todos los valores fueron medidos en unidades de pies.

La forma del perfil de velocidad en un ciclo de ola para condiciones de fondo plano y suave, y para un flujo irrotacional resulta de la solución de primer orden de las ecuaciones de Navier-Stokes. Con ello se puede demostrar que

$$u(z) = U_{\infty} [\cos(\sigma t - kx) - e^{rz} \cos(\sigma t - kx - rz)] \quad [4.46]$$

donde  $r = (F/2\epsilon)^{1/2}$  y  $U_4$  es la velocidad potencial. La Fig. 4.19 muestra justamente la forma del perfil de velocidad para distintas fases de una ola progresiva y simétrica simple. La fase de máxima velocidad en el fondo se presenta  $45^\circ$  antes que para la velocidad potencial. Asimismo el espesor de la capa límite es proporcional a  $1/r$  aunque no hay acuerdo sobre el valor apropiado de la constante de proporcionalidad que Jonsson (1980) sugiere sea  $B/2$ .

Al tratar el desarrollo de la capa límite en flujos oscilatorios sobre fondo con formas, los desarrollos teóricos y experimentos solo consideran hasta ahora ondulitas con un cociente de altura a longitud de onda muy pequeño. Formas mayores son muy complejas de modelar numéricamente o bien difíciles de reproducir en un laboratorio. Los desarrollos de Lyne (1971) muestran que se generan celdas de recirculación sobre una duna pequeña como se muestran en la Fig. 4.20a. En un experimento sobre ondas de arena en la Bahía de Chesapeake, Perillo y Ludwick (1984a) obtuvieron fuertes reducciones en los niveles de turbulencia a solo 5 cm del fondo debido a la acción de olas de muy largo período. Esas olas actuando sobre las dunas de hasta 4 cm de altura que se estimaban sobre las ondas mayores dieron lugar a que parte del flujo originalmente asociado con  $\langle u \rangle$  sea deflectado incrementando la componente vertical (Fig. 4.20b). Lo cual indica que existe una

transferencia de energía de la componente horizontal a la vertical.

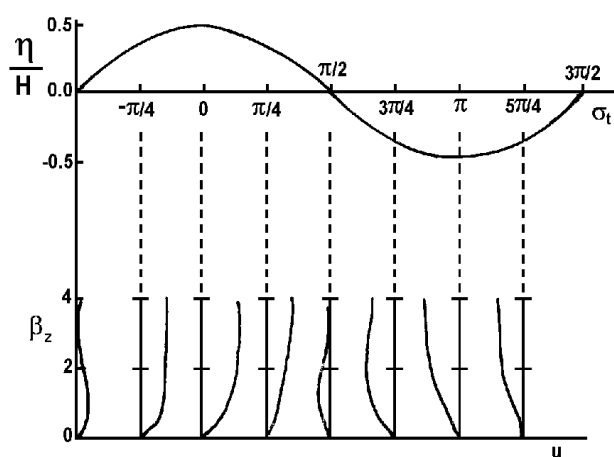


Fig.4.19.- Evolución del perfil de velocidades en la capa límite producida por el pasaje de una ola (modificado de Sleath, 1984).

El modelo expuesto en la Fig.4.20b muestra que en la rampa de la duna  $u(t)$  se acelera hacia la cresta y  $w(t)$  se dirige entonces hacia arriba. Pero en el talud,  $u(t)$  se desacelera y  $w(t)$  cambia de dirección hacia abajo. Como resultado de ambas situaciones, y suponiendo que  $\langle w \rangle = 0$  entonces queda

Rampa  $u(t) > \langle u \rangle$ ,  $w(t) > 0$  entonces  $u'(t) > 0$ ,  $w'(t) > 0$

Talud  $u(t) < \langle u \rangle$ ,  $w(t) < 0$  entonces  $u'(t) < 0$ ,  $w'(t) < 0$

El mismo resultado se observa cuando el flujo se revierte. Los datos obtenidos reflejan claramente una circulación en forma de celda similar a la propuesta por Lyne y luego corroborada con otros modelos por Sleath (1974).

