

## SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE PROPAGAÇÃO DE ONDAS GERADAS POR EMBARCAÇÕES SOBRE UM FUNDO INCLINADO

Sara Rodrigues

Laboratório Nacional de Engenharia Civil, Av. do Brasil 101, 1700-066 Lisboa  
e-mail: srodrigues@lnec.pt

Maria F. Nascimento

Centro Universitário Estadual da Zona Oeste, 23070-200 Rio de Janeiro, Brasil  
e-mail: mfnascimento@yahoo.com

Nuno Fonseca

Centro de Engenharia e Tecnologia Naval, Instituto Superior Técnico, 1049-001 Lisboa  
e-mail: nfonseca@ist.utl.pt

João A. Santos

Instituto Superior de Engenharia de Lisboa, 1959-007 Lisboa  
e-mail: jasantos@dec.isel.pt

Cláudio F. Neves

Universidade Federal do Rio de Janeiro, 21949-900 Rio de Janeiro, Brasil  
e-mail: neves@peno.coppe.ufrj.br

### RESUMO

Esta comunicação apresenta os resultados da introdução no modelo numérico FUNWAVE de duas distribuições de pressão existentes na literatura para simular a propagação de ondas geradas por embarcações em regiões de batimetria variável.

O modelo FUNWAVE foi adaptado por Nascimento (2007) de forma a incluir uma distribuição de pressões móvel nas equações da quantidade de movimento, na posição correspondente ao plano de flutuação do navio, sendo capaz de reproduzir a maioria dos fenómenos envolvidos na propagação da onda em direção à costa. Considerou-se como valores de referência os obtidos com a função de distribuição de Li e Sclavounos (2002) implementada por Nascimento (2007).

Os testes foram realizados para um navio a navegar ao longo de uma faixa costeira definida pela intersecção de dois planos, um correspondente a um talude com inclinação de 1:50 e o outro correspondente a um fundo horizontal. Os resultados mostram que na região do fundo inclinado as cristas de ondas vão-se curvando de forma a ficarem paralelas à linha de costa, e na região com profundidade constante verificam-se padrões de ondas de Kelvin.

**Palavras-chave:** Propagação de ondas, Pressão móvel, Modelo numérico FUNWAVE.

## 1 INTRODUÇÃO

A propagação de ondas geradas por navios em movimento tem sido investigada, devido ao seu impacto na erosão das margens e nos movimentos de navios amarrados em portos.

A força associada à geração de ondas por um navio em movimento é uma parcela importante da resistência ao avanço, isto é, da força ao longo do eixo longitudinal do navio necessária para o deslocar com a velocidade pretendida. Já foram desenvolvidos vários modelos para determinar esta resistência ao avanço. Apesar das suas capacidades, tais modelos ainda não podem ser utilizados para estudar a propagação de ondas para longe do navio devido ao tempo de cálculo necessário. Assim, os modelos desenvolvidos para o estudo da propagação destas ondas baseiam-se nas equações de águas pouco profundas, Stockstill e Berger (2001), ou em versões aperfeiçoadas das equações de Boussinesq, Nwogu e Demirbilek (2004), Dam et al. (2006) e Nascimento (2007), sendo o navio representado por uma distribuição de pressão na posição ocupada instantaneamente pelo plano de flutuação do navio em movimento.

O modelo numérico FUNWAVE é baseado nas equações de Boussinesq estendidas, Wei e Kirby (1995) e foi adaptado por Nascimento (2007) para modelar a propagação de ondas geradas por navios. Foi adicionada às equações da quantidade de movimento na superfície livre a distribuição de pressões móvel proposta por Li e Sclavounos (2002), na posição ocupada pelo navio, para simular a geração de ondas pelo navio e a sua propagação em direção à costa. Este modelo consegue reproduzir a maioria dos fenómenos envolvidos na transformação de ondas em zonas de profundidade não uniforme, incluindo a dispersão de frequência e de amplitude, a difração, a refração induzida pelo gradiente da profundidade e por correntes, a transferência de energia entre componentes harmónicas e a dissipação de energia por rebentação da onda e por atrito de fundo.

O objetivo desta comunicação é apresentar os resultados obtidos com a implementação das funções de distribuição de pressão propostas por Pedersen (2004) e Ertekin (1986) no modelo modificado FUNWAVE de forma a simular ondas geradas por navios. Os resultados obtidos com estas novas distribuições de pressão são comparados com os resultados obtidos com a distribuição de pressão de Li e Sclavounos (2002) para um navio com um comprimento de 1.5 m, uma boca de 0.15 m e um calado de 0.06 m que navega ao longo de um canal com a geometria proposta por Dam (2006): um talude de 1:50 que termina com um fundo horizontal 0.22 m abaixo do nível de repouso da superfície livre.

