

# LOS MODELOS DE GENERACIÓN DE OLAJE DE VIENTO: CARACTERÍSTICAS, EVOLUCIÓN Y FUTURAS APLICACIONES EN COLOMBIA

*Rubén Darío Montoya Ramírez<sup>1</sup>, Andrés Osorio Arias<sup>2</sup>*

*Facultad de Ingeniería Civil, Universidad de Medellín.*

*Escuela de Geociencias y Medio Ambiente, Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín.*

*rmontoya@udem.edu.co, afosorioar@iunal.edu.co*

Recibido para evaluación: 11 de Abril de 2007/ Aceptación: 11 de Mayo de 2007 / Versión final: 5 de Mayo de 2007

## RESUMEN

Durante el siglo pasado diferentes autores presentaron sus teorías sobre el oleaje basados en las leyes de la física relacionadas con el movimiento ondulatorio, estas teorías hicieron representaciones de las olas del mar como ondas de amplitud finita o de amplitud pequeña en las cuales la interacción entre ondas podía considerarse como lineal; sin embargo quedaron incompletas al tratar de explicar los mecanismos físicos relacionados con el crecimiento del oleaje. Sólo fue hasta mediados del siglo XX cuando los principales aportes matemáticos y experimentales impulsaron los modelos de generación de oleaje que explicaban de forma más completa y precisa la física del fenómeno. La información del oleaje con características adecuadas es de vital importancia para el diseño de cualquier obra costera, sin embargo ésta no siempre está disponible y es necesario utilizar modelos que permitan suplir dicha información. El presente artículo muestra de forma resumida la caracterización y evolución de los principales modelos que han sido empleados para el pronóstico del oleaje producido por el viento, sus ventajas y desventajas respecto a otros modelos. Por último presenta una recopilación de la información de oleaje disponible en Colombia.

**PALABRAS CLAVES:** Modelos de Predicción; Pronóstico de Oleaje; Olas de Viento; Oleajes; Ecuación de la Energía; Ondas.

## ABSTRACT

During the last century different authors presented their wave action theories based on the laws of the physics related to the undulatory movement, these theories made representations of the sea waves like waves of finite amplitude or small amplitude in which the interaction between waves could be considered like linear; nevertheless they were short when trying to explain the physical mechanisms related to the growth of the wave action. It was until half-full of century XX when the main mathematical and experimental contributions impelled the models of wave generation that explained of more complete form the physics of the phenomenon. The surge information with the suitable characteristics is too important for the design of any coastal structure, nevertheless not always this information is available, for that reason the use of models that allow to replace this information have vital importance. This article presents a summarized characterization and evolution of the main models that have been used to forecast the wave action produced by the wind, their advantages and disadvantages respect others. Finally it presents a compilation of information available in Colombia.

**KEY WORDS:** Prediction Models; Wave Forecast; Wind Waves; Wave Motion; Equation of the Energy; Waves.

## 1. INTRODUCCIÓN

Las actividades que se desarrollan en zonas costeras o marítimas como la pesca, el transporte y tránsito marítimo, la explotación petrolera, las operaciones en puertos, los estudios de erosión costera y la construcción de estructuras, entre otras, requieren de información del oleaje, que muchas veces no está disponible. Es por ello que el tema de modelos que permitan representar el fenómeno de la dinámica del oleaje han sido ampliamente estudiados por muchos autores.

Este trabajo presenta en forma resumida la evolución de los principales GRUPOS de modelos que se han implementado para explicar el fenómeno de generación de oleaje producido por el viento, desde aquellos más simples correspondientes a relaciones empíricas entre las variables que definen los patrones medios del oleaje en función de otras variables climáticas, hasta los modelos numéricos espectrales más novedosos que resuelven la ecuación de energía del oleaje. Se discuten aspectos relacionados con la información existente en Colombia y la necesidad de implementar técnicas de reanálisis que permitan mejorar la confiabilidad de los diseños de estructuras costeras en nuestro país.

La estructura del artículo es la siguiente: En la sección 2 se presenta la evolución histórica de las principales teorías matemáticas y estudios experimentales que han permitido el desarrollo de los modelos de generación de oleaje. En la sección 3 se describe la evolución, las características generales de los principales GRUPOS de modelos y se presenta una tabla resumen con las principales semejanzas y diferencias existentes entre los modelos más empleados de última generación. En la sección 4 se presenta el estado del arte de la información de oleaje existente en Colombia, y finalmente, en la sección 5 se presentan las conclusiones y recomendaciones.

## 2. ESTADO DEL ARTE: PRINCIPALES LEYES Y TEORIAS

### 2.1. Los conceptos matemáticos básicos del oleaje

La generación de olas producidas por el viento en la superficie del agua y su propagación han sido observadas a través de la historia; sin embargo la formulación matemática del movimiento de las olas fue sólo introducida en el siglo XIX. En 1802, Gerstner, un

matemático de Praga publicó la teoría trocoidal de olas para aguas profundas, y en 1844, Airy en Inglaterra desarrolló una teoría para olas de amplitud pequeña cubriendo un gran rango de profundidades desde aguas profundas hasta aguas someras. Después en 1847, expresando las ecuaciones de Navier-Stokes, para flujo bidimensional irrotacional no viscoso como una serie de Fourier, Stokes (1847) presentó una teoría para olas de amplitud pequeña en aguas profundas, la cual extendió a olas de profundidad intermedia. Esta solución actualmente es conocida como la teoría de olas de Stokes.

El primer mecanismo de generación de oleaje fue propuesto por Kelvin (1871) basado en el llamado mecanismo de inestabilidad Kelvin – Helmholtz en el cual se asumía que el flujo de aire sobre la superficie del mar era constante con la altura. Con esta suposición Kelvin encontró que la inestabilidad y la generación del oleaje sólo podía ocurrir para velocidades menores de 6.5 m/s, lo cual limitó la aplicación de dicha teoría (Leblond, 1978).

Varias décadas después, Jeffreys (1924, 1925) propuso la hipótesis de abrigo (*“sheltering”*) que ofrece la ola al flujo de aire sobre su espalda, y que genera una diferencia de presión a lo largo de toda la superficie de la ola. Él consideraba que si la velocidad del viento era mayor que la velocidad de la ola, el aire que fluía sobre la ola se separaba en la cresta de la ola y transfería el momentum a las olas de superficie a través de la fricción asociada con la separación de flujo. Basado en un concepto simple de balance de energía en el proceso de generación de oleaje, estimó el coeficiente de abrigo (*sheltering*) que puede ser usado para calcular el crecimiento de las olas debidas al viento.

Para verificar experimentalmente la teoría presentada por Jeffreys (1924, 1925) algunos investigadores realizaron experimentos de laboratorio con condiciones controladas, dentro de los cuales se encuentran los realizados por Stanton et al. (1932) y Motzfeld (1937). En sus experimentos éstos obtuvieron coeficientes de abrigo mucho más pequeños que los presentados por Jeffreys; sin embargo, Motzfeld trabajando con olas más empinadas verificó la existencia de la separación del flujo de aire sobre la cresta de la ola y el incremento del coeficiente de abrigo para este tipo de crestas.

Otros trabajos de relevancia presentados en la década de los 40's relacionados con la iteración océano-aire

fueron los presentados por Wuest (1949) quien realizó un estudio de estabilidad de la interfaz océano-aire y un estudio del tipo experimental realizado por Francis (1949) empleando un tanque generador de olas de viento. Eckart (1953) presentó un modelo para el crecimiento del oleaje en una superficie sin perturbaciones, que consideraba el efecto de la distribución aleatoria de corrientes de alta presión asociadas con tormentas circulares.

Más tarde Lock (1954) estudió la estabilidad de una corriente de aire laminar constante sobre una superficie del agua en reposo. Su análisis era comparable a la estabilidad de una capa de límite de Blasius que producía velocidades críticas del viento variando desde 1 a 3 m/s. Ursell (1956) presentó una recopilación completa de los resultados obtenidos en diferentes estudios de generación de oleaje de origen teórico y de origen experimental realizados hasta la época, y concluyó que ambas fuentes no explicaban completamente los mecanismos presentes en la generación del oleaje.

Un año después aparecieron simultáneamente dos teorías básicas que permitieron explicar de forma más adecuada el crecimiento de las olas de viento; presentadas por Phillips (1957) y Miles (1957). La teoría de Phillips proponía que las fluctuaciones aleatorias de presión del viento sobre la superficie del agua producían fluctuaciones en la superficie del agua y esto era lo que generaba el oleaje; sin embargo las observaciones realizadas por Phillips (1957) en el océano, y los experimentos realizados en laboratorio demostraron que las fluctuaciones aleatorias de presión eran mucho más pequeñas que las obtenidas por Phillips (1957) en forma experimental, y por lo tanto contradecían en varios aspectos sus teorías. Miles (1957) retomando los trabajos de Wuest (1949) y Lock (1954) reconoció la relación existente entre las fluctuaciones aleatorias de presión entre el aire y el agua.

Empleando un perfil de viento de forma logarítmica, Miles demostró que las fluctuaciones del agua a su vez generaban fluctuaciones en el aire y que finalmente ambos medios se ponían en fase, produciendo un crecimiento exponencial de las olas. Miles (1960) combinando los resultados obtenidos por su teoría en 1957 y los resultados de Phillips (1957) mostró que el crecimiento de las olas era inicialmente lineal pero en última instancia se hacía exponencial. Los resultados de datos de campo presentados por Longuet-Higgins

(1963) y algunos datos experimentales de laboratorio presentados por Shemdin y Hsu (1957) y Lighthill (1962) dieron una interpretación física de la teoría de Miles (1957); sin embargo los resultados obtenidos por Snyder y Cox (1966), y Barnett y Wilkerson (1967) mostraron que a pesar de la coherencia existente entre la teoría de Miles y la física del fenómeno del crecimiento de las olas de viento, las tasas de crecimiento del oleaje medidas a partir de datos de campo eran un orden de magnitud mayores que las obtenidas por Miles (1957). Este resultado ha sido atribuido, con base a los conocimientos alcanzados hasta ahora, a los efectos de la no linealidad en la transferencia de energía durante el crecimiento de las olas (Lizano, 2003).

Para tratar de solucionar este problema, diferentes investigadores realizaron experimentos que permitieran obtener mejores resultados no afectados por la transferencia no lineal de energía; dentro de estos se encuentran los trabajos de Snyder et al. (1981), Mitsuyasu y Honda (1982), Hsiao y Shemdin (1983) y Plant (1982) quien propuso una fórmula empírica para estimar la tasa de crecimiento de las olas de viento combinando los valores observados de varias fuentes de medición confiables.

Autores como Townsend (1972), Gent y Taylor (1976), Al'Zanadi y Hui, (1984), Janssen (1989), Belcher y Hunt (1993), Miles (1993), entre otros han tratado de avanzar en el entendimiento de los efectos de la turbulencia del viento debidos a las fluctuaciones de presión en la superficie del agua, sin embargo todavía no han sido comprendidos todos los aspectos responsables de la evolución del oleaje del viento (dispersión de la tasa de crecimiento).

En la actualidad otro tipo de ondas de alta frecuencia están captando la atención de múltiples investigadores en todo el mundo, debido a los grandes avances en la teledetección y sus aplicaciones a la oceanografía y la ingeniería de costas. Entre estos se pueden mencionar el estudio de la transferencia de momentum y de gas durante la interacción del flujo de aire en la superficie del mar, estudio de la reflectividad del océano (interpretación del sensoramiento remoto de ondas capilares) a partir de lo cual es posible deducir la velocidad del viento (Donelan y Pierson, 1987) y la influencia de este tipo de ondas en la generación del oleaje.

Este tipo de ondas son denominadas como ondas capilares (ondas capilares parasitarias) pues se desplazan mayoritariamente en la superficie del mar sobre un grupo de olas dominantes con longitudes de onda que oscilan entre 0.1 y 1 cm (períodos inferiores a 1 segundo) y por lo general son estacionarias o cuasi-estacionarias respecto a la onda dominante.

Según Alexev et al. (1998), la aparición de este tipo de ondas en las olas dominantes del océano influye marginalmente en las propiedades disipativas y otras propiedades dinámicas del oleaje. Esto hace que sea necesario incluir los efectos de éstas en la comprensión de cualquier teoría de generación de oleaje.

Cox (1958) fue el primero en realizar experimentos para la generación de ondas capilares en ondas largas. Analizando datos de un tanque generador de olas de viento mostró cómo las ondas capilares se formaban en el frente de ola de algunas olas de gravedad relativamente cortas. Otros de los trabajos realizados para estudiar las olas capilares y su relación con la generación de olas de gravedad se encuentran los presentados por Kunishi (1963), Crapper (1970), Valenzuela (1976), Kawai (1979), Winebrenner y Hasselmann (1988), Wheless y Csanady (1993), Wetzler (1993), Ruvinsky et al. (1991), Perlin et al. (1993) y de los más recientes el presentado por Longuet-Higgins (1995), quien relacionó las ondulaciones capilares cerca de la cresta de la ola de gravedad.

En relación con estudios experimentales de laboratorio se destacan trabajos de Ebuchi et al. (1987), Perlin et al. (1993), Zhang (1995), Jahne y Riemer (1990) y Klinke y Jahne (1997), Dommermuth (1994) y Mui y Dommermuth (1995) quienes realizan una integración numérica de las ecuaciones no estacionarias de Navier-Stokes con una superficie libre y reproducen las ondas capilares en la cara frontal de las olas de gravedad. Alexey et al. (1998) presentan un estudio de ondas no lineales capilares con una superficie forzada y disipación viscosa, basado en una aproximación de capa límite viscosa cerca a la superficie del agua.

## 2.2. Desarrollos matemáticos en la transformación de energía del oleaje

A pesar de todos los esfuerzos realizados hasta la época, no se pudo explicar hasta la década de los 1960's la

dinámica del crecimiento de olas al comenzar a soplar el viento, mediante la ecuación cinética de energía de ondas (Hasselmann, 1962). La ecuación cinética para ondas fue descubierta por Nordheim (1928; ver también Pierls, 1981) en el contexto de la física del estado sólido; después esta herramienta de la mecánica cuántica fue aplicada a una gran variedad de problemas clásicos de la física (ondas en plasma y problemas de hidrodinámica). Hasselmann (1962) y Zakharov y Filonenko (1966), Zakharov (1966) en forma independiente, dedujeron expresiones de la ecuación cinética para ondas de superficie a partir de la ecuación hidrodinámica original (Puskarev et al., 2004).

Los trabajos presentados por Hasselmann sobre los mecanismos de interacción no lineal del oleaje significaron un avance de vital importancia en la explicación del crecimiento del oleaje y en los modelos de generación debido a la fuerte influencia de dichos mecanismos en la evolución del espectro de frecuencias. Mitsuyasu (1968a) realizó experimentos que confirmaron la evolución del espectro continuo del oleaje debido a las interacciones no lineales de ondas.

Hasselmann (1973) propuso que las olas por interacciones entre sí compartían la energía. Por ello era posible el transporte de energía dentro del espectro entre algunas frecuencias determinadas, que explicaba el crecimiento al principio de la formación de las olas (Lizano, 2003).

Según la teoría de Hasselmann (1962) cuatro olas pueden intercambiar energía siempre y cuando se cumpla la siguiente condición de resonancia para el número de onda  $k$  y la frecuencia  $\omega$ ,

$$\begin{aligned} k_1 + k_2 - k_3 - k_4 &= 0 \\ \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4 &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

La razón de cambio de la acción de densidad  $N_j$  en número de onda  $k_j$  debido a la interacción de la cuadrupleta de ondas que contiene a  $k_j$  esta dada por la integral de Boltzman

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} = & \iiint \mathcal{G}(\bar{k}_1, \bar{k}_2, \bar{k}_3, \bar{k}_4) \delta(\bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_3 - \bar{k}_4) \\ & \delta(\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3 - \sigma_4) \times [N_1 N_3 (N_4 - N_2) + \\ & N_2 N_4 (N_3 - N_1)] d\bar{k}_2 d\bar{k}_3 d\bar{k}_4 \end{aligned} \quad (2)$$

donde la  $N_i = F(k_i)w_i$  es la densidad de acción,  $G$  es el coeficiente de acople de las interacciones de las cuatro ondas dado por las expresiones de Herterich y Hasselmann (1980) y  $\delta$  es la función delta Dirac.

Zakharov (1966) encontró que las olas en la superficie de un fluido ideal en sentido matemático eran sistemas Hamiltonianos y su dinámica podía ser tratada mediante la teoría original de ondas dispersivas (Puskarev et al., 2004). Este factor hizo posible establecer numerosos paralelos entre la teoría para ondas de superficie y las teorías de ondas relacionadas con el plasma y las ondas ópticas no lineales. Longuet-Higgins y Smith (1966), y McGoldrick et al. (1966) confirmaron experimentalmente las interacciones de las cuatro ondas propuesta Hasselmann (1962).