#### 4.9.- Mareas

Las mareas son ondas producidas por la atracción de la Luna y el Sol sobre la Tierra. En las grandes masas oceánicas los efectos son más sensibles que sobre los continentes, donde la amplitud sólo alcanza a unos pocos centímetros. Similarmente a lo que sucede con las olas, las mareas tienen mayor amplitud en aguas someras que en el océano profundo. Su longitud de onda es del orden de varios miles de km en mar abierto pero se reduce a sólo unos pocos cientos en regiones costeras.

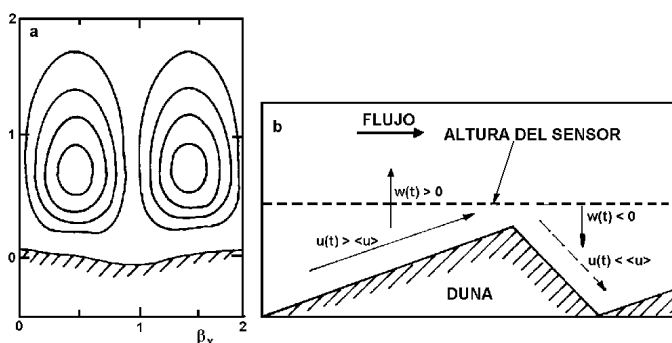


Fig.4.20.- a) Líneas de corrientes cerca de la cresta de una ondulita donde se observa el desarrollo de celdas de recirculación, según un modelo de Lyne (1971). b) Modelo esquemático de flujo sobre la superficie de una ondulita. El modelo implica un comportamiento inverso para los componentes del flujo cuando la corriente es en sentido inverso (según Perillo y Ludwick, 1984a).

Dado que la profundidad media del

océano es del orden de 4.000 m, resulta que las mareas son siempre ondas de poca profundidad. Los periodos principales de las mareas son de aproximadamente 12 y 24 hs (*mareas semidiurnas y diurnas*, respectivamente), dependiendo de la región y del grado de influencia relativa de las principales componentes armónicas lunares y solares.

En mares abiertos la onda de marea es de tipo progresiva. Por lo tanto, la máxima velocidad orbital se produce en el instante en que pasa la cresta o seno de la onda. En cambio, los efectos de la fricción y la reflexión en las zonas costeras, especialmente en estuarios y puertos, transforma a la onda en estacionaria o cuasi estacionaria. Esta modificación implica que las máximas velocidades orbitales se registran en los intervalos en que el gradiente de la altura de marea también es máximo, lo cual sucede en media marea creciente o bajante.

Al comportarse como una onda de aguas someras, el desplazamiento de la onda de marea se rige por

$$C = \left[ 1 + 1,5 \frac{\eta}{d} \right] \sqrt{gd} \quad [4.47]$$

donde  $O$  es la elevación de la superficie del agua por sobre el nivel medio del mar. En el mar abierto  $O/d$  es pequeño, entonces

$$C \approx \sqrt{gd} \quad [4.48]$$

Sin embargo, cuando la onda avanza sobre las plataformas continentales y zonas costeras la influencia de su amplitud es cada vez más importante. En muy bajas profundidades, existe una marcada variación entre la profundidad total ( $O + d$ ) debajo de la cresta y del seno de la onda. Ello da lugar a una notable diferenciación en las velocidades de ambos componentes de la onda, con la cresta moviéndose más rápido. Como resultado, la onda, que en el océano se podía asemejar a una senoide, pasa a ser asimétrica con una cresta en pico y un seno alargado. Aun más se puede ver que el frente de la cresta es mucho más empinado que su parte posterior.

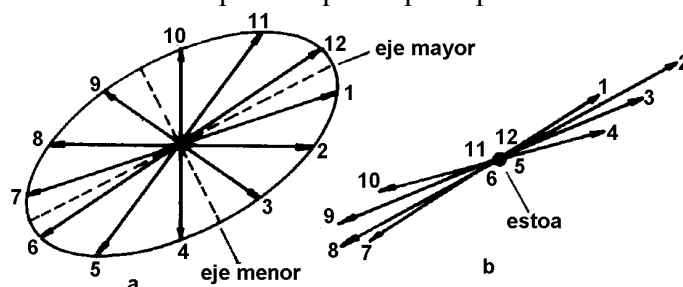


Fig.4.21.- Diagramas vectoriales de corrientes de marea: a) rotacional, propio de mares abiertos y b) reversibles, asociados a canales de marea y zonas restringidas.