Depois deste capítulo de introdução, descreve-se no capítulo 2 as principais características do modelo modificado FUNWAVE. No capítulo 3, estabelece-se o valor máximo de pressão a ser utilizado nas funções de distribuição de pressão. De seguida, no capítulo 4, apresentam-se alguns resultados para as funções de distribuição utilizadas. Por fim, a comunicação termina com algumas conclusões sobre o trabalho realizado apontando também as direções a seguir num trabalho futuro.

## 2 MODELO NUMÉRICO

O modelo numérico FUNWAVE é um modelo hidrodinâmico baseado nas equações não-lineares tipo Boussinesq desenvolvidas por Wei e Kirby (1995). A aproximação de Wei, inclui termos adicionais às equações de Boussinesq desenvolvidas por Nwogu (1993), estende a equação original até águas de profundidade intermédia e permite a simulação da propagação de ondas em situações de fortes interações não-lineares. Este modelo reproduz a maioria dos fenómenos envolvidos na transformação da onda em fundos de profundidade variável. De modo a simular as ondas geradas por navios, foi incluído no modelo como forçante, uma pressão adicional na superfície livre, que se move com a velocidade do navio. A implementação de tal forçante foi feita adicionado à equação da quantidade de movimento um gradiente de pressão de forma a causar perturbações na superfície livre, Figura 1. A equação da continuidade (1) e a equação da conservação da quantidade de movimento (2) modificadas no modelo são:

$$\eta_t + \nabla \cdot \left\{ (h + \eta) \left[ u_\alpha + \left( z_\alpha + \frac{1}{2}(h - \eta) \right) \nabla(\nabla \cdot (h u_\alpha)) + \left( \frac{1}{2} z_\alpha^2 - \frac{1}{6}(h^2 - h\eta + \eta^2) \right) \nabla(\nabla \cdot u_\alpha) \right] \right\} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & u_{\alpha t} + (u_\alpha \cdot \nabla) u_\alpha + g \nabla \eta + z_\alpha \left\{ \frac{1}{2} z_\alpha \nabla(\nabla \cdot u_{\alpha t}) + \nabla(\nabla \cdot (h u_{\alpha t})) \right\} + \\ & \nabla \left\{ \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) (u_\alpha \cdot \nabla) (\nabla \cdot u_\alpha) + \frac{1}{2} [\nabla \cdot (h u_\alpha) + \eta \nabla \cdot u_\alpha]^2 \right\} + \\ & \nabla \left\{ (z_\alpha - \eta) (u_\alpha \cdot \nabla) (\nabla \cdot (h u_\alpha)) - \eta \left[ \frac{1}{2} \eta \nabla \cdot u_{\alpha t} + \nabla \cdot (h u_{\alpha t}) \right] \right\} = - \frac{\nabla P}{\rho} \end{aligned} \quad (2)$$

em que  $\eta$  é a elevação da superfície livre,  $h$  é a profundidade,  $u_\alpha = (u, v)$  é o vetor velocidade horizontal na profundidade  $z = z_\alpha = -0.531h$ ,  $g$  é a aceleração da gravidade, o índice  $t$  representa a derivada parcial relativa ao tempo,  $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$  é o operador gradiente horizontal e  $P$  é uma distribuição de pressão móvel.

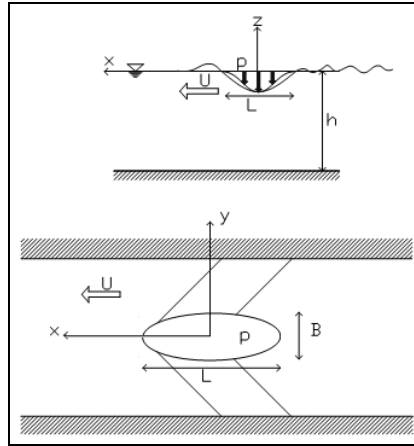


Figura 1: Representação da pressão móvel como fonte geradora de ondas de navios. (Adaptação de Nascimento, 2007)

Embora não seja difícil de incluir o gradiente de pressão nas equações de Boussinesq como um forçante gerador de ondas de navios, é preciso garantir que a distribuição de pressão implementada no modelo seja compatível com as propriedades não-lineares e dispersivas das equações de Boussinesq, i.e. da mesma ordem de aproximação.

As equações de Boussinesq podem ser deduzidas a partir da forma adimensionalizada das equações de Navier-Stokes, assumindo a hipótese de água pouco profunda,  $h/l \ll 1$ . Tal procedimento inclui nas equações dois parâmetros adimensionais independentes,  $\varepsilon$  e  $\mu^2$ . O parâmetro  $\varepsilon$ , representa a razão entre a amplitude da onda e a profundidade local,  $\varepsilon = \eta/h$ , que determina a magnitude dos efeitos não-lineares, enquanto a magnitude dos efeitos dispersivos é representada pela razão entre a profundidade local e o comprimento de onda,  $\mu = h/l$ .