El cálculo riguroso de la transferencia no lineal de energía dada por la expresión de Hasselmann (1962) necesita una integración triple sobre el espacio de número de onda para una componente, lo cual consume demasiado tiempo computacional. A pesar de esto algunos autores han propuesto metodologías que permiten estimar la integral de Boltzmann en forma exacta. Dentro de los más populares se encuentran la llamada aproximación FD-RIAM propuesta por Hashimoto et al. (1998) y el método WRT presentado por Web, Tracy and Resio (Resio et al., 2001). Estos tienen la ventaja que permiten capturar el ajuste de frecuencia y los cambios en la forma del espectro ante decrecimientos de la profundidad (SWAN, 2006).

En el método WRT se realizan una serie de transformaciones con el fin de remover las funciones delta a la integral de Boltzmann; para ello se considera la integración del espacio del número de onda para cada combinación  $(k_1, k_2)$  como se muestra en la siguiente expresión

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = 2 \int T(\bar{k}_1, \bar{k}_3) d\bar{k}_3 \quad (3)$$

En la cual la función  $T$  está dada por

$$T(\bar{k}_1, \bar{k}_3) = \iiint G(\bar{k}_2, \bar{k}_2, \bar{k}_3, \bar{k}_4) \delta(\bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_3 - \bar{k}_4) \times \\ \delta(\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3 - \sigma_4) \theta(\bar{k}_1, \bar{k}_3, k_4) \times [N_1 N_3 (N_4 - N_2) + \\ N_2 N_4 (N_3 - N_1)] d\bar{k}_2 d\bar{k}_4 \quad (4)$$

Y con

$$\theta(\bar{k}_1, \bar{k}_3, \bar{k}_4) = \begin{cases} 1 & \text{Cuando } |\bar{k}_1 - \bar{k}_3| \leq |\bar{k}_3 - \bar{k}_4| \\ 0 & \text{Cuando } |\bar{k}_1 - \bar{k}_3| < |\bar{k}_3 - \bar{k}_4| \end{cases} \quad (5)$$

La función delta determina una región en el espacio del número de onda donde debe calcularse la integral, la función  $\theta$  determina una sección de la integral que no esta definida debido a que se asume  $k_1$  más cercano a  $k_3$  que  $k_2$ .

La parte más complicada del método de Webb consiste en usar un sistema de coordenadas locales a lo largo del llamado "locus", que es la ruta en el espacio vectorial del número de onda  $k$  que satisface las condiciones de resonancia para una combinación dada de  $k_1$  y  $k_3$ . El sistema de coordenadas  $(kx, ky)$  es reemplazado por un nuevo sistema de coordenadas  $(s, n)$  donde "s" y "n" son las direcciones tangenciales y normales a lo largo del "locus". La nueva integral puede ser escrita como la integral de línea

$$T(\bar{k}_1, \bar{k}_3) = \oint G J \theta(\bar{k}_1, \bar{k}_3, \bar{k}_4) \times [N_1 N_3 (N_4 - N_2) + \\ N_2 N_4 (N_3 - N_1)] ds \quad (6)$$

En la cual  $G$  es el coeficiente de acople presentado anteriormente y  $J$  es el término Jacobiano de la función que representa las condiciones de resonancia. El término Jacobiano es una función de las velocidades de grupo de los números de onda interactuantes:

$$J = \left| \vec{c}_{g,2} - \vec{c}_{g,4} \right|^{-1} \quad (7)$$

La nueva integral se resuelve mediante la discretización del "locus" en un número determinado (típicamente 40, SWAN 2006). La versión discretizada esta dada por:

$$T(\bar{k}_1, \bar{k}_3) \approx \sum_{i=1}^{ns} G(s_i) J(s_i) P(s_i) \Delta s_i \quad (8)$$

Donde  $P(s_i)$  es el término producto para un punto dado en el "locus",  $n_s$  es el número de segmentos,  $S_i$  es la coordenada discreta a lo largo del locus y  $\Delta s_i$  es el tamaño del paso.

Finalmente en el método WRT la tasa de cambio de la densidad de acción para un número de onda dado esta dado por

$$\frac{\partial N(\bar{k}_1)}{\partial t} \approx \sum_{i_{k3}=1}^{n_k} \sum_{i_{\theta3}=1}^{n_{\theta}} T(\bar{k}_1, \bar{k}_3) \Delta k_{ik3} \Delta i_{\theta3} \quad (9)$$

Donde  $n_k$  y  $n_\theta$  son las discretizaciones espectrales del número de onda y la dirección.

Muchos investigadores han tratado de desarrollar diferentes técnicas numéricas basadas en métodos paramétricos que permitan solucionar la ecuación cinética de forma computacional más rápida y eficiente. Dentro de estos se encuentran los trabajos de Zakharov y Filonenko (1966), Longuet-Higgins (1976) y Fox (1976), quienes derivaron un modelo de interacciones no lineales que podía calcularse fácilmente, Webb (1978), Zakharov y Zaslavskii (1982), Tracy y Resio (1982), Hasselmann y Hasselmann (1985), Haselmann et al. (1985), Resio y Perrie (1991), Masuda (1980) para aguas profundas y la extensión para aguas someras de Susuki (1995), Komatsu y Masuda (1996), Resio y Perrie (1991), Polnikov (1989, 1996), Lavrenov (1991, 2001).

Dentro de los trabajos mas relevantes en este sentido se encuentra el de Haselmann et al. (1985), quienes presentaron el método de Aproximación de Interacción Discreta (DIA) por sus siglas en inglés. En este método se asume que  $k_1 = k_2$ . Las nuevas condiciones de resonancia están dadas por Tolman (2002).

$$\begin{aligned} k_1 + k_2 &= k_3 + k_4 \\ \sigma_2 &= \sigma_1 \\ \sigma_3 &= (1 + \lambda_{nl})\sigma_1 \\ \sigma_4 &= (1 - \lambda_{nl})\sigma_1 \end{aligned} \quad (10)$$

Donde  $\lambda_{nl}$  es una constante. Para estas cuádrupletas la contribución  $\delta S_{nl}$  a la interacción para cada contribución discreta  $(f_r, \theta)$  del espectro correspondiente a  $k_r$  es calculada como:

$$\begin{pmatrix} \delta S_{nl,1} \\ \delta S_{nl,3} \\ \delta S_{nl,4} \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} -2 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} C g^{-4} f_{r,1}^{41} x \quad (11)$$

$$\left[ F_1^2 \left( \frac{F_3}{(1 + \lambda_{nl})^4} + \frac{F_4}{(1 - \lambda_{nl})^4} \right) - \frac{2 F_1 F_3 F_4}{(1 - \lambda_{nl}^2)^4} \right]$$

Donde.

$$F_i = F(f_{r,p}, \theta_i), \text{ etc. } \delta S_{nl,i} = \delta S_{nl}(f_{r,p}, \theta_i), C$$

es constante de proporcionalidad. Las interacciones no lineales se calculan considerando un número limitado de combinaciones de  $(\lambda_{np} C)$ . Por lo general, en la práctica

sólo se realiza una combinación (Tolman, 2002).

El termino  $S_{nl}$  ha sido desarrollado para aguas profundas usando la relación de dispersión en las condiciones de resonancia. Para aguas someras se conserva la utilización de la relación de dispersión y la expresión anterior se escala mediante el siguiente factor  $D$ .

$$D = 1 + \frac{c_1}{k d} [1 - c_2 k d] e^{-c_3 k d} \quad (12)$$

Donde  $c_1$ ,  $c_2$  y  $c_3$  son constantes. Algunos valores recomendados por Hasselmann y Hasselmann (1985) son  $c_1=5.5$ ,  $c_2=5/6$  y  $c_3=1.25$ .

Según Ueno y Kohno (1997), este método estima apropiadamente el valor de la transferencia de energía para valores bajos de frecuencia, pero también calcula valores espurios de transferencia de energía cerca del rango de altas frecuencias, además la transferencia no lineal de energía para el espectro Pierson- Moskowitz calculada con el esquema DIA es aproximadamente cuatro veces más alta que la obtenida con el calculo exacto. Debido a esto, el método tradicional DIA presenta mejores resultados para mares tipo SWELL, pero subestima los resultados para valores altos (valores pico) de oleaje en mares de viento (SEA) completamente desarrollados.

Zakharov y Pushkarev (1999) propusieron un modelo fenomenológico simple para representar las interacciones no lineales de las ondas gravitacionales para aguas profundas, empleando un tipo de operador de difusión no lineal de segundo orden dado por la siguiente expresión

$$N(\sigma, \theta) = \frac{\partial F(\sigma, \theta)}{\partial t} \Big|_{NL} = c g^{-4} \sigma L [\sigma^{12} F^3(\sigma, \theta)] \quad (13)$$

Donde,  $S(\sigma, \theta)$  es el espectro de frecuencias,  $L$  es el operador diferencial de segundo orden

$$L = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \sigma^2} + \frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \quad (14)$$

Los resultados analíticos y numéricos muestran que el nuevo modelo da una buena descripción de la situación real, pero consumiendo menor tiempo computacional (más o menos en tres ordenes de magnitud). Polnikov (1996), describe las principales peculiaridades de la transferencia

no lineal de energía a través del espectro de frecuencias para ondas gravitacionales de superficie para el caso de profundidad finita. Demuestra que dichas peculiaridades no están sólo confinadas por un incremento trivial de la intensidad de las transferencias no lineales de energía con el decrecimiento de la profundidad del agua  $h$ , sino que son más numerosas y complicadas.

Polnikov (2003) presenta nuevas configuraciones discretas de las interacciones no lineales propuestas por Hasselmann et al. (1985) (integrales cinéticas). En este trabajo se evidencia que existen gran cantidad de configuraciones más simples y más eficientes que las propuestas originalmente por Hasselmann et al. (1985). Puskarev et al. (2004) proponen un modelo fenomenológico para estudiar las interacciones no lineales en aguas profundas. El modelo propuesto toma en cuenta los efectos de no localidad de las teorías originales de la ecuación de difusión Hasselmann, y preserva importantes propiedades tales como: escalamiento físico consistente, Adherencia a las leyes conservativas y la existencia de soluciones del tipo Kolmogorov – Zakharov (KZ). La comparación entre ambos modelos con la ecuación original de Hasselmann muestra como estos últimos mejoran la distribución angular en el desarrollo del espectro de energía del oleaje.

A pesar de los avances realizados en el entendimiento de las interacciones no lineales de ondas y las simplificaciones para resolver las integrales cinéticas (Hasselmann, 1962), el problema aún persiste pues la exactitud de dichas simplificaciones influye en la forma del espectro de frecuencias que representa un cierto estado del mar.

En la década de los 1990's algunos investigadores centraron sus estudios en el complejo fenómeno del rompimiento del oleaje, que constituye uno de los principales mecanismos de disipación de energía del oleaje y que influye en los procesos de interacción aire-agua. Dentro de estos trabajos se caracterizan los relacionados con el rompimiento del oleaje propiamente dicho o “*Whitecapping*” y los relacionados con el rompimiento inducido por el fondo en aguas someras. Dentro de estos trabajos se encuentran los presentados por Banner y Peregrine (1993) quienes presentaron diferentes estudios relacionados con las inestabilidades de trenes uniformes de olas. Jillians (1989) mostró cómo las funciones inestables están concentradas cerca de la

cresta de la ola y empleó métodos numéricos para mostrar cómo la inestabilidad eventualmente producía rompimiento de la ola. Otros autores como Melville (1983, 1996), Melville et al. (1988), Su et al. (1982) y Chereskin y Christensen (1985) han contribuido teórica y experimentalmente en el tema del rompimiento del oleaje.

Dentro de los últimos trabajos presentados para la estimación del rompimiento del oleaje “*whitecapping*” se encuentra el Método de Inclinación o peralte acumulado (*CSM* – “*Cumulative Steepness Method*”) presentado por Hurdle y Van Vledder (2004). Con este método la disipación debido al *whitecapping* de forma direccional depende de la inclinación del espectro por debajo de una frecuencia particular. La expresión propuesta está dada por (SWAN,2006).

$$S_{st}(\sigma, \theta) = A_m \int_0^\sigma \int_0^{2\pi} k^2 |\cos(\theta - \theta')|^m F(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (15)$$

Donde  $k$  es el número de onda,  $\theta$  es la dirección del oleaje y  $F(\sigma, \theta)$  es la densidad de energía o espectro de frecuencias. El coeficiente normalizado,  $A_m$  está dado por

$$\int_0^{2\pi} A_m \cos^m(\theta) d\theta = 1 \quad (16)$$

El coeficiente  $m$  es el encargado de controlar la dependencia direccional. La disipación de energía debida al *whitecapping* está dada por (SWAN, 2006)

$$S_{wc}^{st} = -C_{wc}^{st} (S_{st}(\sigma, \theta))^p F(\sigma, \theta) \quad (17)$$

Donde,  $C_{wc}^{st}$  es un coeficiente y  $p$  es un parámetro que controla la proporcionalidad de la tasa de disipación en el peralte del espectro.

Otro método alternativo para la estimación del rompimiento del oleaje “*whitecapping*” esta basado en el método propuesto por Alves y Banner (2003). Esta expresión está basada en descubrimientos experimentales en los cuales el la disipación por rompimiento (*whitecapping*) aparece relacionado a la hidrodinámica no lineal contenida en los grupos de olas. Esto produce un término de disipación que primeramente depende de las cantidades que son locales en el espectro de frecuencia, opuesto a aquellas que están distribuidas sobre el espectro, como en la expresión de Komel et al. (1984). La expresión final para calcular el “*whitecapping*” propuesta por Alves y

Banner (2003) presenta importantes dependencias del número de onda espectral promedio y el peralte (*Steepness*) del espectro, lo cual es problemático en situaciones de oleaje mezclado de *Sea-Swell* comúnmente encontrado cerca de la costa (SWAN, 2006).

### 2.3. Análisis del oleaje

Aparte del análisis determinístico del oleaje basado en la teoría de ondas, conceptos como el espectro de frecuencias, y de significativo, entre otros permitieron explicar la irregularidad y variabilidad del oleaje desde el punto de vista estadístico y por lo tanto sentaron la base para la aparición de los actuales modelos de generación de oleaje. La Figura 1 muestra el esquema general del estudio del oleaje considerando ambos aspectos.

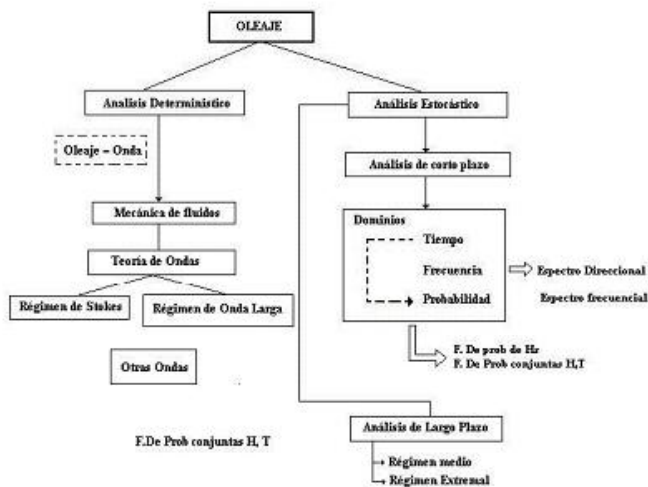


Figura 1. Esquema general para el estudio del oleaje.

Los principales avances en el análisis estadístico de oleaje, considerado como el estudio de las propiedades que describen su variabilidad en el espacio y en el tiempo, al igual que muchos de los principales desarrollos tecnológicos actuales tuvieron como principal motivación la guerra. En la década entre 1940 y 1950, al finalizar la II Guerra Mundial, los esfuerzos para predecir las condiciones de oleaje en los desembarcos aliados, llevaron al desarrollo de la teoría de las funciones aleatorias y matemática estadística que aportaron una poderosa herramienta para la descripción del oleaje como un fenómeno aleatorio (GIOC, 2002).

Los primeros en reconocer la irregularidad de las olas del océano y la necesidad de incorporar este concepto en el pronóstico de oleaje fue un grupo de oceanógrafos liderados por Pierson (1952). Para ello introdujeron el concepto de espectro de ola como herramienta básica para describir dicha irregularidad. Según Pierson et al. (1952), la irregularidad del océano debida a los grupos de olas producidas por el viento al soplar sobre la superficie del mar y que viajan unas sobre otras con diferentes frecuencias y amplitudes ó al oleaje formado por grupos de olas provenientes de diferentes zonas de generación que interactúan entre sí, podía representarse mediante el concepto de espectro de frecuencia.