Debido a la rotación de la Tierra, la onda de marea, considerada en gran escala, se comporta como una *onda de Kelvin* que rota alrededor de un punto nodal (donde no hay movimiento) denominado *punto anfifrómico*. El *efecto de Coriolis* origina que la rotación se produzca hacia la izquierda en el Hemisferio Sur provocando entonces que las corrientes de marea (que no son otra cosa que las velocidades orbitales) tengan un comportamiento también rotacional. Gráficamente, las

corrientes de marea se pueden representar por elipses que envuelven los extremos de los vectores que indican la amplitud y dirección de la corriente a lo largo del ciclo de marea (Fig.4.21a).

A medida que la onda se acerca a la costa la influencia de la topografía se hace cada vez más importante lo que produce que la elipse sea también cada vez más alargada y angosta. En el caso extremo, cuando la onda se encuentra en un canal, la elipse pasa a ser una recta donde las corrientes son entonces reversibles (Fig.4.21b). En estas condiciones, existen dos momentos en el ciclo de marea en que las velocidades se hacen cero (*estoa*) que ocurren durante la *pleamar* y *bajamar*.

Especialmente en la zona costera, la onda de marea sufre importantes modificaciones sobre los valores determinados por las componentes astronómicas. La fricción produce modificaciones sustanciales en la onda de marea. En algunos casos, como en el estuario de Bahía Blanca, el efecto friccional producido por la reducción en profundidad y ancho a lo largo del Canal Principal puede alcanzar una reducción del orden del 87% de la energía de la onda en sólo 18 km (Perillo y Piccolo, 1991).

Pero al efecto de la fricción se le agrega la influencia del viento y la presión. Son bien conocidos los graves daños e inundaciones que se producen en las zonas costeras de Buenos Aires y sus alrededores por el efecto de ondas de tormenta. Estas ondas son sobrelevaciones que producen las “sudestadas” (en el caso de Buenos Aires) por encima de la onda de marea normal dentro del Río de la Plata. Aunque no tan dañinos en razón de que las costas no son tan bajas, se producen los mismos procesos en otros lugares del país. En el caso del estuario de Bahía Blanca se han registrado desviaciones de la altura pronosticada del orden de 4 m (Perillo y Piccolo, 1991) cuando para Buenos Aires desviaciones de 1 a 1,5 m ya son consideradas altamente peligrosas.

Todos estos factores tienen especial importancia cuando se trata el problema del transporte de sedimentos. Si bien la oscilación de las corrientes de marea es lo suficientemente larga como para que su tratamiento se haga como si fuese un flujo unidireccional (especialmente en estuarios), las condiciones no son similares a las de los ríos. En estos últimos el caudal varía estacionalmente y la condición de descarga con máximo caudal se produce durante uno o dos períodos cortos durante el año. En cambio, las corrientes de marea en todo instante se ven afectadas por cambios en la profundidad ya que varían cíclicamente, por lo que el estado estacionario es muy difícil de alcanzar.

Un aspecto importante que separa a las corrientes de marea del flujo fluvial es el hecho que aquellas siempre están controladas por gradientes de presión variables rápidamente en el tiempo. En otras palabras, las variaciones del nivel del mar inducidas por el pasaje de la onda de marea da lugar a diferencias de nivel entre diferentes puntos de la costa que pueden ser positivos o negativos dentro de un ciclo de 6 o 12 hs. Por lo tanto, las corrientes raramente pueden considerarse estacionarias y sufren procesos de aceleración y desaceleración significativos. El resultado es que los perfiles de velocidad difieren sustancialmente de los propuestos para flujos unidireccionales (Soulsby y Dyer, 1981).