Dependendo da magnitude destes parâmetros, podem ser feitas várias suposições resultando em diferentes modelos de aproximações. A importância relativa desses efeitos é proporcional a  $\varepsilon/\mu^2 = \eta l^2/h^3$ . Para as equações de Boussinesq existe um equilíbrio entre os efeitos não-lineares e dispersivos,  $\varepsilon = \mu^2$ .

De forma a analisar a influência de um forçante na equação da quantidade do movimento,

primeiro procede-se a uma expansão das variáveis dependentes nas equações (1) e (2) numa série de potências dos parâmetros de forçamento dominantes. Tal procedimento permite determinar a magnitude da fonte de perturbação compatível com as características das equações. Para as variáveis adimensionais é utilizado um comprimento característico,  $l_0$ , uma amplitude de onda típica,  $a_0$ , e uma profundidade característica,  $h_0$ , verificando-se as seguintes relações:

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{l_0} ; & y' &= \frac{y}{l_0} ; & z' &= \frac{z}{h_0} ; & t' &= \frac{\sqrt{gh_0}}{l_0} t \\ u' &= \frac{h_0}{a_0 \sqrt{gh_0}} u ; & v' &= \frac{h_0}{a_0 \sqrt{gh_0}} v \\ \eta' &= \frac{n}{a_0} ; & h' &= \frac{h}{h_0} ; & P' &= \frac{P}{\rho gh_0} \end{aligned} \quad (3)$$

Substituindo (3) em (1) e (2) tem-se a seguinte equação da continuidade e da conservação do movimento:

$$\begin{aligned} \eta'_t + \nabla'_\alpha \left\{ (h' + \varepsilon \eta') \left[ u'_\alpha + \mu^2 \left\{ \left[ \frac{1}{2} z'^2_\alpha - \frac{1}{6} (h'^2 - h' \varepsilon \eta' + (\varepsilon \eta')^2) \right] \nabla'(\nabla' u'_\alpha) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left[ z'_\alpha + \frac{1}{2} (h' - \varepsilon \eta') \right] \nabla'(\nabla' (h' u'_\alpha)) \right\} \right] \right\} + O(\mu^4) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} u'_{\alpha t} + \varepsilon (u'_\alpha \cdot \nabla') u'_\alpha + \nabla' \eta' + \mu^2 V_1 + \varepsilon \mu^2 V_2 + \nabla' P' &= O(\mu^4) \\ V_1 &= \frac{1}{2} z'^2_\alpha \nabla'(\nabla' u'_{\alpha t}) + z'_\alpha \nabla'(\nabla' (h' u'_{\alpha t})) - \nabla' \left[ \frac{1}{2} (\varepsilon \eta')^2 \nabla' u'_{\alpha t} + \varepsilon \eta' \nabla' (h' u'_{\alpha t}) \right] \\ V_2 &= \nabla' \left[ (z'_\alpha - \varepsilon \eta') (u'_\alpha \cdot \nabla') (\nabla' (h' u'_\alpha)) + \frac{1}{2} (z'^2_\alpha - (\varepsilon \eta')^2) (u'_\alpha \cdot \nabla') (\nabla' u'_\alpha) \right] + \\ &\quad \frac{1}{2} \nabla' \left[ (\nabla' (h' u'_\alpha) + \varepsilon \eta' \nabla' u'_\alpha)^2 \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Nas equações (4) e (5) é necessário um termo forçante de ordem  $O(\varepsilon)$  para a geração de impulso, assim os termos  $\eta'$ ,  $u'_\alpha$  e  $P'$  são expandidos numa série de potências de  $O(\varepsilon)$ . Como o forçante real na equação da conservação do movimento é  $\nabla' P'$ , que se move ao longo do eixo  $x$ , o que implica também a influência de termos dissipativos, é conveniente que este tenha uma magnitude que se relacione com  $\varepsilon$  e  $\mu$ , e que seja inferior à magnitude de  $\mu^4$ . Expandindo os termos  $\eta'$ ,  $u'_\alpha$ ,  $P'$  e  $\nabla' P'$  em série de potências (por conveniência, omitiram-se os apóstrofes) tem-se:

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_1 + \varepsilon \eta_2 + O(\varepsilon^2) \\ u_\alpha &= (u_\alpha)_1 + \varepsilon (u_\alpha)_2 + O(\varepsilon^2) \\ P &= P_1 + \varepsilon P_2 + O(\varepsilon^2) \\ \nabla P &= \nabla P_1 + \varepsilon \mu \nabla P_2 + O(\varepsilon^2) \end{aligned} \quad (6)$$

Substituindo (6) em (5), obtêm-se uma sequencia finita de problemas lineares. Para a primeira ordem de aproximação tem-se:

$$u_{\alpha 1t} + \nabla \eta_1 + \nabla P_1 + \left\{ \frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla(\nabla u_{\alpha 1t}) + z_\alpha \nabla(\nabla (h u_{\alpha 1t})) \right\} = 0 \quad (7)$$