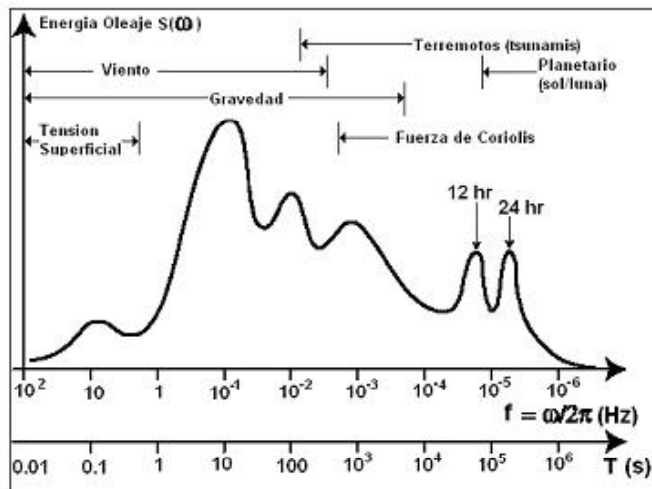
El espectro del oleaje,  $F(t, x, y, \sigma, \theta)$ , donde  $t$  es el tiempo,  $x$  y  $y$  las direcciones principales en un eje de coordenadas,  $\sigma$  es la frecuencia y  $\theta$  la dirección del oleaje, representa la magnitud de la energía total del oleaje, promediada en el tiempo y en el espacio, en función de la frecuencia angular de las ondas componentes ( $\sigma$ ) (GIOC, 2002), visto de otra forma, el espectro representa las olas más o menos predominantes para un estado del mar determinado.

Pierson (1953) presentó un modelo espectral de olas de viento basado en la teoría de ruido aleatorio. Neumann (1953) presentó un espectro de oleaje a partir de datos observados. Recopilando los resultados obtenidos en ambos estudios, Pierson et al. (1966) presentaron su artículo “Métodos prácticos para la observación y pronóstico de olas oceánicas por medio de análisis espectral y estadística” en el cual se describían las principales técnicas estadísticas para representar el oleaje, así como las recomendaciones necesarias para la obtención del espectro de frecuencias a partir de datos de campo.

En la predicción, análisis y generación de oleaje desde los primeros trabajos de Pierson y Marks.(1952) son muchos los investigadores que han estudiado el comportamiento del espectro de oleaje tratando diversos aspectos como la estimación eficiente a partir de datos observados, desde el punto de vista de la frecuencia, como es evolución espacial y temporal del espectro de oleaje (Oleaje tipo Sea ó Swell), como es la forma del espectro de frecuencias de acuerdo a variables como la distancia sobre la cual sopla un viento constante y uniforme (*“fetch”*) y el tiempo que actúa el viento sobre la superficie del mar, la magnitud y dirección de la velocidad del viento y sus cambios repentinos asociados,



la forma del espectro según la fuerza generadora principal y la fuerza restauradora principal que disipa o modifica el movimiento. En la Figura 2 se presenta la configuración el espectro de frecuencias según la fuerza generadora y la fuerza restauradora principal.



**Figura 2.** Espectro de energía del oleaje 1. Las flechas en la parte superior indican el mecanismo de generación y las flechas en la parte inferior la fuerza restauradora principal.

Dentro de los últimos trabajos se encuentra el trabajo de Pierson y Moskowitz (1964), quienes a partir de datos de acelerómetro en el mar Atlántico Norte Británico presentaron uno de los espectros de frecuencia escalares más utilizados. En éste el espectro de frecuencia  $S(w)$  es calculado como una función de parámetros como la frecuencia y la velocidad a 19.5m sobre la superficie libre del mar ( $U_{19.5}$ ) la cual a su vez está relacionada con la velocidad a 10m sobre la superficie ( $U_{10}$ ).

Otros espectros de frecuencia escalares ampliamente utilizados y aprobados por la comunidad científica son el JONSWAP presentado por Hasselmann (1963) y sus modificaciones presentado por Donelan et al. (1985). Estos espectros reproducen adecuadamente la teoría de interacciones no lineales de las olas y su influencia en la evolución del espectro con el tiempo presentadas por Hasselmann (1966).

Quizás uno de los conceptos más importantes para el análisis del oleaje fue el presentado por Sverdrup and Munk (1947) del SIO (Scripps Institution of Oceanography) quienes fueron los pioneros en el empleo de las técnicas de pronóstico de oleaje en términos del

concepto de significativo. Según Sverdrup y Munk (1947), a pesar que las olas presentan un comportamiento aleatorio (variación espacial y temporal de sus propiedades), éstas pueden caracterizarse mediante una altura promedio denominada altura de ola significativa ( $H_s$ ) y un período medio o significativo ( $T_s$  ó  $T_m$ ), como representativos de un estado particular del mar. Estos varían en el espacio y en el tiempo, aún con la presencia de viento uniforme (Waseda et al., 2001). Según Sverdrup y Munk (1947) la altura de ola significativa puede calcularse como el promedio de la tercera parte de la serie de registros de alturas de ola más altos presentados para todo el intervalo de medición (estado del mar).

A partir de estos avances el análisis estadístico del oleaje ha sido abordado básicamente desde dos escalas principales: El corto plazo en el cual las características espectrales (frecuencia y dirección), y el análisis probabilístico son considerados a partir de conceptos como la altura de ola significativa, período y dirección media estimados en un período corto de tiempo en el cual la serie obtenida es estacionaria o cuasi estacionaria (estado del mar). El análisis de largo plazo en el cual son consideradas o determinadas las características medias y extrémiles del oleaje a partir de los datos históricos que contienen la información de múltiples estados del mar (Figura 1).

### 3. EVOLUCIÓN DE LOS MODELOS DE GENERACIÓN DE OLAJE

#### 3.1. Modelos empíricos

Las primeras técnicas de pronóstico y generación de oleaje se desarrollaron durante y después de la segunda guerra mundial, éstas usaban modelos simples basados en relaciones empíricas entre variables dependientes como altura de ola significativa, período de ola, etc, con variables independientes como velocidad del viento, profundidad, etc.

Bretschneider, (1952,1958) desarrolló una relación semiempírica para el pronóstico de oleaje que permite relacionar la altura y el período de ola significativa ( $H_s, T_s$ ) con la velocidad del viento en la superficie, la distancia sobre la cual actúa el viento (fetch) y la profundidad del agua, llamado el método SMB (Sverdrup, Munk y Bretschneider). En éste la altura de ola significativa,  $H_s$ , es calculada mediante la siguiente expresión.

$$H_s(V_s, d, F) = \frac{V_s^2}{g} H_\infty \operatorname{Tanh} \left( K_3 \left( \frac{d \cdot g}{V_s^2} \right)^{m_3} \right) \cdot \operatorname{Tanh} \left[ \frac{K_1 \left( \frac{X \cdot g}{V_s^2} \right)^{m_1}}{\operatorname{Tanh} \left( K_3 \left( \frac{d \cdot g}{V_s^2} \right)^{m_3} \right)} \right] \quad (18)$$

Donde  $H_s$  es la altura de ola significativa (m),  $V_s$  es la velocidad del viento en la superficie (m/s),  $g$  es la aceleración de la gravedad (m/s<sup>2</sup>),  $d$  es la profundidad del agua (m),  $X$  es la distancia sobre la cual ha soplado un viento constante y uniforme ("fetch" (m)) y  $H_\infty$ ,  $K_p$ ,  $K_3$  y  $m_p, m_3$  son coeficientes adimensionales iguales a 0.283, 0.0125, 0.53, 0.42, 0.75, respectivamente.

El período de ola significativa está dado por la expresión.

$$T_s(V_s, d, F) = \frac{V_s^2}{g} T_\infty \operatorname{Tanh} \left( K_4 \left( \frac{d \cdot g}{V_s^2} \right)^{m_4} \right) \cdot \operatorname{Tanh} \left[ \frac{K_2 \left( \frac{X \cdot g}{V_s^2} \right)^{m_2}}{\operatorname{Tanh} \left( K_4 \left( \frac{d \cdot g}{V_s^2} \right)^{m_4} \right)} \right] \quad (19)$$

Donde,  $T_s$  es el período de ola significativa (s),  $V_s$ ,  $g$ ,  $d$  y  $X$  son los mismos de la ecuación (1) y  $T_\infty$ ,  $K_p$ ,  $K_4$ ,  $m_2$  y  $m_4$  son coeficientes adimensionales iguales a 7.54, 0.077, 0.833, 0.25 y 0.375, respectivamente.

De análisis de todo el mundo Reptko et al. (2001) encontraron que la altura de ola y el parámetro de inclinación de las olas ( $H/L$ ) eran estadísticamente independientes. Y presentaron la relación

$$T_p(H_s, S_p) = \sqrt{\frac{H_s 2\pi}{g S_p}} \quad (20)$$

Donde,  $T_p$  es el período pico (s),  $H_s$  es la altura de ola significativa,  $g$  es la aceleración de la gravedad (m/s<sup>2</sup>), y  $S_p$  es la relación  $H/L$  ( $H$  es altura de ola y  $L$  es la longitud de onda).

Datos más recientes permitieron revisar el método SMB para que Hasselmann et al. (1973) generara los nomogramas que fueron, y son, usados para el pronóstico de oleaje en casos de alcance y tiempo limitado. Para alcance limitado, la altura ( $H_{mo}$ ), está dada por

$$H_{mo} = 0.0016 g^{-1/2} U_{10} X^{1/2} \quad (21)$$

Para duración limitada, la altura ( $H_{mo}$ ), está dada por

$$H_{mo} = 8.29 \times 10^{-5} g^{-2/7} U_{10}^{9/7} t^{5/2} \quad (22)$$

Donde  $H_{mo}$  es la altura de ola asociada con el momento de orden cero,  $U_{10}$  es la velocidad del viento a 10 metros de altura (m/s),  $X$ (m) es la distancia sobre la cual actúa un viento uniforme (fetch) y  $t$ (s) es el tiempo durante el cual actúa. Según Hasselmann el tiempo  $t$  está dado por

$$t = 68.8 (g U_{10})^{-1/3} X^{2/3} \quad (23)$$

$H_{m0}$  está relacionada con el momento de orden cero  $m_0$  dado por

$$H_{m0} = 4.004 \sqrt{m_0} \quad m_0 = \int_0^\infty \omega^0 S(\omega) d\omega \quad (24)$$

Donde  $S(\omega)$  es el espectro de frecuencias ( $\omega$ ). Si el proceso es de banda estrecha y la distribución de altura de ola es Rayleigh, se puede demostrar que

$$H_{m0} = 4.004 \eta_{rms} = H_s \quad (25)$$

Otra de las expresiones comunes para la estimación de la altura de ola significativa de forma no-direccional es la presentada por Wilson (1965) la cual estima la evolución o la tasa de crecimiento del oleaje para vientos locales en zonas costeras. En ésta la altura de ola significativa es estimada a partir de la velocidad del viento, la aceleración de la gravedad y la distancia efectiva de actuación del viento ("fetch"), la cual a su vez es una función de las distancias donde se mide el viento y el ángulo formado con la línea de costa.

Donelan et al. (1985) presentaron un método muy popular alternativo al JONSWAP presentado por Hasselmann et al. (1973) que combina los efectos débiles debidos al fetch a través de una formulación simple. Dicha formulación considera la direccionalidad del viento.

Otro modelo complementario al modelo JOSNWAP es el modelo TMA presentado por Bouws et al. (1985) el cual buscó corregir los efectos del fondo debido a la pérdida de energía en aguas someras.

USACE (1984) presentaron un modelo paramétrico mediante el cual es posible determinar la altura de ola significativa ( $H_s$ ) y el período pico ( $T_p$ ) para una tormenta tropical moviéndose lentamente mediante las siguientes expresiones

$$H_s = 5.03 e^{\frac{R\Delta P}{4700}} \left( 1 + \frac{0.29\alpha V_{fm}}{\sqrt{V_{max}}} \right) \quad (26)$$

$$T_p = 8.6 e^{\frac{R\Delta P}{9400}} \left( 1 + \frac{0.145\alpha V_{fm}}{\sqrt{V_{max}}} \right) \quad (27)$$

Donde,  $\Delta P = P_n - P_o$  es la diferencia de presiones atmosféricas entre el ojo y el límite exterior de la tormenta,  $V_{fm}$  es la velocidad de movimiento,  $R$  es el radio de viento máximo y  $V_{max}$  es la máxima velocidad del viento para una tormenta en movimiento (Agudelo et al., 2005). En ese mismo trabajo de USACE (1984) se presentan expresiones para determinar la altura de ola significativa ( $H_s$ ), la altura máxima de rompimiento ( $H_{max}$ ) y otros parámetros de vital importancia para el diseño de estructuras costeras en aguas someras como diques, puertos etc.

Liu et al. (1991) proponen un esquema para calcular la altura de ola y el período en cada punto de una malla espacial para hacer el pronóstico para el paso de tiempo siguiente. El esquema modificado permite interpolar el crecimiento, decaimiento y la propagación de la energía de la onda basado en la relación de pronóstico de oleaje semiempírica en el punto de la malla espacial para entonces calcular la altura de ola y el período en el paso siguiente. El proceso numérico contiene cuatro pasos: con un valor inicial definido se modela el crecimiento y decaimiento de la ola, se hace la propagación y por último la interpolación en el punto de la malla espacial.

Estudios actuales han tratado de obtener relaciones empíricas y experimentales más adecuadas que permitan relacionar la evolución del oleaje a partir de los conceptos de ola significativa considerando aspectos tan importantes como el fetch, los cambios repentinos en la velocidad y dirección del viento, etc. En este sentido Waseda et al.

(2001) a partir de datos experimentales obtenidos en un tanque de laboratorio estudian la respuesta en la evolución de las olas de viento ante cambios repentinos en la velocidad superficial del viento encontrando que la relación de la forma  $H \propto gT^2$  ( $T$ = período,  $g$ = aceleración de la gravedad) representa una mejor relación que la tradicionalmente empleada (denominada tradicionalmente como la Ley 3/2).

Esto corrobora los resultados experimentales obtenidos por Kunishi (1963) y Mitsuyasu y Rikiishi (1978) y el modelo teórico de Phillips (1958). Se ha observado que la ley 3/2 no es adecuada inclusive para olas en el océano cuando la velocidad del viento cambia lo suficientemente rápido como lo indican los estudios realizados por Toba (1988) y Hanson y Phillips (1999).

Las principales desventajas de estos modelos empíricos radican en que la mayoría de ellos sólo permiten obtener pronósticos locales o puntuales de la altura y el período de ola significativa para un estado determinado del mar en el cual se tienen condiciones constantes (velocidad del viento, *fetch*, dirección) para aguas profundas, además son totalmente ineficientes para análisis numéricos en dos dimensiones y no permiten obtener ningún tipo de información espectral del oleaje.

Teniendo en cuenta las falencias de sus antecesores, los denominados modelos de base física surgieron para darle más rigor a la física del fenómeno al considerar la evolución espacial y temporal de la energía que influye en el aumento y decaimiento del oleaje.

### 3.2. Modelos de base física

Los esfuerzos realizados por diferentes investigadores tratando de explicar de forma matemática la irregularidad del océano, los mecanismos que influyen en el crecimiento y decrecimiento del oleaje producido por el viento, así como el crecimiento acelerado de los computadores permitió la evolución de los modelos de generación de oleaje más utilizados en la actualidad.

Los denominados modelos de base física resuelven la ecuación de energía del oleaje dada por

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \nabla \cdot (c_g F) + \sigma \frac{\partial \left( c_\sigma \frac{F}{\sigma} \right)}{\partial \sigma} + \frac{\partial (C_\theta F)}{\partial \theta} = S_t \quad (28)$$

Donde,  $S_t$  puede calcularse como

$$S_t = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} + S_{bot} \quad (29)$$

Donde,  $F(t, x, y, \sigma, \theta)$  es el espectro de frecuencias,  $t$  es el tiempo,  $\sigma$  es la frecuencia intrínseca,  $\theta$  es la dirección del oleaje,  $C_g$  es la celeridad de propagación de grupo ( $C_g = \partial\omega/\partial k$ ) que depende de las condiciones de agua profunda, intermedia o someras,  $c\sigma$  y  $c\theta$  son las velocidades de propagación en el espacio espectral (frecuencia, dirección) y  $S_t$  es la suma de todos los sumideros o fuentes de energía.

Cuando el viento sopla sobre la superficie del mar producto las fluctuaciones de presión, transmite por efectos de fricción la energía necesaria para el crecimiento y formación de las características del oleaje. Sin embargo al interior del oleaje se presentan una serie de factores que restan o suman energía durante el proceso de generación y propagación del oleaje, dentro de los principales aspectos considerados se encuentran los siguientes:

$S_{in}$  está relacionada con la energía suministrada por el viento,  $S_{nl}$  representa las interacciones no lineales entre ondas,  $S_{ds}$  es el término que considera la disipación de energía por el rompimiento de olas en aguas profundas (*“whitecapping”*) y el rompimiento del oleaje inducido por el fondo en aguas someras y  $S_{bot}$  está relacionado con la pérdida o disipación de energía debida a la fricción con el fondo en aguas someras y con corrientes marinas para aguas profundas.

La forma numérica como es resuelta la ecuación de energía del oleaje y la evolución teórica y experimental en la estimación de los términos que componen las fuentes o sumideros de energía han permitido clasificar los modelos numéricos de generación de oleaje en de primera, segunda y tercera generación. Los modelos de generación de oleaje integrados con otro tipo de modelos son denominados comúnmente en el medio científico como modelos acoplados. Estos últimos no son abordados en este artículo.