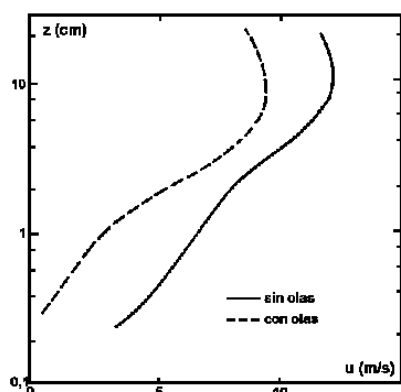


Fig.4.22.- Perfil medio de velocidad de corrientes sin y con efecto superpuesto de olas monocromáticas (modificado de Bakker y Van Doorn, 1978).

#### 4.10.- Interacción de Olas y Corrientes

La interacción entre olas y corrientes induce una mayor complicación a los procesos individuales. Obviamente si en cada

caso no es posible la resolución de las ecuaciones que los controlan, salvo en condiciones bastante simples, es realmente poco lo que se puede esperar de la superposición de ambos procesos. La mayor dificultad estriba en que dicha interrelación es no-lineal salvo para ciertos casos donde el comportamiento de ambos factores es laminar.

Además de la interacción simple cuyo tratamiento se puede realizar en un laboratorio, en la naturaleza surge una situación aún más compleja que reside en las diferentes direcciones de propagación de uno y otro componente. Es muy común encontrar que cuando las direcciones de propagación coinciden las olas tienden a alargarse y perder su pendiente natural. Mientras que cuando las direcciones son encontradas la pendiente se incrementa considerablemente al igual que su altura. Perillo y Sequeira (1989) describen la presencia de olas de hasta 1,5 m de altura producidas simplemente por la intersección de la onda de marea que ingresa al estuario de Bahía Blanca y las olas inducidas por el viento típico del noroeste. Con el mismo viento actuando sobre la superficie del estuario, pero con la marea en bajante, prácticamente las olas no se distinguen. Ello ocurre debido a que la corriente extiende la longitud de onda y disminuye sensiblemente la pendiente de la ola.

Estos aspectos son presentados por Sleath (1984) a través de una serie de ecuaciones que representan la interacción de un tren de olas uniforme con una corriente estacionaria de la siguiente forma

$$\frac{H}{H_{\infty}} = \left[ \frac{\left( 1 + \frac{2k_{\infty}d_{\infty}}{\sinh(2k_{\infty}d_{\infty})} \right) \left( 1 - \frac{kU}{k_{\infty}C_{\infty}} \right)}{\left( \frac{k_{\infty}}{k} - \frac{U}{C_{\infty}} \right) \left( 1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right) + \frac{2U}{C_{\infty}}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [4.49]$$

donde los términos con subíndice % corresponden a los que se observan sin el efecto de la corriente U. Mientras que la velocidad de dispersión resulta ser

$$\frac{\sigma}{k} = \left( \frac{g}{k} \tanh(kd) \right)^{\frac{1}{2}} + kU \quad [4.50]$$

Es necesario recordar que estas fórmulas son para flujos irrotacionales y con una corriente uniforme. Las corrientes reales no necesariamente satisfacen estas condiciones.

Evidentemente, estas interacciones que se observan en la superficie tienen su efecto en la distribución vertical de las velocidades cerca del fondo. Los diversos autores que han estudiado el problema están de acuerdo en que se producen una serie de condiciones bastante bien definidas. En primer lugar el perfil medio de velocidades puede dividirse en dos regiones: una inferior, cercana al fondo, el que es afectado solamente por la turbulencia generada por las olas; y una región superior donde la turbulencia de las corrientes no es condicionada por la de las olas. En este caso el perfil de velocidad puede aproximarse por la ec. [3.29]

$$\frac{\langle U \rangle}{u_*} = \frac{1}{K} \ln \frac{z}{z_0} \quad [3.29]$$

Sin embargo, los valores de  $u_*$  y  $z_0$  no son los mismos que para el cálculo de corrientes únicamente

(Sleath, 1984). Por otro lado, Bakker y van Doorn (1978) han demostrado que sobre fondos rugosos las velocidades medias son menores con olas que sin olas. Además han demostrado que el perfil no es totalmente logarítmico hasta la superficie (Fig.4.22). Pero en forma efectiva no existen ecuaciones que permitan determinar el esfuerzo de corte en forma específica.