Na primeira aproximação na equação (7), o termo  $\nabla P_1$  tem de ser igual a zero. Para a segunda ordem de aproximação tem-se:

$$u_{\alpha 2t} + \nabla \eta_2 + \mu^2 \left\{ \frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla (\nabla u_{\alpha 2t}) + \nabla (h u_{\alpha 2t}) \right\} = -[(u_{\alpha 1} \nabla)(u_{\alpha 1})] - \mu^2 [\eta_1 \nabla (h u_{\alpha 1t})] - \mu \nabla P_2 \quad (8)$$

Os termos do lado direito representam a interação dos termos não-lineares de primeira ordem de  $\eta_1$  e  $u_{\alpha 1}$  e de segunda ordem de  $P_2$  que servem como termos forçantes para a onda de segunda ordem  $\eta_2$  e  $u_{\alpha 2}$ .

No caso de ondas geradas por navios assume-se que para um instante inicial  $t_0$ , o navio e a superfície livre encontram-se em repouso, i.e. a velocidade do navio e a elevação da superfície são nulas, e a pressão  $P$  é a força impulsiva geradora de ondas, onde:

$$P = \varepsilon P_2 + O(\varepsilon^2) \quad (9)$$

A pressão  $P$  depende de  $P_2$ , devido à condição aplicada em (7),  $\nabla P_1 = 0$ . Na equação (9) verifica-se que  $P$  é da ordem de  $\varepsilon$ , demonstrando assim a necessidade da fonte ser uma distribuição não-linear, garantindo que  $\nabla P$  seja da ordem de  $\varepsilon \mu$ .

Como condições de fronteira, o modelo numérico possui camadas absorventes (camada esponja) para simular a dissipação de energia na equação de conservação de movimento de forma a evitar os efeitos de reflexão da costa.

### 3 FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO

Na literatura são apresentadas várias distribuições de pressão como funções não-lineares de  $O(\varepsilon)$ , limitadas por um retângulo de largura  $B$  e comprimento  $L$ . Tal distribuição de pressão num retângulo pode representar os efeitos de um navio em movimento ao longo de um corpo de água, originando perturbações iniciais na superfície livre dentro dos domínios do retângulo, que se propagam com o passar do tempo com um padrão semelhante aos das ondas geradas por navios. Tais padrões, do ponto de vista de um observador que se move com o navio, são estacionários.

Li e Scavounos (2002) propôs uma função de distribuição de pressão para estudar ondas solitárias geradas à frente do navio que navega numa região de águas profundas, equação (10). Pedersen (2004) para estudar padrões semelhantes a ondas geradas por uma distribuição de pressão que se move ao longo de uma região com alterações topográficas (águas pouco profundas) propôs a equação (11). Ertekin et al (1986) propôs a equação (12) para estudar este fenómeno, onde consideraram uma distribuição de pressão tridimensional e resolveu as equações Green-Naghdi (GN) no domínio do tempo e concluíram que essas equações são capazes de reproduzir fenómenos semelhantes aos observados em modelos experimentais. Entretanto, não consideraram que a solução era uma única propriedade das equações de GN e sugeriram o problema da determinação do conjunto de ondas que geram ondas solitárias à frente de uma perturbação movendo-se ao longo de um canal, enquanto vai produzindo um padrão de ondas complexo atrás.

Nas três funções de distribuição de pressão,  $pa$  representa o valor máximo para a distribuição de pressão e é assumido como um valor constante da mesma ordem de  $\varepsilon$ , indicado na fonte não-linear da equação (9).

$$P(x, y) = pa \cos^2\left(\pi \frac{x}{L}\right) \cos^2\left(\pi \frac{y}{B}\right) \quad (10)$$

$$P(x, y) = pa \cos^2\left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{x^2}{L^2} + \frac{y^2}{B^2}\right)\right] \quad (11)$$

$$P(x, y) = pa \cos^2 \left( \frac{\pi(x - 0.5\alpha L)}{(1 - \alpha)L} \right) \cos^2 \left( \frac{\pi(y - 0.5\beta B)}{(1 - \beta)B} \right) \quad (12)$$

com  $\alpha=0.7$  e  $\beta=0.4$ .

Estas equações são válidas para  $-L/2 \leq x \leq L/2$  e  $-B/2 \leq y \leq B/2$ , onde  $L$  e  $B$  representam o comprimento e a boca do navio, respetivamente. Isto é  $(x, y)$  representa as coordenadas de um ponto no plano de flutuação do navio num referencial solidário com esse plano sendo a coordenada da origem do referencial  $(x_p, y_p)$  num determinado instante  $t$  dada por  $y_p=y_0$  e  $x_p=x_0+Vt$ , onde  $V$  é a velocidade do navio,  $x_0$  e  $y_0$  representam a posição da origem do referencial para  $t=0$ .