### 3.2.1 Modelos de primera generación

En los modelos de primera generación cada componente espectral evoluciona independiente de todas las otras componentes (modelos desacoplados de primera generación), los espectros son definidos con parámetros

ajustados empíricamente. En estos modelos, el espectro de energía se representa como un arreglo de paquetes de energía discretizados en dos dimensiones: frecuencia y dirección. Cada uno de los cuales se propaga con su propia velocidad de grupo a lo largo de su propio rayo director, correspondiente al viento que ha contribuido a lo largo de esta trayectoria (Lizano, 2003).

En los modelos de primera generación el término de energía suministrada por el viento se estima suponiendo un crecimiento lineal de la energía debido a las fluctuaciones turbulentas de la presión en la superficie del mar según Phillips (1957) y Miles (1957).

El término de disipación de energía es usado como un pequeño limitante, el cual evita que el espectro sea excedido del nivel de saturación definido, cuando los componentes del oleaje alcanzan el nivel de saturación, modelado por  $\omega^{-5}$ , inmediatamente se detiene el crecimiento del oleaje.

Las interacciones no lineales no eran consideradas o simplemente eran parametrizadas usando el resultado de Hasselmann (1963) para el espectro totalmente desarrollado de Neumann. Aún, si el término de las interacciones no lineales era considerado, este representaba una modificación muy pequeña en el balance total de energía (Massel, 1996). Múltiples experimentos realizados en los años 70 como el de Hasselmann et al. (1973) y el de Mitsuyasu (1968a) en un tanque experimental de viento contribuyeron enormemente en el entendimiento del balance de energía espectral del crecimiento del oleaje. Ellos demostraron que la principal fuente de energía, durante la fase principal del crecimiento del oleaje en las bajas frecuencias ubicadas en la parte delantera del espectro era la transferencia no lineal de energía de las altas a las bajas frecuencias. De ahí que los modelos de primera generación sobrestimen la acción del viento y subestimen la fuerza de transferencia no lineal casi por un orden de magnitud (WAMDI Group, 1988).

Dentro de los modelos de este tipo se encuentra el VENICE para aguas someras (Cavaleri y Rizzoli, 1981), el cual emplea una forma simple de la ecuación de transferencia de energía, con sólo dos términos sumideros de energía, correspondientes a los mecanismos de crecimiento lineal del oleaje de Phillips (1957) y Miles

(1957). El coeficiente de acoplamiento o razón de crecimiento exponencial es modelado de acuerdo a la teoría de Barnett (1968).

En este modelo a pesar que las interacciones no lineales y el rompimiento del oleaje “whitecapping” no se tienen en cuenta de forma explícita, son considerados de forma indirecta en la determinación experimental del parámetro de acoplamiento el cual debe contener toda la información de la física del fenómeno.

Otro de los modelos de primera generación es el modelo MRI (Isozaki y Uji, 1973) en el cual el término de la energía suministrada por el viento se acopla con el término de disipación de energía debido al rompimiento del oleaje colocando el límite del crecimiento del oleaje en la forma del espectro de Pierson – Moskowitz. El procedimiento de pronóstico obedece a tres estados o condiciones del mar: Estado de crecimiento, estado de decaimiento y presencia de vientos opuestos al oleaje (Massel, 1996).

### 3.2.2 Modelos de segunda generación

Debido a los problemas presentados por los modelos de primera generación en cuanto al ajuste de la ecuación espectral de energía; se propusieron diferentes cambios. El primer cambio fue proveer un acoplamiento entre las componentes individuales espectrales de forma no lineal, adicionalmente el “mar de viento” es manejado por una forma espectral independiente de los otros procesos, ajustada con los parámetros de Hasselmann et al. (1976).

El término  $S_{nl}$  se obtiene por ajuste de una familia de funciones que dependen de una serie de parámetros. Estos modelos son así llamados modelos paramétricos de “mar de viento”. La “marejada de fondo” (o mar de leva) se calcula o se propaga con una forma espectral. Ya que ésta es casi independiente del viento, los dos esquemas funcionan casi independientes. Estos son los llamados modelos híbridos acoplados (Lizano, 2003).

Este tipo de modelos presenta problemas en la transferencia de energía de mar de viento (sobre el cual sopla un viento constante y uniforme) a mar de fondo o SWELL (sobre el que no actúa el viento) (Lizano, 2001). Dentro de estos modelos se encuentran el VAG (Guillaume, 1987), y los modelos del cuerpo de ingenieros de Estados Unidos SHALWV y el DWAVE (Resio, 1981). Todos los modelos de segunda generación sufren

de limitaciones en la parametrización de las transferencias no lineales de energía. Estos modelan satisfactoriamente para el “fetch” estándar y la duración limitante del crecimiento del oleaje para la cual la parametrización fue diseñada, sin embargo bajo condiciones extremas de cambios rápidos de viento la parametrización del término de transferencia de energía no lineal generalmente contiene muchos más grados de libertad para tratar exitosamente la amplia variedad de distribuciones espectrales con las cuales puede presentarse.

Dentro de estos modelos se encuentran el Modelo Operacional de Oleaje (BMO) de la Oficina Meteorológica de Inglaterra, el modelo SAIL de la National Oceanographic and Atmospheric Administration (NOAA) y el DNS del Instituto Scripps de Oceanografía en Estados Unidos.

### 3.2.3 Modelos de tercera generación

La evolución de los computadores y los trabajos mencionados anteriormente que permitían resolver de forma exacta ó mas rápida y eficiente la integral de Boltzmann impulsó la aparición de los modelos de tercera generación, en los cuales a diferencia de sus antecesores no se impone una forma definida del espectro y tanto la ecuación de transporte de energía y los términos no lineales pueden calcularse completamente. Esto implica que para este tipo de modelos sea posible observar la evolución en el espacio y en el tiempo del espectro de frecuencias, la altura de ola significante  $H_s$ , entre otros, lo cual los hace mucho más precisos y útiles en el campo de la ingeniería.

Dentro de las principales aspectos consideradas en los primeros modelos de tercera generación presentados por WAMDI group, (1988) es que la parametrización de la función exacta de transferencia no lineal de energía contiene el mismo número de grados de libertad que el espectro en sí mismo. Además el balance de energía es cerrado o ajustado mediante la especificación de una función de disipación desconocida, la cual corresponde en la mayoría de los casos a la presentada por Komel et al. (1984).

Otra ventaja de estos modelos es que mejoran sustancialmente los problemas de sus antecesores en cuanto a la transferencia de energía de mar de viento a mar de fondo (SWELL).

Dentro de estos modelos se encuentra el WAM (Ciclos 1 a 4) (WAMDI Group, 1988), WAVEWATCH III (Tolman, 1989, Tolman, 2002), MRI-III (Ueno y Ishizaka, 1997), JWA3G (Suzuki y Isozaki, 1994), SWAN (Booij et al., 1999), etc. Cada uno de ellos estima en forma diferente los sumideros o fuentes de energía tratando de mejorar los resultados obtenidos con el modelo al ser comparados con los datos oceánicos obtenidos con las boyas.

Algunos modelos como el presentado por Polnikov et al. (2002), basado en los estudios sobre interacciones agua aire de Makin y Kudryavtsev (1999), las interacciones no lineales entre ondas presentadas por Zakharov y Pushkarev (1999), y un término disipativo del espectro de frecuencias presentado por Polkinov (1991) parecen indicar la aparición de un modelo de cuarta generación que permite considerar los efectos dinámicos de la capa límite agua-aire (modelo acoplado) mejorando los resultados obtenidos en el crecimiento del oleaje.

En la Tabla 1 se presenta un resumen de las características principales de los modelos de tercera generación mas empleados en la actualidad. En la Tabla 1,  $S_m$  representa la energía suministrada por el viento,  $S_{nl}$  representa la transferencia no lineal de energía entre componentes,  $S_{dsw}$  representa el rompimiento del oleaje Whitecapping,  $S_{dsb}$  representa la fricción del fondo y  $S_{dsbr}$  representa el rompimiento inducido por el fondo.

### 3.3. Modelos heurísticos de Redes Neuronales(NN), Lógica Difusa (FL) y Autómatas Celulares (CA)

La utilización de las técnicas de Redes Neuronales (NN) en múltiples áreas data desde los años 40; sin embargo su habilidad para aproximar el comportamiento matemático no lineal sin un conocimiento previo de las interrelaciones entre los elementos que componen el sistema motivaron su aplicación en la ingeniería. Sólo hasta 1995 aparecieron las primeras aplicaciones a problemas oceanográficos y costeros con el trabajo de Mase et al. (1995), quienes estudiaron la estabilidad de diques rompeolas. Otros trabajos aplicados en esta área son los de Vaziri (1997) y Roske (1997) quienes realizaron estudios para la predicción de niveles del mar; Deo (1999) construyó un modelo para el pronóstico de oleaje en tiempo real, los trabajos de Tsai y Lee (1999) y Hsieh y Pratt (1999) relacionados con el pronóstico de

mareas y recientemente los trabajos Deo et al. (2001), Agrawal y Deo (2002), y Kanbua et al. (2005) en el pronóstico de oleaje de viento.

Por lo general los modelos empleados para el pronóstico de oleaje basados en Redes Neuronales (NN) emplean las denominadas Redes Neuronales de Regresión Generalizada (GRNN). La GRNN es una arquitectura de redes neuronales que pueden resolver cualquier problema de aproximación a una función mediante la estimación de una función de distribución de probabilidad. Este tipo de neurona está basada en la teoría de regresión no-Lineal y tiene la propiedad de no requerir ningún entrenamiento iterativo, es decir, puede aproximar cualquier función arbitraria entre vectores de entrada (inputs) y salida (outputs), realizando la estimación de la función directamente a partir de los datos de entrenamiento.

La neurona tipo GRNN tiene tres capas de neuronas con una de ellas oculta, cada capa tiene roles totalmente diferentes.

- La capa de entrada es la capa donde las entradas son aplicadas
- La capa oculta es la capa donde las transformaciones no lineales son aplicadas a los datos desde el espacio de entradas al espacio oculto a través de la función de transferencia.
- La capa de salida es donde las salidas son producidas.

La topología general de un modelo del tipo GRNN para la modelación de oleaje tomada de Kambua et al. (2005) se muestra en la Figura 3.

En esta la entrada es un estado del mar en el espacio denotado por  $X_t (U_{10}, \theta_w, F_L, H_s, D_w)$ , donde  $U_{10}$  es la velocidad del viento a 10m sobre el nivel del mar (m/s),  $\theta_w$  es la dirección del viento,  $F_L$  es la longitud sobre la cual ha soplado un viento constante y uniforme Fetch (m),  $H_s$  es la altura de ola significativa (m) y  $D_w$  es la profundidad del agua.

La predicción futura es estimada como ( $O_{t+T}$ ).

$$O_{t+T} = \frac{\sum_{i=1}^N Y_{t+T} \text{Exp}\left(-\frac{D_i^2}{2\sigma^2}\right)}{\sum_{i=1}^N \text{Exp}\left(\frac{D_i^2}{2\sigma^2}\right)} \quad (30)$$

Donde,  $N$  es el número de vectores de entrada,  $D^2$  es una función escalar representando la distancia cuadrática euclidiana desde el nuevo vector de entrada hasta el vector de entrenamiento y  $\sigma$  es un parámetro que determina que tan bien se ajustan las predicciones de la red a los datos en el patrón de entrenamiento.

Según los trabajos de algunos investigadores como Kambua et al. (2005), Makarynsky (2004, 2005), los resultados obtenidos mediante estas metodologías presentan mejores resultados en el corto plazo para los valores de altura de ola significativa  $H_s$ , que las metodologías empleadas para pronóstico de largo plazo basadas en la ecuación de energía. Sin embargo los resultados obtenidos para los períodos medio y pico no son tan adecuados.

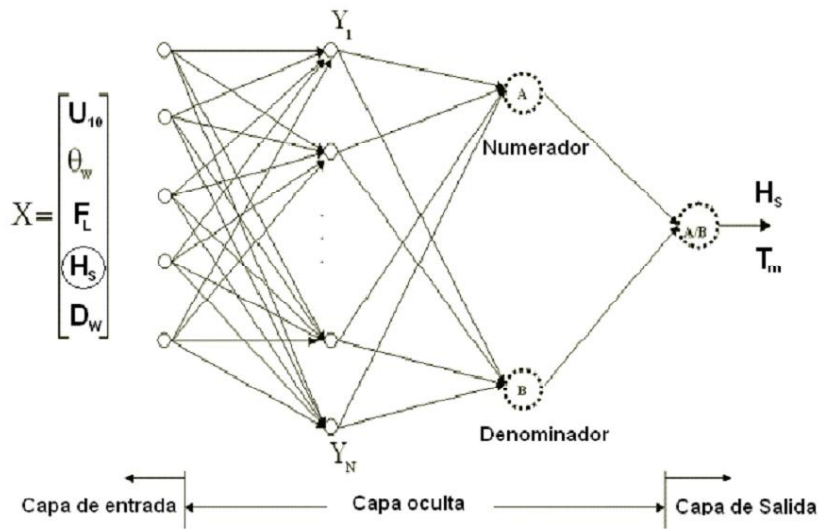
Una de las ventajas este tipo de metodologías es que puede ser aplicada de forma exitosa para zonas costeras o en aguas profundas, lo cual no sucede con los modelos de base física, en los cuales de acuerdo a las condiciones de la malla, el método numérico de solución y las ecuaciones empleadas para los términos sumideros de energía, presentan mejores o peores resultados si son implementados en aguas profundas o en aguas someras.

Es importante resaltar que la metodología que define en un modelo de redes neuronales (NN) es la utilización de arquitecturas (forma de conectar las unidades neuronales) y reglas de aprendizaje que permitan la

extracción de la estructura estadística presente en los datos. Para ese proceso son necesarios tres elementos importantes: La estructura de nodos, la topología de la red y el algoritmo de aprendizaje utilizado para estimar los pesos o parámetros de la red. La combinación de estos aspectos hace que existan gran variedad de configuraciones de la Red (Taxonomías). El presente artículo sólo ha presentado la arquitectura llamada Red Neuronal de Regresión Generalizada (GRNN), por lo cual quedan como preguntas abiertas las ventajas o desventajas en la predicción del oleaje si se emplean otros tipos de arquitectura y reglas de aprendizaje.

Otro tipo de modelos del tipo Heurístico que están siendo aplicados en la predicción del oleaje, son los basados en reglas como los Automatas Celulares (CA) y la Lógica Difusa (FL). Este tipo de modelos se basan en la aleatoriedad y la interdependencia de las vecindades espaciales del oleaje. La representación en el espacio cartesiano  $(zx)$  de la superficie del oleaje  $y(x,z,t)$  en el tiempo  $t$  se hace a través de una malla espacial de  $m \times n$  en la cual cada celda representa un punto en el espacio y el estado de cada celda representa la altura de la superficie del mar en el punto central de dicha celda (Wang et al., 2003).

Para la modelación inicialmente se asume un valor inicial  $y_{i,j} = H_{tide}$ . Donde  $H_{tide}$  corresponde a la altura de marea en dicho punto y se definen las reglas que definen la evolución del oleaje de un punto dado a su vecino próximo.



Arquitectura de la GRNN

Figura 3. Topología de un modelo neuronal GRNN para el pronóstico de oleaje.

**Tabla 1. Características de los principales modelos de tercera generación desarrollados en aguas someras**

Mód	Modelo propuesto para los Términos Sumidero de Energía			Observaciones Generales (Ventajas y Desventajas)
	Sin	Sin	Sin	
	$S_h = A + B \cdot F(\alpha, \beta)$ A de Cavaliari and Rizzoli (1981) $A = \frac{1.5V \cdot 10^{-3} \cdot U_*^*}{g^2 \cdot 2\pi} \left[ \frac{\sigma}{\sigma_{PM}} \right]^{-1}$ $U_*^* = \max(0, \cos(\theta - \theta_{tr}))^n$ $\sigma_{PM} = \frac{0.13\sigma}{28U_*}$ Incluye filtro para eliminar el crecimiento del oleaje para frecuencias mayores que la frecuencia de Pizsauro-Mskovitz (Tolman, 1992). El filtro corresponde al término exponencial	$S_h = -C_b \frac{U_*}{g^3} \cdot f^7 \cdot F(f, \theta)^2$ $C_b \rightarrow U_{cr} \text{ (0.988)}$ Condiciones $(1) S_{in} < \left( \frac{U_*}{C_p} \right)^2 \cdot f \cdot \cos^2 \theta \cdot F(f, \theta)$ $(2) S_{in} \approx S_{ts}$ $(3) F(f, \theta) < g U_* f^{-4} \cos^2(\theta)$ Factor de Corrección $S_{ts} = -4.01X10^{-5} \cdot \text{Tanh} \left( \frac{f_s - f}{f_p} \right)$ <ul style="list-style-type: none"> <li><math>F(f, \theta)</math></li> </ul>	Esquema Numérico: Esquema de primer orden explícito. Aplicación: Aguas profundas. Sistema de coordenadas: Esténico. Componentes: 25 en frecuencias y 16 en dirección. El término A de crecimiento lineal tiene poca influencia en el crecimiento del oleaje excepto para estados inicialmente desarrollados, luego este término puede ser omitido si sólo desean considerarse estados del mar moderados o extremos (Ueno and Kohno, 2004). El término de Disipación de energía es estimado para condiciones estacionarias, para ello supone tres condiciones las cuales son mantenidas para áreas ubicadas en frecuencias mayores al pico de frecuencias. Se introduce adicionalmente un factor de corrección ( $S_{ts}$ ) para evitar la sobreestimación de la altura de ola en mares tipo SWELL dado por el método modificado EDIA, en ésta la energía es reducida en cierto porcentaje cuando la frecuencia es menor que $f_s = 0.5fp$ con una tasa dada. El modelo EDIA estima de forma más precisa el término $S_h$ que el método DIA tradicional, esto produce que el modelo EDIA presente mejores resultados para valores altos de oleaje en mares de viento completamente desarrollados (valores pico) mientras que el modelo DIA subestima estos valores (Ueno and Kohno, 2004).	Sksb Sks Sksr
MIK Cielo III	$S_h = A + B \cdot F(\alpha, \beta)$ No es considerado el término A de crecimiento lineal Dos expresiones para el cálculo de B de Janssen (1989, 1991a) para el ciclo IV $B = \beta \frac{P_{in}}{P_{th}} \left( \frac{U_*}{C_{ph}} \right) \cdot \max(0, \cos(\theta - \theta_h))^2$ <ul style="list-style-type: none"> <li><math>\sigma</math></li> <li><math>\beta = \frac{1.2}{K} \lambda U_*^4 \lambda \leq 1</math></li> <li><math>\lambda = \frac{S_{ts}}{C_{ph}} \exp(\sigma) \cdot r = \kappa \sigma (1 + C \cos(\theta - \theta_h))</math></li> </ul> Snyder et al. (1981) y Komant et al. (1984) para el ciclo III $B = \max \left( 0.025 \frac{S_{ts}}{P_{th}} \left( \frac{U_*}{C_{ph}} \cos(\theta - \theta_h) - 1 \right) \right)$ <ul style="list-style-type: none"> <li><math>\sigma</math></li> </ul>	Aproximación de Intercepción Discreta (DIA) de Hasselmann et al. (1985) y las modificaciones (EDIA) de Ueno and Kohno (2004)	La expresión general empleada es $S_{ts} \cdot \psi(\sigma, \theta) = -\Gamma \frac{k}{k} E(f, \theta)$ $\Gamma = C_{dk} \left( (1 - \delta) + \delta \frac{k}{k} \right) \left( \frac{\sigma}{\sigma_{PM}} \right)^p$ $\sigma_{PM} = \sqrt{3.02X10^{-3} \cdot \delta} \cdot \delta = k \cdot \sqrt{E_{D04}}$ Para Komant et al. (1984) (Ciclo 3) $C_{dk} = 2.36X10^{-5} \cdot \delta = 0, p = 4$ Para Janssen (1991a, 1991b) y Günter et al. (1992) (Ciclo 4) $C_{dk} = 4.1X10^{-5} \cdot \delta = 0.5, p = 4$ (asumid)	No es considerado No es considerado
WAM Cielos II y IV	$S_h = A + B \cdot F(\alpha, \beta)$ No es considerado el término A de crecimiento lineal Dos expresiones para el cálculo de B de Janssen (1989, 1991a) para el ciclo IV $B = \beta \frac{P_{in}}{P_{th}} \left( \frac{U_*}{C_{ph}} \right) \cdot \max(0, \cos(\theta - \theta_h))^2$ <ul style="list-style-type: none"> <li><math>\sigma</math></li> <li><math>\beta = \frac{1.2}{K} \lambda U_*^4 \lambda \leq 1</math></li> <li><math>\lambda = \frac{S_{ts}}{C_{ph}} \exp(\sigma) \cdot r = \kappa \sigma (1 + C \cos(\theta - \theta_h))</math></li> </ul> Snyder et al. (1981) y Komant et al. (1984) para el ciclo III $B = \max \left( 0.025 \frac{S_{ts}}{P_{th}} \left( \frac{U_*}{C_{ph}} \cos(\theta - \theta_h) - 1 \right) \right)$ <ul style="list-style-type: none"> <li><math>\sigma</math></li> </ul>	Aproximación de Intercepción Discreta (DIA) de Hasselmann et al. (1985) para aguas profundas. Expresión de Hasselmann and Hasselmann (1981) para aguas someras $S_{ts}^h = R(k, \rho) S_{ts}$ Donde R está dado por Luo (1995) y Eis (1997) $R(k, \rho) = 1 + \frac{5.5}{K_p h} \cdot \left[ 1 - \frac{5.5}{K_p h} \right] \exp \left( \frac{-5K_p h}{6} \right)$ K, $\rho h \geq 0.5$	Los términos de sumidero y la propagación son calculados con diferentes métodos y pasos de tiempo. La integración de los términos de sumidero es hecha con un esquema de integración semi-implícita, mientras que el esquema de propagación es un esquema de primer orden explícito en espacios espaciales y geográficos, este requiere tamaños de malla mucho más pequeños en aguas someras lo cual no es conveniente para aplicaciones en regiones ostras (SWAN, 2006). Este tipo de esquemas están limitados por una condición de estabilidad numérica (Padilla et al., 1998). El paso de tiempo del viento puede ser seleccionado arbitrariamente y la integración puede ser interrumpida y reiniciada en tiempos arbitrarios. Aplicación: Aguas profundas (En el ciclo III se incluyen los procesos de refracción por profundidad y corrientes). Para el ciclo IV el principal objetivo fue la inclusión de los trabajos de Janssen 1989 sobre acoplamiento entre el aire y el oleaje y la dependencia de los estados del mar con los vientos de entrada al modelo.	No es considerado No es considerado



**Observaciones Generales  
(Ventajas y Desventajas)**

**Modelo propuesto para los Términos Sumidero de Energía**

**Mod**

S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S9	S10	S11	S12	S13	S14	S15	S16	S17	S18
<p><math>S_1 = A+B \cdot F(\alpha, \theta)</math></p> <p>A de Cavaleri and Rizzoli (1981)</p> $A = \frac{1.5 \times 10^{-3} \cdot U_{10}^3}{g^2 \cdot 2\pi} \cdot \exp\left[-\left(\frac{\sigma}{\sigma_{PM}}\right)^4\right] \cdot \left\{4 \cdot \max(0, \cos(\theta - \theta_T))\right\}^{\frac{0.135}{28 \cdot U_{10}}}$ <p>Incluye filtro para eliminar el crecimiento del oleaje para frecuencias que la frecuencia de Pierson-Moskowitz (Tohan, 1992a). El filtro corresponde al término exponencial.</p> <p>Dos expresiones para el cálculo de B de Janssen (1989, 1991a)</p> $B = \beta \cdot \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{U_{10}}{C_{PM}}\right) \cdot \max(0, \cos(\theta - \theta_T))$ <p>• <math>\sigma</math></p> $\beta = \frac{1.2}{k} \cdot \lambda \cdot U_{10}^2 \cdot \lambda \leq 1$ $\lambda = \frac{5^{\frac{1}{2}} \cdot e \cdot \exp(\sigma)}{C_{PM}} \cdot r = 0.6 \cdot (4 \cdot C_{PM} \cdot (\theta - \theta_T))$ <p>Komen et al. (1984)</p> $B = \max\left(0, 0.25 \cdot \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{U_{10}}{C_{PM}}\right) \cdot \max(0, \cos(\theta - \theta_T))\right)$ <p>• <math>\sigma</math></p>	<p>Dos métodos para calcular las interacciones no lineales para aguas profundas</p> <p>1. Aproximación de Interacción Discreta (DIA) de Hasselmann et al. (1985) para aguas profundas (cuadrupleta de ondas). No se describen aquí las expresiones para este término debido a su complejidad</p> <p>2. Webb-Resio-Tracy method (WRT), basado en la formulación original de la integración de la ecuación de Boltzman de Hasselmann (1962, 1963a,b) y las consideraciones adicionales de Webb (1978)</p> <p>3. Incluye la aproximación Lumped Triad Approximation (LTA) de Eldeberky (1996) para aguas someras.</p>	<p>La expresión general empleada es</p> $S_{dir}(\alpha, \theta) = -C_b \cdot \frac{\sigma^2 E(\alpha, \theta)}{g^2 \sinh^2(\alpha d)}$ <p>Segun Hasselmann (1973), <math>C_b = 0.038 \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}</math> para oleaje de Swell</p> <p>Segun Bouws and Komen (1983) <math>C_b = 0.067 \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}</math> para oleaje completamente desarrollado en aguas someras</p> <p>Otras expresiones disponibles: Collins (1972) para la cual <math>C_b = C_f g U_{rms} C_f = 0.015</math> Madsen et al. (1988)</p> $C_b = f_{nr} \frac{\sigma}{\sqrt{2}} U_{rms}$ <p>ayudado con las expresiones de Janssen (1966), Janssen and Carlsen (1976) y Janssen (1980) para calcular el factor de fricción <math>f_w</math></p>	<p>Expresión de Battjes and Janssen (1978) complementada con la expresión de Eldeberky and Battjes (1995) presenta la siguiente expresión</p> $S_{dir}(\alpha, \theta) = \frac{D_{tot} E(\alpha, \theta)}{E_{tot}} = \frac{-\alpha B D_{tot} \sigma}{\beta^2 \pi} E(\alpha, \theta)$ $\beta = \frac{H_{rms}}{H_{max}}$	<p>Segun Hasselmann (1973), <math>C_b = 0.038 \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}</math> para oleaje de Swell</p> <p>Segun Bouws and Komen (1983) <math>C_b = 0.067 \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}</math> para oleaje completamente desarrollado en aguas someras</p> <p>Otras expresiones disponibles: Collins (1972) para la cual <math>C_b = C_f g U_{rms} C_f = 0.015</math> Madsen et al. (1988)</p> $C_b = f_{nr} \frac{\sigma}{\sqrt{2}} U_{rms}$ <p>ayudado con las expresiones de Janssen (1966), Janssen and Carlsen (1976) y Janssen (1980) para calcular el factor de fricción <math>f_w</math></p>	<p>La expresión general empleada es</p> $S_{dir}(\alpha, \theta) = -C_b \cdot \frac{\sigma^2 E(\alpha, \theta)}{g^2 \sinh^2(\alpha d)}$ <p>Dos expresiones para estimar el parámetro <math>\Gamma</math></p> <p>Komen et al. (1984) y Janssen (1991a, 1991b) y Gunter et al. (1992).</p> $\Gamma = C_{dir} \left( (1 - \delta) + \delta \frac{k}{k_c} \right) \cdot \left( \frac{\sigma}{\sigma_{PM}} \right)^p$ $\sigma_{PM} = \sqrt{302.110^{-3} \cdot \sigma} = k \sqrt{\frac{E}{\rho_w}}$ <p>Para Komant et al. (1984) <math>C_{dir} = 2.36 \times 10^{-5} \cdot \delta = 0, p = 4</math></p> <p>Para Janssen (1991a, 1991b) y Gunter et al. (1992) <math>C_{dir} = 4.1 \times 10^{-5} \cdot \delta = 0.5, p = 4</math> (asumiendo)</p> <p>El SWAN cuenta con otros dos métodos alternativos.</p> <ol style="list-style-type: none"> <li>Método de parate (steppes) Acumulativo CSM presentado por Hurdle and Van Vleet (2004)</li> <li>Método basado en saturación presentado por Alves and Banner (2003)</li> </ol>	<p>Con corrientes no uniformes, la energía de ola no se conserva debido al intercambio entre olas y la corriente promedio, sin embargo la acción del oleaje <math>N(k, \theta) = F(k, \theta) / \sigma</math> si se conserva. De ahí que se emplee la Ecuación de Energía modificada: <math>\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla_x \cdot \left[ (k_x + U) N \right] + \frac{\partial C_g N}{\partial \sigma} + \frac{\partial \tau N}{\partial \theta} = \frac{S}{\sigma}</math></p> <p><b>Esquema Numérico:</b> Esquemas implícitos con un único paso de tiempo para la integración simultánea de la propagación y los términos sumidero. Estos son más robustos y económicos en aguas someras que los esquemas explícitos. <b>Aplicación:</b> (Aguas profundas y someras) Es una extensión de los modelos de tercera generación de aguas profundas. Incorpora las formulaciones y estado del arte en procesos de generación de aguas profundas. En aguas someras estos procesos se han suplementado con los avances en el estado del arte en disipaciones debidas a fricción con el fondo, interacciones no lineales triada - onda y rompimiento del oleaje inducido por el fondo. Incluye efectos de refracción y asomeramiento debido a variaciones espaciales en el fondo y corrientes, reflexiones por obstáculos y corrientes opuestas difracción. Todo esto hace que pueda aplicarse en problemáticas relacionadas con <i>Zonas costeras, logos y estuarios para condiciones dadas de viento batimetría y corrientes.</i> Permite calcular el set-up (sobrelevación) de la superficie media del mar. <b>Sistema de coordenadas:</b> Esférico y cartesianas. <b>Componentes:</b> Espectro completo (fully) es decir en todas las direcciones y frecuencias. El ciclo I del SWAN fue formulado para trabajar con condiciones estacionarias en una grid rectangular. El SWAN ciclo 2 este permite considerar condiciones estacionarias y no estacionarias. Desde el punto de vista numérico El SWAN puede ser menos eficiente en escalas oceánicas que otros modelos como el WAM, MRF-III y WWIII, sin embargo según Padilla et al. (1988), responde más rápido que otros modelos (WAM) ante cambios de dirección del viento.</p>	<p><b>Sistema de coordenadas:</b> Esférico o Cartesiano.</p> <p>Componentes: 25 en frecuencias y 12 en dirección. Para la transferencia de energía no lineal emplea el esquema DIA, lo cual hace que subestime los valores pico para oleaje de viento completamente desarrollado (Ikeno and Khono, 2004).</p>										