O valor correspondente ao máximo da distribuição de pressão,  $pa$ , foi estabelecido utilizando o mesmo procedimento de Nascimento (2001), que fez uma analogia entre ondas geradas por navios e ondas geradas por um sólido, que desliza para dentro do fluido. Uma vez que a onda gerada no primeiro caso é devida ao movimento de um sólido no fluido, tal analogia é possível uma vez os padrões de ondas gerados são semelhantes.

A classificação das ondas geradas pelo impacto de corpos sólidos foi definida por soluções teóricas (Noda, 1970) e resultados experimentais (Wiegel et al, 1970). Esta classificação foi feita com base na relação entre a altura do corpo e o número de Froude do deslizamento. Nascimento (2001) aplicou o mesmo conceito, e observou a mesma relação entre a altura do corpo e o número de Froude nas características dos padrões de ondas geradas.

A análise dimensional para o problema das ondas geradas por navios resulta na equação (13). Os parâmetros adimensionais para este problema são semelhantes aos das ondas geradas pelo impacto de um bloco, mostrando assim que a analogia entre os dois fenômenos e para o estudo deste problema, pode ser um caminho viável para analisar o problema das ondas geradas por navios.

$$\frac{H}{h} = f \left( \frac{B}{h}, \frac{D}{h}, \frac{L}{h}, \frac{U}{\sqrt{gh}}, \frac{L_c}{h}, \frac{x}{h}, \frac{\rho_w}{\rho_{SE}}, T \sqrt{\frac{g}{h}}, \frac{l}{h} \right) \quad (13)$$

onde  $B$  é a boca do navio,  $D$  o calado do navio,  $L$  o comprimento do navio,  $U$  a velocidade do navio,  $L_c$  a largura do canal,  $x$  a distancia do navio à linha de costa,  $\rho_w$  a massa específica do fluido,  $\rho_{SE}$  a massa específica do navio,  $h$  é a altura da onda,  $T$  o período da onda e  $l$  é o comprimento de onda.

Fazendo a transformação em (13) de forma a incluir o coeficiente de bloco e o declive do fundo nas quantidades presentes em todas as relações que envolvam as características do navio e do local de navegação, tem-se:

$$\frac{H}{h} = f \left( S, \frac{D}{h}, \frac{h}{L}, F_h, \frac{h}{L_c}, I_s, T \sqrt{\frac{g}{h}} \right) \quad (14)$$

com  $S = \frac{BD}{A}$ ,  $F_h = \frac{U}{\sqrt{gh}}$  e  $I_s = \frac{h}{x}$ , onde  $A$  representa a secção transversal do canal,  $F_h$  é o número de Froude da profundidade e  $I_s$  é a inclinação da margem.

A partir de (14), espera-se que  $D/h$  tenha a mesma relação que a razão entre a altura do bloco e a profundidade do canal,  $e/h$ . Neste trabalho, será assumido como valor máximo de pressão a razão entre o calado e a profundidade do canal:

$$pa = \frac{D}{h} \quad (15)$$

onde  $\frac{D}{h} = O(\varepsilon)$  e  $\frac{h}{L} = O(\mu)$ .

Seguindo a metodologia de Nascimento (2007), que incluiu a distribuição de pressão dada por Li e Sclavounos (2002) nas equações do modelo FUNWAVE, nesta comunicação foram implementadas no modelo modificado duas novas funções de distribuição de pressão dadas por Pedersen (2004) e Ertekin (1986).

A Figura 2 apresenta o comportamento das distribuições de pressão e as suas derivadas em  $x$  e  $y$  para  $y=0$  (representação do navio no modelo numérico), para  $pa=1$  e para um navio com um comprimento de 1.5 m e uma boca de 0.15 m.