**Observaciones Generales  
(Ventajas y Desventajas)**

**Modelo propuesto para los Términos Sumidero de Energía**

Mbd	Sn	Shl	Sksw	Sksb	Slsbr
	<p><math>S_{in} = A + B \cdot F(\omega\theta)</math></p> <p>No es considerado el término A de crecimiento lineal</p> <p>Dos opciones para la estimación del término B.</p> <p>I (WAM Círculos 1-3) Snyder <i>et al.</i> (1981) y Komen <i>et al.</i> (1984)</p> $B = \max \left( 0.02 \frac{S_{2d}}{R_h} \left( 28 \frac{U_*}{C_{ph}} d(\theta - \theta_0) - 1 \right) \right)$ <p>• <math>\sigma</math></p> <p>La velocidad de fricción es estimada a partir de los trabajos de Chamcook (1955) y Wu (1982).</p> $U_* = U_{*0} \sqrt{(0.8 + 0.065 U_{*0}) U_*^{-3}}$ <p>2. Tolman and Chalikov (1966) basado en el término <math>S_{in}</math> de Chalikov and Belevitch (1993) y Chalikov (1995).</p> <p><math>S_{in}(k, \theta) = \sigma \beta N(k, \theta)</math></p> <p><math>\beta</math> es un parámetro adimensional que representa la interacción agua-aire. No describe aquí la estimación del término <math>\beta</math> debido a su complejidad.</p>	<p>Dos métodos para calcular interacciones no lineales para aguas profundas</p> <p>1. Aproximación de Interacción Discreta (DIA) de Hessehrann <i>et al.</i> (1985) para aguas profundas (cuadrupleta de ondas).</p> <p>2. Webb-Resio-Tracy method (WRT), basado en la formulación original de la integración de Boltzman de Hessehrann (1962, 1963ab) y las consideraciones adicionales de Webb (1978), Tracy and Resio (1982) y Resio and Peirre (1991)</p> <p>No se describen aquí las expresiones para este término debido a su complejidad.</p>	<p>Dos expresiones para estimar este término</p> <p>1. Komel <i>et al.</i> (1984)</p> $S_{ksw}(k, \theta) = C_{ksw} \frac{k}{k_0} \left( \frac{\hat{\omega}}{\hat{\omega}_{PM}} \right)^2 \cdot N(k, \theta)$ <p><math>S_{ksb}(k, \theta) = F(k, \theta) \cdot N(k, \theta)</math></p> $\hat{\omega} = \frac{\hat{\omega}}{\sigma}$ $\hat{\omega}_0 = Fk^2 g^{-2}$ $k = \left( \frac{1}{\lambda} \right)^{-2}$ <p><math>N(k, \theta) = F(k, \theta) \cdot \sigma = \frac{C_g}{2\pi} H(f, \theta)</math></p> <p>2. Tolman and Chalikov (1966) El término <math>S_{ksw}</math> se compone de dos términos, un término dominante de baja frecuencia basado en una analogía con la disipación de energía debido a la turbulencia <math>S_{ksb}</math> y un término de disipación de altas frecuencias.</p> $S_{ksw} = 3N_{ksw}^{low} + (1 - \beta) S_{ksb}^{high}$ <p>No se describen aquí las expresiones para este término debido a su complejidad (Ver tohman, 2002)</p>	<p>Se emplea la parametrización lineal empírica JONSWAP de Hessehrann <i>et al.</i> (1973) Usando la notación de Tolman (1991) se tiene la siguiente expresión</p> $S_{sc}(k, \theta) = 2\Gamma \frac{U_*^{-0.5} N(k, \theta)}{g^2}$ $N(k, \theta) = F(k, \theta) \cdot \frac{C_g}{2\pi} F(f, \theta)$ $n = C_g \frac{k}{\sigma} = \frac{k}{k_d} \frac{\sigma}{k_d}$ $n = \frac{1}{2 + \sinh(2n\theta)}$ <p>Donde <math>\Gamma</math> es una constante empírica estimada como <math>\Gamma = -0.038 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}</math> para mar tipo SWELL (Hessehrann <i>et al.</i>, 1973) y <math>\Gamma = 0.067 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}</math> (Bouws and Komen, 1983)</p>	<p>Esquema Numérico: Los términos de sumidero y la propagación son calculados con diferentes métodos y pasos de tiempo. La integración de los términos de sumidero es hecha con un esquema de integración semi-implícita, mientras que el esquema de propagación es un esquema de primer orden explícito hacia delante (centrado para versiones anteriores). <i>Aplicación:</i> Aguas profundas e intermedias. <i>Sistema de coordenadas:</i> Esférico o Cartesiano. <i>Componentes:</i> Espectro completo (fully) es decir en todas las direcciones y frecuencias. El término <math>S_{in}</math> incluye un factor de corrección para la sobreestimación en mares tipo SWELL, encontrada por Tolman (2002c) debido a la presencia de vientos débiles en sentido contrario al movimiento del oleaje. Incluye efectos de refracción y asombramiento debido a variaciones espaciales en el fondo y corrientes (Ecuación de energía modificada). Errores en la propagación del oleaje debido a la discretización de las frecuencias y direcciones generan el llamado "Garden Sprinkler Effect" (GSE) que se ve incrementado en una mala resolución espectral con fuertes vientos y altas resoluciones espaciales. El GSE se observa en los mapas de periodo pico ya que es el periodo el más afectado por este error numérico (Tolman, 2002b). Para mejorar este problema numérico el WWIII cuenta con diferentes métodos: El tradicional presentado por Booij y Holthuijsen (1987), un segundo método en el cual la ecuación de difusión es reemplazada por otra en la cual se considera el promedio directo del valor de densidad de energía para un componente espectral dado. Este método permite ahorrar mucho tiempo de computo sobre todo para aplicaciones que requieran de altas resoluciones (Tolman, 2002). La inclusión de esta mejora numérica permite considerar los efectos de los grupos de islas en el proceso de modelación. Permite considerar bloques de hielo como obstáculos en el modelo.</p>

*Definición de Variables:* A = Término de crecimiento lineal de energía, B = Término de crecimiento exponencial de energía,  $F(\omega, \theta) = F(\omega, \theta) = F(k, \theta)$  = Espectro de frecuencias direccional,  $N(k, \theta)$  = densidad de acción del oleaje,  $\mu =$  le boidad de fricción,  $\sigma = \omega =$  frecuencia angular en radianes,  $f =$  Frecuencia angular en Hertz,  $\omega_p =$  Frecuencia pico para un estado de mar completamente desarrollado de Pierson-Moskowitz,  $g =$  Aceleración de la gravedad,  $\theta_0 =$  Dirección del viento,  $\theta =$  Dirección del oleaje,  $\rho_w =$  Densidad del agua,  $\rho_a =$  Densidad del aire,  $k_c = 0.41$  constante de Von Karman,  $\alpha_r =$  Rigidez del oleaje,  $k_p =$  Pico de número de onda,  $d = h =$  profundidad,  $C_b =$  Coeficiente de fricción del fondo,  $f_w =$  Factor de fricción adimensional,  $f_s = 0.5\sigma_p$ ,  $\bar{S} =$  Peralte promedio del espectro,  $\bar{S}_{PM} =$  Valor de  $\bar{S}$  para el espectro de Pierson-Moskowitz,  $\omega_{gr} = 1$  en el STEAN,  $H_{gr} = H_{rms} =$  Altura máxima de ola que existe a una profundidad dada,  $\bar{S} =$  Frecuencia media,  $\bar{K} =$  Número de onda media,  $U_{rms} =$  Movimiento orbital del fondo. Definición de Abreviaturas: STEAN = Smukting Waves Near shore, WAM = Wave Modelling, WW = Wave Watch, MRI = Meteorological Research Institute.

La ecuación representativa de la superficie del mar  $\xi(x,z,t)$  corresponde entonces a la suma de la elevación debida a la marea más la superposición de ondas de diferentes amplitudes y longitudes.

$$\xi = H_{tide} + \sum_{i=1}^n \xi_i \cos[k_i(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i) + \omega_i t + \varepsilon_i] \quad (31)$$

Donde  $H_{tide}$  es la altura de la marea,  $\xi_i$ ,  $\omega_i$ ,  $\varepsilon_i$ ,  $\theta_i$ , y  $k_i$  son la amplitud, la frecuencia angular, la fase, la dirección de propagación respectivamente y el numerote onda. Para aguas profundas  $k_i = \omega_i^2/g$ .

La ecuación anterior en forma simplificada está dada como

$$\xi = \sum_{i=1}^n \xi_i \cos(\omega_i t + px + qz + \varepsilon_i) \quad (32)$$

Donde  $p^2 + q^2 = k^2$ ,  $\varepsilon$  varía entre 0 y  $2\pi$  y  $\omega = kc$  ( $c$  celeridad de la onda, la cual puede ser obtenida para aguas profundas como  $c = \sqrt{g/k} = \sqrt{gL/2\pi}$ , con  $g$  como la aceleración de la gravedad y  $L$  la profundidad).

Para un nodo adyacente de la grid, se tiene que.

$$\hat{x} = \frac{x_i + x_{i-1}}{2}, \quad \hat{z} = \frac{z_i + z_{i-1}}{2} \quad (33)$$

Con  $\Delta x$  y  $\Delta y$  dados por

$$\begin{aligned} \Delta x &= x_{i+1} - x_i = L \cdot \sin(\alpha) \\ \Delta y &= z_{i+1} - z_i = L \cdot \cos(\alpha) \end{aligned} \quad (34)$$

Donde  $\alpha$  es el ángulo entre la dirección del viento y la coordenada  $z$  y  $L$  es el paso. De acuerdo a la suma de la función coseno se tiene que

$$\begin{aligned} \xi(x_i, z_i, t) + \xi(x_{i+1}, z_{i+1}, t) = \\ 2 \cos(p\Delta x/2 + q\Delta z/2) \cdot \xi(\hat{x}, \hat{z}, t) \end{aligned} \quad (35)$$

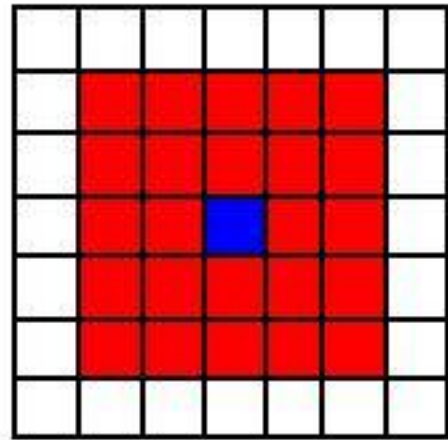
Haciendo

$$K = 2 \cos(p\Delta x/2 + q\Delta z/2) \quad (36)$$

$K$  es una constante en el intervalo  $[-2,2]$

$$\xi(x_{i+1}, z_{i+1}, t) = K \xi(\hat{x}, \hat{z}, t) - \xi(x_i, z_i, t) \quad (37)$$

Luego la superficie  $\xi(\hat{x}, \hat{z}, t)$  puede ser evaluada con la altura de nodos adyacentes en cierta región de vecindad debido a la propiedad de isotropía del movimiento del oleaje. Existen diferentes configuraciones de vecindad: Von Neumann, Moore y Moore extendida, como se muestra en la Figura 4.



**Figura 4.** Región de vecindad (Tomada de Wang et al., 2003).

El estado de las celdas adyacentes (rojo) se usa para calcular el siguiente estado de la celda central (azul) con base a las reglas de evolución anteriormente definidas. Puede emplearse la siguiente fórmula.

$$\begin{aligned} \xi(\hat{x}, \hat{z}, t) = \frac{1}{\sum_{j=1}^r \beta_j} \sum_{j=1}^r \beta_j \xi(x_{ij}, z_{ij}, t) \\ j = 1, 2, 3, \dots, r \end{aligned} \quad (38)$$

donde  $\beta_j$  ( $j=1, 2, 3, \dots, r$ ) son los factores de peso.

Luego la regla del estado de evolución de cada celda en el espacio será estimada mediante la siguiente expresión

$$\begin{aligned} \xi(x_{i+1}, z_{i+1}, t) = \frac{K}{\sum_{j=1}^r \beta_j} \sum_{j=1}^r \beta_j \xi(x_{ij}, z_{ij}, t) - \xi(x_i, z_i, t) \\ j = 1, 2, 3, \dots, r \end{aligned} \quad (39)$$

Similarmente para el tiempo

$$\xi(x_k, z_k, t_{i+1}) = \frac{S}{\sum_{j=1}^R \beta_j} \sum_{j=1}^r \beta_j \xi(x_j, z_j, t_i) - \xi(x_k, z_k, t_i) \quad (40)$$

$$j = 1, 2, 3, \dots, r$$

Donde  $i$  es el contador de cada celda en el espacio,  $j$  es el contador de las celdas en las vecindades y  $\beta_j$  depende de la configuración de las vecindades (Wang et al., 2003).

Los resultados experimentales con estos modelos han mostrado buenos resultados para diferentes tipos de oleaje del mar (SEA, SWELL, SEA-SWELL) (Wang et al., 2003).

Para conocer detalles de la construcción, calibración y validación de este tipo de modelos se recomienda al lector consultar las referencias especializadas en el área de redes neuronales (NN), lógica difusa (FL) y Autómatas celulares (CA).

#### 4. INFORMACIÓN DE OLAJE EN COLOMBIA

En Colombia en el ejercicio de la ingeniería de puertos y costas y en la oceanografía existe una importante carencia de información relativa a los oleajes que alcanzan las costas Caribeña y Pacífica del país. Esta carencia de información genera incertidumbre en la fiabilidad de los diseños de las obras de protección de los puertos y otros tipos de estructuras, impide la correcta determinación de la operatividad y seguridad en los muelles, imposibilita la adecuada estimación de efectos ambientales que la construcción de nuevas marinas o ampliación de los puertos existentes, pudieran causar en la estabilidad de las playas existentes, adicionalmente impide el pronóstico adecuado de procesos erosivos en zonas costeras generados por el oleaje y la interacción con otros procesos complejos relacionados con los aportes de sedimentos en las desembocaduras de los ríos, etc.

La información existente sobre clima de oleaje disponible actualmente en Colombia es muy poca, pues gran parte está basada en las observaciones visuales de buques mercantes ICOADS (The International Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set Project), y por tanto no es adecuada por su calidad espectral, distribución espacial y resolución temporal, además no

permite obtener información durante condiciones de mar pesado. Existen otros datos de origen comercial obtenidos mediante los proyectos CARIMOS (Caribbean Sea Meteorological and Oceanographic Study) en el cual los datos provienen del modelado numérico con técnicas de reanálisis, El proyecto OCEANOR cuenta con un sistema de boyas para monitoreo de datos de oleaje y climáticos en aguas profundas y un sistema de boyas costeras para el monitoreo de datos de viento y de corrientes marinas. Estos datos son costosos y tampoco contienen toda la plenitud de la información detallada del oleaje.

La medición de datos de oleaje a partir de altímetros, radares y otros sensores ubicados en los satélites han sido de vital utilidad para determinar ciertas características del oleaje tales como altura de ola promedio, distribución espacial y temporal del oleaje, distribución espacial de las direcciones del oleaje. La metodología para la obtención de estas características partir de datos de altímetro han sido presentadas por Stewart (1985). En esta técnica el pulso de radio producido por el altímetro refleja primero la información de la cresta de la ola y posteriormente la información del valle de la ola, esto es registrado en el tiempo, y con este registro se estima la altura de la ola (Stewart, 2005).

Algunos de las principales misiones satelitales en los cuales se han empleado mediciones con altímetros y cuya información se encuentra disponible se encuentran Seasat en 1978, Geosat desde 1985 hasta 1988, ERS-1 y 2 desde 1991 y el proyecto Topex/Poseidon de la NASA y la Agencia espacial francesa desde 1992. Esta última se encuentra disponible de forma gratuita en la pagina web <http://podaac-www.jpl.nasa.gov/>, con una resolución temporal muy gruesa de 10 días para cada orbita.

En cuanto a datos de campo obtenidos a partir de boyas sólo se cuenta con las boyas escalares 42058 y 41018 de la National Oceanographic and Atmospheric Administration (NOOA) ubicadas en aguas profundas en cercanías de Jamaica, Martinica y Antillas menores, tres boyas direccionales de propiedad de la Dirección General Marítima (DIMAR) (una en el Pacífico y dos en el Caribe) y una serie de boyas del gobierno francés. Adicionalmente se cuenta con una serie de boyas virtuales con información de oleaje de origen numérico suministrada por el sistema

BuoyWeather de boyas virtuales disponibles para Colombia. La información puede obtenerse de la pagina web <http://www.buoyweather.com>.

La información de la NOAA puede descargarse en forma gratuita de la pagina web <http://www.nodc.noaa.gov/BUOY/bcar.html>.

En cuanto a datos de origen numérico de oleaje, el Centro de Investigaciones Oceanográficas e Hidrográficas CIOH ha venido utilizando el modelo hidrodinámico bidimensional desarrollado por Lonin et al. (1996) el cual es una versión del NedWAM (Netherlands Wave Model) desarrollado por Hasselmann et al. (1985). Con este se obtienen datos de oleaje a partir de campos horarios de viento; sin embargo dicho software no es de dominio público y no ha sido diseñado para la reconstrucción de clima marítimo de largo y corto plazo (generación de datos históricos de oleaje simulado), de vital importancia para la planificación del recurso marítimo y costero del país.

En cuanto a estudios específicos, algunos autores han desarrollado proyectos con la información existente de manera que pueda ser utilizada para conocer las características aproximadas del oleaje en zonas costeras colombianas, dentro de estos se encuentra el presentado por Tejada et al. (2004) en el cual se desarrolló un modulo informático denominado OLAS para el manejo de datos de oleaje visual para aguas jurisdiccionales colombianas. En este trabajo, a partir de la información de datos visuales, se estiman las características del oleaje para regimenes medios en aguas profundas y en un punto cualquiera definido por el usuario (disponible para el Caribe y el Pacifico colombiano). El modelo implementado permite además realizar cálculos relacionados con la evolución morfodinámica de playas a partir de formulaciones presentadas comúnmente en la literatura. Todo se encuentra integrado en un software amigable para la visualización y procesamiento de la información. Dentro de los datos de salida del modelo se encuentra: el régimen medio escalar y direccional de alturas del oleaje en profundidades indefinidas y objetivo (definido por el usuario), el régimen medio escalar y direccional de períodos en profundidades indefinidas y objetivo, la probabilidad conjunta altura período - direccional y escalar para profundidades indefinidas y objetivo, el transporte potencial de sedimentos en la costa, el estado morfodinámico modal de la playa, la altura de ola y período significativa ( $H_s$ ,  $T_s$ ) y el flujo medio de energía en aguas profundas y objetivo.

Otro proyecto basado en datos visuales disponibles, es el presentado por Agudelo et al. (2005). En este se obtienen ecuaciones de corrección de los datos visuales mediante la comparación con datos de campo suministrados por las boyas escalares de la NOAA y se presenta una metodología de generación de oleaje para el paso de tormentas tropicales y huracanes en el Caribe Colombiano.

Teniendo en cuenta la información anterior y la vital importancia de desarrollar proyectos que permitan mejorar la calidad de la poca y deficiente información de oleaje en el caribe colombiano la Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín, se encuentra desarrollando el estudio “Oleaje Para el Mar Caribe Colombiano Basado en Técnicas de Reanálisis Utilizando Modelos Matemáticos de Generación de Oleaje”. A partir de éste será posible conocer de forma más adecuada la influencia del régimen climático del Caribe en la variabilidad de las características del oleaje para diferentes escalas de tiempo (estacional - interdecadal), así como el comportamiento del oleaje ante la presencia de eventos extremos de corto plazo como los huracanes y los fenómenos macro climáticos de gran escala como el sistema El Niño/Oscilación del Sur (ENSO) y sus dos fases fría (La Niña) y calida (El Niño) en el oleaje del Caribe colombiano. Adicionalmente esto permitirá mejorar y complementar la información existente de oleaje en Colombia.