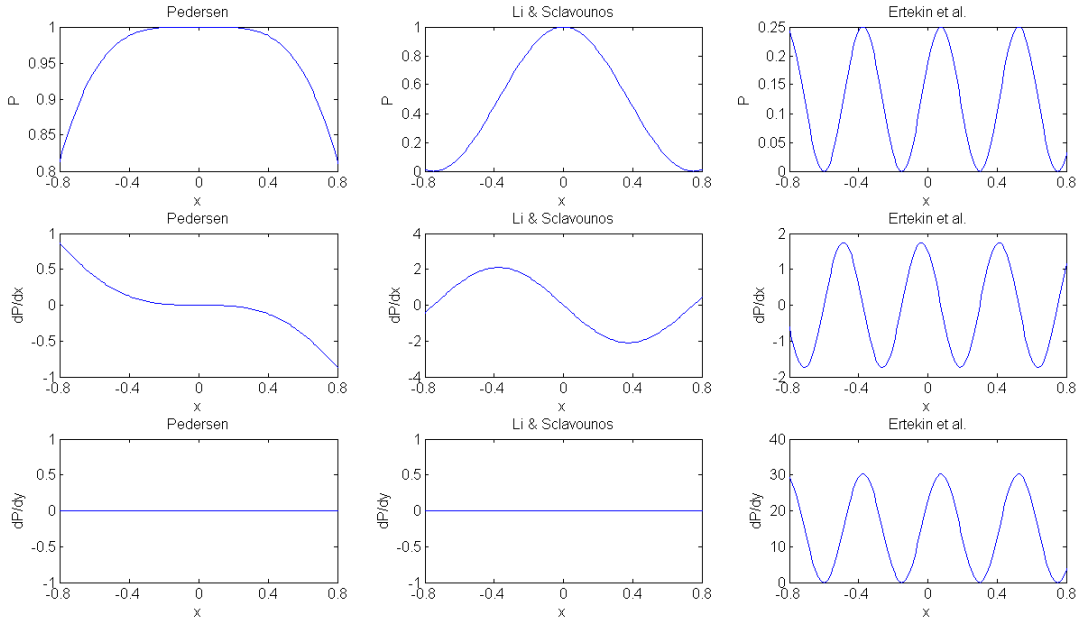


Figura 2: Distribuição de pressão e suas derivadas para  $pa=1$ . O eixo do  $x$  representa o comprimento do navio com  $L=1.5m$  e  $B= 0.15m$ .

Definido o valor máximo de pressão, as distribuições de pressão podem ser escritas na forma dimensional. Então, para a função de distribuição dada por Li e Sclavounos (2002):

$$P(x, y) = \rho g h p_a \cos^2\left(\pi \frac{x}{L}\right) \cos^2\left(\pi \frac{y}{B}\right) \quad (16)$$

Substituindo  $pa$ , tem-se:

$$P(x, y) = \rho g D \cos^2\left(\pi \frac{x}{L}\right) \cos^2\left(\pi \frac{y}{B}\right) \quad (17)$$

A função de distribuição de pressão de Pedersen (2004) fica:

$$P(x, y) = \rho g D \cos^2\left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{x^2}{L^2} + \frac{y^2}{B^2}\right)\right] \quad (18)$$

E a função de distribuição dada por Ertekin et al. (1986), torna-se:

$$P(x, y) = \rho g D \cos^2\left(\frac{\pi(x - 0.5\alpha L)}{(1-\alpha)L}\right) \cos^2\left(\frac{\pi(y - 0.5\beta B)}{(1-\beta)B}\right) \quad (19)$$

onde  $\rho$  é a massa específica da água,  $g$  a aceleração da gravidade e  $D$  o calado do navio.

#### 4 TESTES E RESULTADOS

Nesta secção, apresenta-se para a função de distribuição de pressão de Sclavounos a comparação dos resultados obtidos para um fundo com profundidade constante com os obtidos para um perfil de fundo, constituído por um talude e por uma região com profundidade constante.

Para avaliar as novas distribuições de pressão incluídas no modelo modificado FUNWAVE, serão apresentados alguns testes com as mesmas, comparando com os seus resultados com os da distribuição de pressão utilizada por Nascimento (2007).

O navio tem um comprimento de 1.5 m, uma boca de 0.15 m e um calado de 0.06 m e navega ao longo de uma faixa costeira com 14.2 m de comprimento. A faixa costeira é constituída por uma região de fundo horizontal com 0.22 m de profundidade e um talude de inclinação 1:50 que termina com uma região de profundidade constante com 0.006 m, como se mostra na Figura 3. O navio navega ao longo da linha definida pela intersecção dos dois planos, com uma velocidade constante de 1.18 m/s, ( $F_h=0.8$ ). Esta geometria permite o estudo da propagação das ondas sobre um fundo inclinado, bem como ao longo de uma região de profundidade constante. Em ambos os lados da fronteira do domínio de cálculo e paralelamente à linha de navegação, foram colocadas camadas de esponja com 3.0 m de espessura, para impedir a propagação para o interior do domínio de ondas refletidas na fronteira do mesmo.

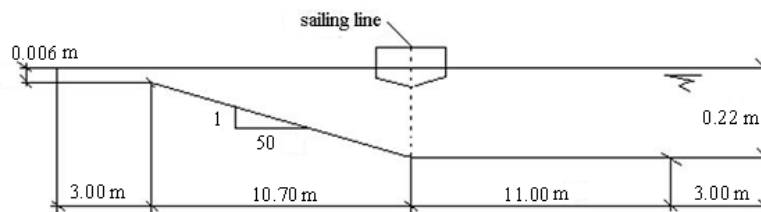


Figura 3: Geometria do canal usado no modelo numérico.

A Figura 4 mostra a representação espacial da elevação da superfície livre criada pela função de distribuição de pressão dada por Li e Sclavounos (2002) para três instantes: 5 s, 22.5 s e 45 s.

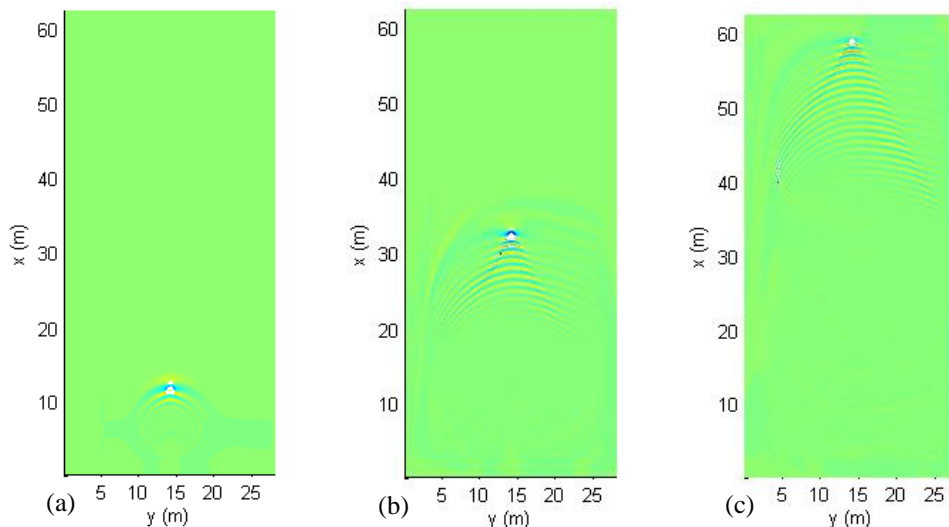


Figura 4: Elevação da superfície livre para a distribuição de pressão de Sclavounos,  $p_a$ : (a)  $t=5$  s; (b)  $t=22.5$  s; (c)  $t=45$  s.

Como se pode observar para o instante 5 s o navio começa a gerar ondas, enquanto para os

instantes 22.5 s e 45 s a figura mostra a propagação das ondas geradas pelo navio ao longo do canal. As ondas viajam com a mesma velocidade para uma determinada profundidade, mas na região onde a profundidade diminui, as ondas mudam de direção e tendem a deslocar-se perpendicularmente à costa, como se pode observar no lado esquerdo do canal (na região do fundo inclinado) onde é evidente uma curvatura das cristas das ondas, Figura 5. No lado direito do canal (profundidade constante) verifica-se o normal padrão de onda de Kelvin, com forma de V e com um ângulo de  $19.5^\circ$  em relação à linha de navegação e dois conjuntos de ondas (divergentes e transversais).

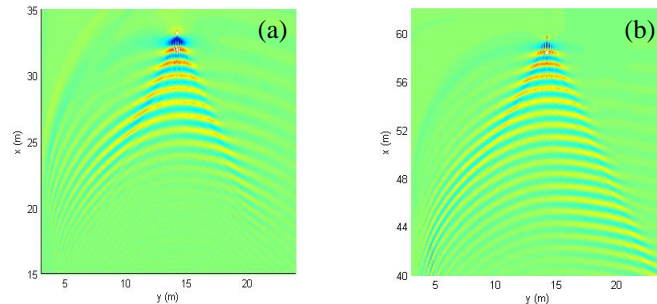


Figura 5: Zoom da elevação da superfície livre para a distribuição de Scavounos: (a)  $t=22.5$  s; (b)  $t=45$  s.

A Figura 6 mostra a comparação dos resultados obtidos com o perfil do fundo da Figura 3 com os resultados obtidos quando o navio navega ao longo de uma região com profundidade constante (0.22 m). Para a mesma função de distribuição de pressão de Scavounos, apresenta-se a evolução da elevação da superfície livre máxima ao longo do canal com a distância até à linha de navegação (coordenada  $y$ ). Para o navio a navegar ao longo da região de profundidade constante, torna-se evidente a simetria da elevação da superfície livre ao passo que para o perfil do fundo da Figura 3, há um aumento da superfície livre no lado inclinado do canal.