## 5. CONCLUSIONES

El conocimiento de las características del oleaje para condiciones medias y extremas es de vital importancia para la planificación adecuada de los recursos costeros y en general para el diseño de todo tipo de estructuras costeras. La implementación de modelos de tercera generación en el Caribe colombiano permitirá conocer la variabilidad espacial y temporal del oleaje para diferentes escalas temporales de manera que sirva para mejorar la calidad de la información empleada en nuestro país.

Los avances más importantes que permitieron evolucionar el entendimiento de los mecanismos de generación y disipación de energía del oleaje fueron obtenidos a partir de la década de los cuarenta, después de la Segunda Guerra Mundial. Dentro de estos se encuentran la formulación de modelos a partir de la solución de la ecuación de balance de energía del oleaje, la transferencia de energía del viento a las olas de superficie (Phillips, 1957; Miles 1957,1960), el espectro

de frecuencias para analizar la variabilidad del océano (Pierson, 1953), la transferencia no lineal de energía entre ondas (Hasselmann, 1962) y los estudios sobre rompimiento de olas (Banner y Peregrine, 1993).

El concepto de ola significativa ha sido ampliamente utilizado para el diseño de obras costeras; sin embargo la aparición de los modelos de tercera generación que modelan la evolución temporal y espacial del espectro de frecuencias permite mejorar las metodologías existentes de manera que puedan evitarse posibles inconsistencias en el análisis de la transformación del oleaje (variación temporal de la energía del oleaje).

A pesar que los aportes realizados a partir de mediados del presente siglo han permitido mejorar sustancialmente la precisión de los modelos de generación de oleaje, no es clara aún la influencia de aspectos como cambios súbitos en la velocidad, dirección y perfil del viento, interacción de la capa aire-océano en los mecanismos de generación y propagación del oleaje.

El problema de la construcción de modelos que representen completa y efectivamente la evolución del oleaje de viento está lejos de ser solucionado. Esto implicará la aparición no muy lejana de modelos de cuarta, quinta y quizás hasta sexta generación.

La ventaja sustancial de los modelos de base física basados en la ecuación de energía del oleaje, sobre los modelos basados en el concepto de ola significativa, radica en la posibilidad de obtener información de la variabilidad espacio-temporal del espectro de frecuencias, de vital importancia para las prácticas de diseño de estructuras costeras contemporáneas.

En cuanto a los modelos de base física basados en la solución de la ecuación energía del oleaje, los modelos de tercera generación son más precisos pues consideran en forma explícita los mecanismos de interacción no lineal entre ondas, mientras que los modelos de primera generación son muy simples y no consideraban dichas interacciones en la transferencia de energía o lo hacen de forma muy simple; y los modelos de segunda generación consideran dichas interacciones pero sólo a través de parametrizaciones.

Una ventaja importante de los modelos heurísticos sobre los modelos de base física es que estos pueden ser aplicados independientemente para aguas someras (zonas costeras) o en aguas profundas, lo cual no sucede con los modelos de base física. A pesar de esto la calidad de

los resultados en el caso de los modelos de redes neuronales (NN) disminuye para períodos largos de simulación, lo cual los hace un poco ineficientes para análisis de largo plazo. Adicionalmente, al igual que los modelos empíricos no permiten representar las características espectrales del oleaje y presentan mejores resultados para modelar la altura de ola significativa ( $H_s$ ) que los períodos medios ( $T_m$ ).

## AGRADECIMIENTOS

A COLCIENCIAS por financiar el Programa de investigación del grupo GRECIA. A los profesores Jorge Robledo y Hernán Álvarez del programa de Doctorado en Ingeniería de la Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín, por sus comentarios para mejorar el manuscrito original.

El primer autor agradece al doctorado en Aprovechamiento de Recursos Hidráulicos de la Universidad Nacional Sede Medellín, dentro del cual está enmarcada la presente revisión con miras a la preparación de la propuesta de tesis doctoral "Estudio de oleaje para el mar caribe colombiano basado en técnicas de reanálisis utilizando modelos matemáticos de generación de oleaje".

## REFERENCIAS

- Agudelo, P., Restrepo, A.F., Molares R., Tejada C.E., Torres, R. y Osorio A.F., 2005. Determinación del clima medio y extremal en el Caribe colombiano. Boletín científico CIOH. N°23.
- Agrawal, J.D. y Deo, M.C., 2002. On-line wave prediction. *Marine Structures*, 15:pp. 57-74.
- Alexey, V. F. y Kendall, M.W., 1998. Nonlinear gravity capillary waves with forcing and dissipation. *J. Fluid Mech.*, 354: pp.1-42.
- Alves, J.H.G.M. y Banner, M.L., 2003. Performance of a saturationbased dissipation-rate source term in modelling the fetch-limited evolution of wind waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, pp.1274-1298.
- Al'Zanaidi, M.A. y Hui, H. W., 1984. Turbulent air flow over water waves-A numerical study. *J. Fluid Mech.*, 48, pp.225-246.
- Battjes, J.A. y Janssen, J.P.F.M., 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random wave. *Proc. 16th Int. Conf. Coastal Engineering, Hamburg*. pp.569-587.
- Banner, M. L. y Peregrine, D. H., 1993. Wave breaking in

- deep water. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 25, pp.373-397.
- Barnett, T. P. y Wilkerson, J. C., 1967. On the generation of ocean wind waves as inferred from airborne radar measurements of fetch-limited spectra. *J. Mar. Res.*, 25, pp.292-321.
- Barnett, T. P., 1968. On the generation, dissipation and prediction of ocean wind wave. *J. Geophys. Res.*, 73(2):pp.513-529.
- Belcher, S. E. y Hunt, J. C. R., 1993. Turbulent shear flow over slowly moving waves. *J. Fluid Mech.*, 251, 109-148.
- Booij, N. y Holthuijsen, L.H., 1987. Propagation of ocean waves in discrete spectral wave models. *J. Comput. Physics*, 68, pp.307-326.
- Booij, N., Ris, R.C. y Holthuijsen, L.H., 1999. A third-generation wave model for coastal regions, Part I, Model description and validation, *J. Geoph. Research*, 104, C4, pp.7649-7666.
- Bretschneider, C., 1952. Revised wave forecasting relationships. *Proceeding of the 2nd Coastal Engineering Conference. American Society of Civil Engineers.* 1-5.
- Bretschneider, C., 1958. Revisions in wave forecasting: deep and shallow water. *Proceeding of the 6nd Coastal Engineering Conference. American Society of Civil Engineers.* New York.
- Bouws, E. y Battjes, J.A., 1982. A Monte-Carlo approach to the computation of refraction of water waves, *J. Geophys. Res.*, 87, pp.5718-5722.
- Bouws, E. y Komen, G.J., 1983. On the balance between growth and dissipation in an extreme, depth-limited wind-sea in the southern North Sea, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, pp.1653-1658.
- Cavaleri, L. y Rizzoli, P.M., 1981. Wind wave prediction in Shallow water - theory and applications. *J. Geoph. Res.*, 86, C11:pp.10961-10973.
- Chalikov, D.V. y Belevich, M.Y., 1993. One-dimensional theory of the wave boundary layer. *Bound. Layer Meteor.*, 63, pp.65-96.
- Chalikov, D.V., 1995. The parameterization of the wave boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 25, pp.1333-1349.
- Charnock, H., 1955. Wind stress on water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 81, pp.639-640.
- Chereskin, T. K. y Christensen, M.E., 1985. Modulational development of nonlinear gravity-wave groups. *J. Fluid Mech.* 151:pp.337-65.
- Collins, J.I., 1972. Prediction of shallow water spectra, *J. Geophys. Res.*, 77, No. 15, pp.2693-2707.
- Cox, C. S., 1958. Measurements of slopes of high-frequency wind waves. *J. Mar. Res.*, 16, pp.199-225.
- Crapper, G.D., 1970. Non-linear capillary waves generated by steep gravity waves, *J. Fluid Mech.* 40:pp.149-159.
- Deo, M.C., Jha, A., Chaphekar, A.S. y Ravikant, K., 2001. Neural networks for wave forecasting. *Ocean Engng.*, 28, pp.889-898.
- Donelan, M. A., Hamilton, J. y Hui, W. H., 1985. Directional spectra of wind-generated waves. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A*, 315, pp.509-562.
- Donelan, M.A. y Pierson, W.J., 1987. Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry, *J. Geophys. Res.*, 92, pp.4971-5029.
- Dommermuth, D.G., 1994. Efficient simulation of short and long-wave interactions with applications to capillary waves. *J. Fluids Eng.* 116:pp.77-82.
- Ebuchi, N., Kawamura, H. y Toba Y., 1987. Fine structure of laboratory wind-wave surfaces using an optical method. *Boundary-Layer Meteorol*, 39. pp.133-51.
- Eckart, C., 1953. The generation of wind waves over a water surface. *J. Appl. Phys.*, 24. pp.1485-1494.
- Eldeberky, Y., 1996. Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone, Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Department of Civil Engineering, The Netherlands.
- Eldeberky, Y. y Battjes, J.A., 1996. Spectral modelling of wave breaking: Application to Boussinesq equations, *J. Geophys. Res.*, 101, No. C1, pp. 1253-1264.
- Fox, M. J. H., 1976. On the nonlinear transfer of energy in the peak of a gravity-wave spectrum-II. *Proc. Roy. Soc. A*, 348, pp. 467-483.
- Gent, P. R. y Taylor, P. A., 1976. A numerical model of the air flow above water waves. *J. Fluid Mech.*, 77, pp. 105-128.
- Guillaume, A., 1987. VAG: modele de prévision de l'état de la mer en eau profonde. Technical Report 118, Etablissement d'Etudes et Recherches Météorologiques, N 178.
- Gunther, H., Hasselmann, S. y Janssen, P.A.E.M., 1992. The WAM model Cycle 4 (revised version), *Deutsch. Klim. Rechenzentrum, Techn. Rep. No. 4*, Hamburg, Germany.

- GIOC. Grupo de Ingeniería oceanográfica y de costas de la Universidad de Cantabria., 2002. Manuales de Referencia. Vol 1. Dinámica.
- Hanson, J. L. y Phillips, O.M., 1999. Wind sea growth and dissipation in the open ocean. *J. Phys.Oceanogr*, 29, pp. 1633-1648.
- Hasselmann, K., 1962. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 1. *J. Fluid Mech.*, 12, pp. 481-500.
- Hasselmann, K., 1963. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 2. *J. Fluid Mech.*, 15, 273-281; Part 3. 15, pp. 385-398.
- Hasselmann, K., 1963a. On the non-linear transfer in a gravity wave spectrum, part 2. Conservation theory, wave-particle correspondence, irreversibility, *J. Fluid Mech.*, 15, pp. 273-281.
- Hasselmann, K., 1963b. On the non-linear transfer in a gravity wave spectrum, part 3. Evaluation of energy flux and sea-swell interactions for a Neuman spectrum, *J. Fluid Mech.*, 15, pp. 385-398.
- Hasselmann, K., 1966. Feynman diagrams and interaction rules of wave-wave scattering processes. *Rev. of Geophys.*, 4(1):pp.1-32.
- Hasselmann, K., Barnett, T. P., Bouws, E., Carlson, H., et al., 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Dtsch. Hydrogh. Z. Suppl.*, 12, A8.N 12, 95 P.
- Hasselmann, K., Ross, D.B., Muller P. y Sell, W., 1976. A parametric wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.*, 6, pp. 200-228.
- Hasselmann, S. y Hasselmann, K., 1981. A symmetrical method of computing the nonlinear transfer in a gravity wave spectrum. *Hamb. Geophys. Einzelschr., Ser. A., Wiss. Abh.* 52. 163 P.
- Hasselmann, B. y Hasselmann, K., 1985. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in gravity wave spectrum. Part I. *J.Phys. Oceanog.*, 15, pp.1369-1377.
- Hasselmann, S., Hasselmann, K.J., Allender H. y Barnett, T.P., 1985. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part II: Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, pp.1378- 1391.
- Hashimoto, N., Tsuruya, H. y Nakagawa, Y., 1998. Numerical computations of the nonlinear energy transfer of gravity-wave spectra in finite water depths, *Coastal Engng. J.*, 40, pp.23-40.
- Herterich, K. y Hasselmann, K., 1980. A similarity relation for the nonlinear energy transfer in a finite-depth gravity-wave spectrum, *J. Fluid Mech.*, 97, pp. 215-224.
- Hsieh, B.B. y Pratt, T.C., 2001. Field data recovery in tidal system using artificial neural networks(ANNs), *Coastal and Hydraulic Engineering Technical note CHETN-IV-38*, U.S. Army Engineer Research and Development Center, Vicksburg, MS.
- Hsiao, S. V. y Shemdin, O.H., 1983. Measurements of wind velocity and pressure with a wave follower during MARSEN. *J. Geophys. Res.*, 88, C14, pp. 9841-9849.
- Hurdle, D.P. y G. Ph. van Vledder, 2004. *Proc. 23rd Int. Conf. on Off\_shore Mech. and Arctic. Eng.*
- Isozaki, I. y Uji, T., 1973. Numerical prediction of ocean wind waves. *Paper Meteorol. Geophys.*, 24, pp. 207-231.
- Jahne, B. y Riemer, K.S., 1990. Two-dimensional wavenumber spectra of small-scale water surface waves. *J. Geophys. Res*, 95, pp. 11 431-11 546.
- Janssen, P.A.E.M., 1989. Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves. *J. Phys. Oceanogr.* 19: pp. 745-754.
- Janssen, P.A.E.M., 1991a. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, pp. 1631-1642.
- Janssen, P.A.E.M., 1991b. Consequences of the effect of surface gravity waves on the mean air flow, *Int. Union of Theor. and Appl. Mech. (IUTAM)*, Sydney, Australia, pp. 193-198.
- Jeffreys, H., 1924. On the formation of waves by wind. *Proc.Roy. Soc. A*, 107, pp. 189-206.
- Jeffreys, H., 1925. On the formation of waves by wind, II. *Proc. Roy. Soc. A*, 110, pp. 341-347.
- Jillians, W. J., 1989. The superharmonic instability of Stokes waves in deep water. *J. Fluid Mech.* 284: pp. 563-79.
- Jonsson, I.G., 1966. Wave boundary layers and friction factors, *Proc. 10th Int. Conf. Coastal Engineering*, ASCE, pp. 127-148.
- Jonsson, I.G. y Carlsen, N.A., 1976. Experimental and theoretical investigations in an oscillatory turbulent boundary layer, *J. Hydraulic Research*, 14, pp. 45-60.
- Jonsson, I.G., 1980. A new approach to rough turbulent boundary layers, *Ocean Engineering*, 7, pp. 109-152.
- Kambua, W., Supharatid, S. y Tang, I.M., 2005. Ocean



- wave forecasting in the gulf of Thailand during typhoon Linda 1997: WAM and Neural Network approaches. *ScienceAsia.*, 31, pp. 243-250.
- Kawai, S., 1979. Generation of initial wavelets by instability of a coupled shear flow and their evolution to wind waves. *J. Fluid Mech.*, 93, pp. 661-703.
- Kelvin, Lord W., 1871. The influence of wind on waves in water supposed frictionless. *Philos. Mag.*, 42: pp. 368-374.
- Klinke, J. y Jahne, B., 1995. Measurements of short ocean waves during the MBL ARI West Coast experiment," in *Air-Water Gas Transfer - Selected papers from the Third International Symposium on Air-Water Gas Transfer* (B. J. Monahan, ed.), pp. 165-173.
- Kunishi, H., 1963. An experimental study on the generation and growth of wind waves. *Bulletin of Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ.*, No. 61, pp. 1-41.
- Komatsu K., Masuda A., 1996. A new scheme of nonlinear energy transfer among the wind waves: RIAM method - Algorithm and performance, *J. of Oceanography*, 52, pp. 509-537.
- Komen, G.J., Hasselmann, S. y Hasselmann, K., 1984. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, pp. 1271-1285.
- Lavrenov, I.V., 1991. Nonlinear interaction of waves rips, *Izu. USRR AS J.fizika atmosfery i okeana*, 27, N 4, pp. 438-447.
- Lavrenov, I.V., 2001. Efect of wind wave parameter fluctuation on the nonlinear spectrum evolution. *J. Phys. Oceanogr.*, 31:861-873, 2001.
- LeBlond, P.H. y Mysak, L.A., 1978. *Waves in the Ocean*. Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 602 p.
- Lighthill, M. J., 1962. Physical interpretation of mathematical theory of wave generation by wind. *J. Fluid Mech.*, 14, pp. 385-398.
- Liu, A. K., P. W. Vachon, y C. y. Peng. 1991. Observation of wave refraction at an ice edge by synthetic aperture radar, *J. Geophys. Res.*, 96(C3), pp. 4803-4808.
- Lizano, R., 2001. Evaluación de modelos numéricos de tercera generación para el pronóstico de oleaje en Centroamérica y México. *Top. Meteor. Oceanog.*, 8(1), pp. 40-29.
- Lizano, R., 2003. Técnicas de pronóstico de oleaje para las costas de Costa Rica. Centro de Investigaciones Geofísicas (CIGEFI) Universidad de Costa Rica.
- Lock, R. C., 1954. Hydrodynamic stability of the flow in the laminar boundary layer between parallel streams. *Proc.Camb. Phil. Soc.*, 50, pp. 105-124.
- Lonin, S., Lonina, I. y Tuchkovenko, Y.S., 1996. Utilización del modelo Nedwam para el cálculo y pronóstico del oleaje en el Mar Caribe Boletín Científico CIOH No. 17, ISSN 0120-0542, Cartagena de Indias, Colombia, pp. 37-45.
- Longuet-Higgins, M. S., Cartwright, D. E. y Smith, N. D., 1963. Observations of the directional spectrum of sea waves using the motion of a floating buoy. In *Ocean Wave Spectra*, Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall. pp. 111-136.
- Longuet-Higgins, M.S., 1976. On the nonlinear transfer of energy in the peak of a gravity-wave spectrum: A simplified model. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 347, pp.311-328.
- Longuet - Higgins MS., 1995. Parasitic capillary waves: a direct calculation. *J. Fluid Mech* 301, pp. 79-107.
- LUO, W., 1995. Wind wave modeling in shallow water with application to the Southern North Sea. *Katholieke Universiteit Leuven. Belgica*. 198 P.
- Madsen, O.S., Poon, Y.K. y Graber, H.C., 1988. Spectral wave attenuation by bottom friction: Theory, *Proc. 21th Int. Conf. Coastal Engineering, ASCE*, pp.492-504.
- Mase, H., Sakamoto, M. y Sakai, T., 1995. Neural network for stability analysis of rubble-mound breakwaters. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engng., ASCE*, 121 (6), pp. 294-299.
- Makin, V. K. y Kudryavtsev, V. N., 1999. Coupled sea surface-atmosphere model, Pt.1 Wind over waves coupling, *J. Geophys. Res.*, 104, pp. 7613-7623.
- Massel, S.R., 1996. *Ocean Surface Waves: Their physics and prediction. Advanced series on Ocean Engineering -Volume 11.* World Scientific. 494p.
- Masuda, A., 1980. Nonlinear energy transfer between wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, pp. 2082-2093.
- McGoldrick, M. F., Phillips, O. M., Huang, N. y Hodgson, T., 1966. Measurement of resonant wave interactions. *J. Fluid Mech.*, 25, pp. 437-456.
- Melville, W. K., 1983. Wave modulation and breakdown. *J. Fluid Mech.* 128, pp. 489-506.
- Melville, W. K., Loewen, M. R., Felizardo, F. C., Jessup, A. T. y Buckingham, M. J., 1988. Acoustic and

- microwave signature of breaking waves. *Nature* 336, pp. 54-59.
- Melville, W. K., 1996. The roll of surface-wave breaking in air-sea interaction. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 28, pp. 279-321.
- Miles, J.W., 1957. On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.* 3(2) pp. 185-204.
- Miles, J. W., 1960. On the generation of surface waves by turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, 7, pp. 469-478.
- Miles, J. W., 1993. Surface wave generation revisited. *J. Fluid Mech.*, 256, pp. 427-441.
- Mitsuyasu, H., 1968a. A note on the nonlinear energy transfer in the spectrum of wind-generated waves. *Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, 16, pp. 251-264.
- Mitsuyasu, H. y Rikiishi, K., 1978. The growth of durationlimited wind waves. *J. Fluid Mech.*, 85(4), 705-730.
- Mitsuyasu, H. and Honda, T. (1982): Wind-induced growth of water waves. *J. Fluid Mech.*, 123, pp. 425-442.
- Motzfeld, H., 1937. Die turbulente Strömung an welligen Wänden. *Z. angew. Math. Mech.*, 17, pp. 193-212.
- Mui, R.C.Y. y Dommermuth, DG, 1995. The vertical structure of parasitic capillary waves. *J. Fluids Eng.* 117, pp. 355-61.
- Neumann, G., 1953. On ocean wave spectra and a new method of forecasting Wind-Generated Sea. Beach Erosion Board, Corps of engineers, Tech. Memo., No. 43. 42 P.
- Nordheim, L. W., 1928. On the kinetic method in the new statistics and its application in the electron theory of conductivity, *Proc. R. Soc.*, A 119, pp. 689-699.
- Padilla, H., Osuna, R.P., Monbaliu, J. y Holthuijsen, L. 1998. Intercomparing third-generation wave model nesting, 5th International Workshop on Wave Hindcasting and Forecasting, Jan. 27-30, Melbourne, Florida, pp. 102-112.
- Perlin, M., Lin, H. y Ting, C.L., 1993. On parasitic capillary waves generated by steep gravity waves: an experimental investigation with spatial and temporal measurements. *J. Fluid Mech.* 255, pp. 597-620.
- Phillips, O.M., 1957. On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mechanics.* 2 (5): pp. 417-445.
- Phillips, O. M., 1958. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves. *J. Fluid Mech.*, 4(4), pp. 426-434.
- Pierls, R., 1981. *Quantum theory of Solids*, Clarendon Press, Oxford.
- Pierson, W.J., 1952. A unified mathematical theory for the analysis, propagation and refraction of storm generated ocean surface waves, parts I and II. Technical report, New York University, College of Engineering, Res. Div Dept; of Meteorol. and Oceanogr. Prepared for the Beach Erosion Board, Dept. of the Army, and Ocean of Naval Res., Dept. of the Navy, 461. Pierson, W.J. y Marks W., 1952. The power spectrum analysis of ocean wave records. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 33, pp.834-844.
- Pierson, W. J., 1953. A unified mathematical theory for the analysis, propagation and refraction of storm generated ocean surface waves, Parts I and II, N.Y.U., Coll. of Eng., Res. Div., Dept. Meteorol. and Oceanogr., 461 P. Pierson, W.J. y Moskowitz, L., 1964. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *J. Geophys. Res.*, 69(24), pp. 5,181-5,190.
- Pierson, W., Tick, L. y Baer, L., 1966. Computer-based rocedures for predicting global wave forecasts and wind field analyses capable of using wave data obtained by space craft. *Proc. Nav. Hydrodyn.Symp.*, 6th, pp. 499-529.
- Plant, W. J., 1982. A relationship between wind stress and wave slope. *J. Geophys. Res.*, 87, pp. 1961-1967.
- Polnikov, V.G., 1989. Calculation of nonlinear energy transfer by surface gravitacional waves spectrum, *Izu.USSR AS L. fiziku atmosfery i okeana*, 25, pp. 1214-1225. Polnikov, V. G., 1991. A third generation spectral model for wind waves, *Izvestiya, Atm. and Ocean. Phys.* 27, N8, (English transl.), pp. 615-623.
- Polnikov, V.G., 1996. Nonlinear Energy Transfer through the spectrum of gravity waves for the Finite Depth Case, *J. Physical oceanography. J.*, 27, pp. 1482-1491.
- Polnikov, V.G, Volkov, Y.A. y Pogarskii, F.A., 2002. Wind wave model with a dynamic boundary layer. *Nonlinear Processes in Geophysics* 9, pp. 367-371.
- Polkinov. V.G., 2003. The choice of optimal Discrete Interaction Approximation to the kinetic integral for ocean waves. *Nonlinear Processes in Geophysics* 10: pp. 425-434.
- Pushkarev, A., Resio, D. y Zakharov, V., 2004. Second generation diffusion model of interacting gravity waves

- on the surface of deep fluid. *Nonlinear Processes in Geophysics* 11, pp.329-342.
- Repko, A., Van Gelder, P.H.A.J.M., Voortman H.G. y Vrijling, J.K., 2001. Bivariate statistical analysis of wave climates, *Proceedings of International Conference on Coastal Engineering*.
- Resio, D.T., 1981. The estimation of a wind wave spectrum in a discrete spectral model. *J. Phys.*, 11, pp. 510 -525.
- Resio, D. y Perrie, W., 1991. A numerical study of nonlinear energy fluxes due to wave-wave interactions. Part I: Methodology and basic results, *J. Fluid Mech.*, 223, pp. 609-629.
- Resio, D.T., Pihl, J.H., Tracy, B.A. y Vincent, C.L., 2001. Nonlinear energy fluxes and the finite depth equilibrium range wave spectra, *J. Geophys. Res.*, 106, C4, pp. 6985-7000.
- Ris, R.C., 1997. Communications on hydraulic and geotechnical engineering. Report No. 97-4. Faculty of Civil Engineering. Delft University of Technology. 160 P.
- Roske, F., 1997. Sea level forecasts using neural networks. *German J. of Hydrography*, 49 (1), pp.71-99.
- Ruvinsky, K.D., Feldstein, F.I. y Freidman, G.I., 1991. Numerical simulations of the quasistationary stage of ripple excitation by steep gravity-capillary waves. *J. Fluid Mech.* 230; pp. 339-53.
- Shemdin, O. H. y Hsu, E. Y., 1967. The dynamics of wind in the vicinity of progressive water waves. *J. Fluid Mech.*, 30, pp. 403-416.
- Snyder, R. L. y Cox, C. S., 1966. A field study of the wind generation of ocean waves. *J. Mar. Res.*, 24, pp. 141-178.
- Snyder, R. L., Dobson, F. W., Elliott, J. A. y Long, R.B., 1981. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves. *J. Fluid Mech.*, 102, pp. 1-59.
- Stanton, T. E., Marshal, D. y Houghton, R., 1932. The growth of waves on water due to the action of the wind. *Proc. Roy.Soc. A*, 137, pp. 283-293.
- Steward, R., 2005. Introduction to Physical Oceanography. Department of Oceanography Texas A & M University. 279 P.
- Stokes G.G. (1847). On the theory of oscillatory waves. *Camb. Trans.* 8; pp.441-473.
- Su, M.-Y., Bergin, M., Marlev, P. y Myrick, R., 1982. Experiments on nonlinear instabilities and evolution of steep gravitywave trains. *J. Fluid Mech.* 124; pp.45-72.
- Suzuki, Y. y Isozaki, I., 1994. On the development of a global ocean wave model JWA3G. *Proc. Pacific Ocean Remote Sensing Conf.* in Melbourne, Australia, 195-201. Suzuki, T., 1995. In *First Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments*, edited by E. Coccia, G. Pizzella and F. Ronga (World Scientific, Singapore) 115 P.
- Sverdrup, H. y Munk, W., 1947. *Wind, sea and swell: theory of relation for forecasting*. H. O. Publication 601. U. S. Naval Oceanographic Office. Washington, D. C.
- SWAN, 2006. Technical Documentation. Cycle III version 40.51. Delft University of Technology Faculty of Civil Engineering and Geosciences. Netherlands. pp. 12-33.
- Tejada, C., M. Gonzáles y L. Otero. (2004). Desarrollo de un modulo informático para el manejo de datos de oleaje visual para aguas jurisdiccionales colombianas. XXI Congreso Latinoamericano de Hidráulica. Sao Pedro, estado Sao Paulo, Brasil. 11 P. Thirumalaiah, K., y M.C. Deo, 1998: River stage forecasting using artificial neural networks. *J. Hydrologic Engng.*, ASCE, 3 (1), pp.26-32.
- Tsai, C.P. y Lee, T.L., 1999. Back-propagation neural network in tidal-level forecasting. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering.*, ASCE, 125 (4), pp.195-202.
- Toba, Y., 1988. Similarity laws of the wind wave and the coupling process of the air and water turbulent boundary layers. *Fluid Dyn. Res.*, 2, pp.263-279.
- Tolman, H. L., 1989. The numerical model WAVEWATCH: a third generation model for hindcasting of wind waves on tides in shelf seas. Technical Report 89-2, Faculty of Civil engineering, Delft University of Technology, ISSN 0169-6548.
- Tolman, H. L., 1991. A third generation model for wind waves on slowly varying, unsteady and inhomogeneous depths and currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, pp. 782-797.
- Tolman, H. L., 1992. Effects of numerics on the physics in a third-generation wind-wave model. *J. Phys. Oceanogr.*, 22, pp. 1095-1111.
- Tolman, H.J., 1992a. Effects of numerics on the physics in a third generation wind-wave model, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 10, pp.1095-1111.
- Tolman, H.L. y Chalikov, D.V., 1996. Source terms in a third - generation wind-wave model. *J. Phys. Oceanogr.*, 26, pp. 2497-2518.

- Tolman, H. L., 2002. User Manual and system documentation of WAVEWATCH-III. Version 2.22. Tech. Note 222, NOAA/NWS/NCEP/OMB,133P.
- Tolman, H. L., 2002b. Validation of WAVEWATCH III version 1.15 for a global domain. NOAA / NWS / NCEP / OMB Technical Note Nr. 213, 33 P.
- Tolman, H. L., 2002c. Validation of WAVEWATCH-III Version 1.15 for global domain. Tech. Note 213, NOAA/NWS/NCEP/OMB,P.
- Townsend, A. A., 1972. Flow in a deep turbulent boundary layer over a surface distorted by water waves. *J. Fluid Mech.*, 55, pp. 719-735.
- Tracy, B. y Resio, D.T. 1982. Theory and calculation of the nonlinear energy transfer between sea waves in deep water. WES Report 11, US Army Corps of Engineers.
- Ueno, K. y Ishizaka M., 1997. Efficient computational scheme of nonlinear energy transfer of wind waves. *SokkoJihou*, 64, pp.75-80.
- Ueno, K., 1998. On the energy dissipation term of wave models. *Sokkou-Jihou*, 65, pp.S181-S187.
- Ueno, K. y Kohno, N., 2004. The development of the third generation wave model MRI-III for operational use. In: *The 8th International Workshop on Wave Hindcasting Oahu, Hawaii*. November.
- Ursell, F., 1956. Wave generation by wind. In *Surveys in Mechanics*, ed. by G. K. Batchelor, Cambridge University Press. pp. 216-249.
- Valenzuela, G., 1976. The growth of gravity capillary waves in a coupled shear flow, *J. Fluid Mech.*, 76, pp. 229-250.
- Vaziri, M., 1997. Prediction of Caspian sea surface water level by ANN and ARIMA models, *J. Wtrwy., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, 123(4) 4, pp. 158-62.
- Waseda, T., Toba, Y, y Tulin, M.P., 2001. Adjustment of wind waves to sudden changes of wind speed. *Journal of Oceanography*, Vol. 57, pp. 519 - 533.
- WAMDI Group (13 authors) 1988. The WAM model. A third generation ocean wave prediction model. *J. Phys.Oceanogr.*, 18, pp.1775-1810.
- Wang, C., Wang, Z., Jin, J. y Peng, Q., 2003. Real-time Simulation of Ocean Wave Based on Cellular Automata. *CAD/Graphics* 2003.
- Webb, D.J., 1978. Non-linear transfers between sea waves, *Deep-Sea Res.*, 25, pp. 279-298.
- Wetzel, L.B., 1993. A time domain model for sea scatter. *Radio Sci*, 28, pp.139-150.
- Wheless, G. H. y Csandy, G. T., 1993. Instability waves on the air-sea interface. *J. Fluid Mech.*, 248, pp. 363-381.
- Wilson, B. W., 1965. Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959. *Deut. Hydrogr. Z.*, 18, pp. 114-130.
- Winebrenner D.P. y Hasselmann, K., 1988. Specular point scattering contribution to the mean synthetic aperture radar image of the ocean surface. *J. Geophys. Res*, 93, pp. 9281-9294.
- Wu, J., 1982. Wind - stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane. *J. Geophys. Res.*, 87, pp. 9704-9706.
- Wuest, W., 1949. Beitrag zur Entstehung von Wasserwellen durch Wind. *Z. Angew. Math. Mech.*, 29, pp. 239-252. Zakharov, V. E., 1966. Some aspects of nonlinear theory of surface waves (in Russian), PhD Thesis, Budker Institute for Nuclear Physics for Nuclear Physics, Novosibirsk, USSR.
- Zakharov, V.E. y Filonenko, N.N., 1966. Energy spectrum of stochastic oscillation in fluid surface *Doklady Acad. Nauk SSSR*, 170, N6, pp. 1292-1295.
- Zakharov, V.Y. y Zaslavskii, M.M., 1982. Kinetic equation and Kolmogorov's spectra in in weak turbulent theory of wind waves, *Proc. Acad.Sc. USSR, Atmosphere and Ocean Physics*, Vol.18, 9, pp. 970 - 980.
- Zakharov, V. E. y Pushkarev, A., 1999. Diffusion Model of Interacting Gravity Waves on the Surface of Deep Fluid, *Nonlin. Proc. Geophys.*, 6, pp. 1-10.
- Zhang, X., 1995. Capillary-gravity and capillary waves generated in a wind-wave tank: observations and theories. *J. Fluid Mech.* 289, pp.51-8.