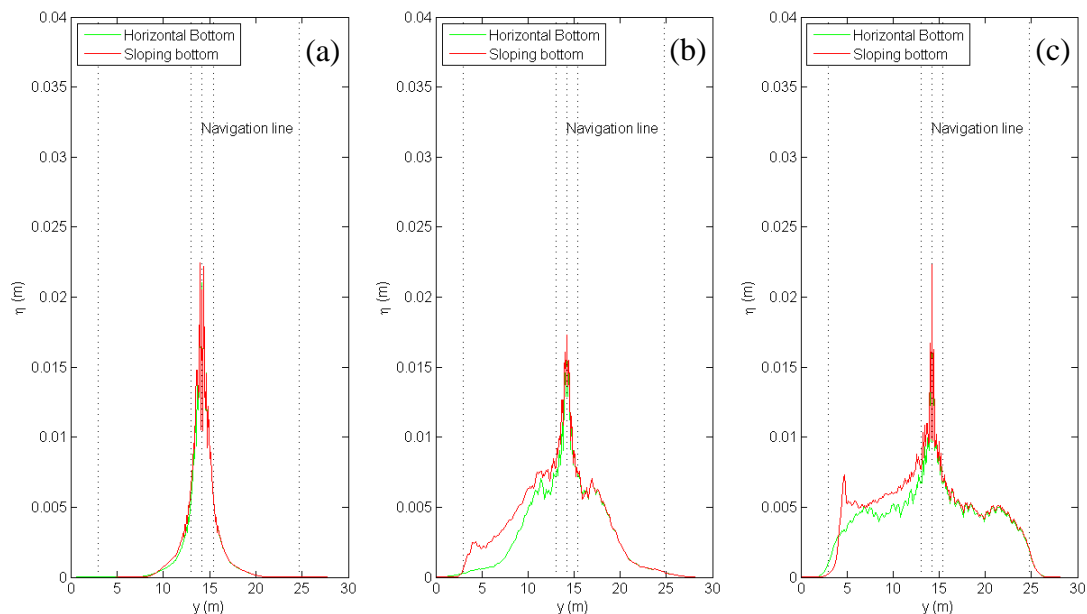


Figura 6: Elevação da superfície livre máxima obtida com o perfil de fundo da Figura 3 e com uma região com profundidade constante, para a distribuição de Scavounos: (a)  $t=5$  s; (b)  $t=22.5$  s; (c)  $t=45$  s.

As figuras seguintes mostram a evolução da elevação da superfície livre máxima ao longo do canal com a distância até à linha de navegação (coordenada  $y$ ), para as três funções de distribuição de pressão apresentadas, com o mesmo valor máximo da distribuição de pressão.

A Figura 7 mostra que para o instante 5 s as ondas no canal ainda não atingiram o valor máximo desde que o navio começou a gerar ondas. À medida que o navio se desloca ao longo do canal, as ondas crescem e propagam-se ao longo da largura do canal, como se pode observar para o instante 45 s. Também se pode observar que o aumento da altura da superfície livre é maior no lado inclinado do canal do que no lado de profundidade constante. O efeito das camadas de esponja pode ser observado através da redução do máximo da elevação da superfície livre nos últimos 3 m perto dos limites do domínio.

A Figura 8 mostra o carácter estacionário da elevação da superfície livre máxima na vizinhança do navio, para as três funções de distribuição apresentadas na comunicação.

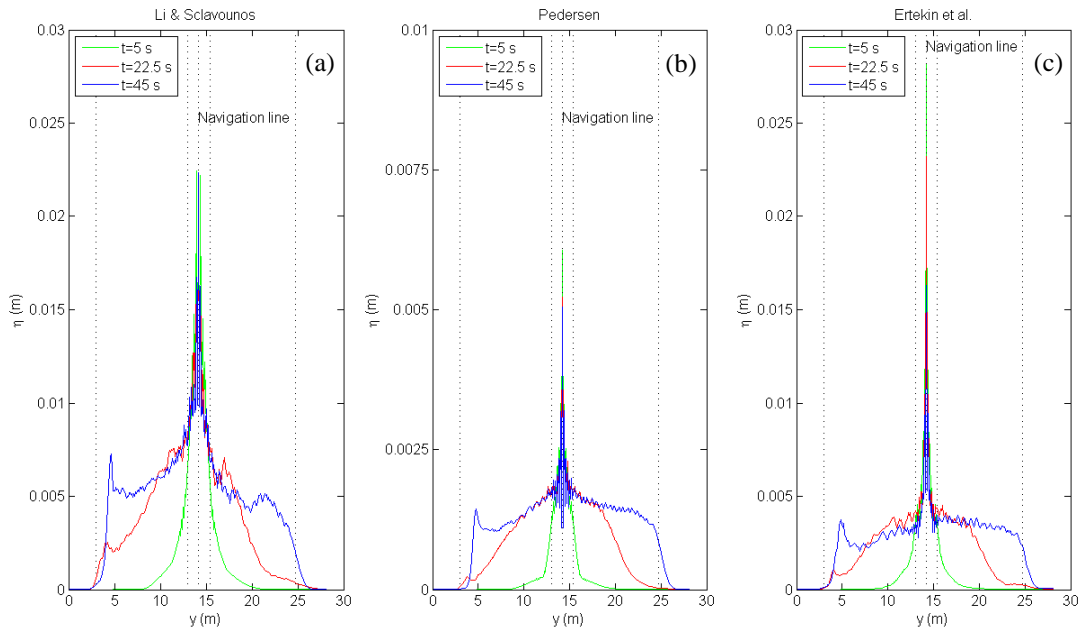


Figura 7: Elevação da superfície livre máxima para três instantes: (a) Scavounos; (b) Pedersen; (c) Ertekin.

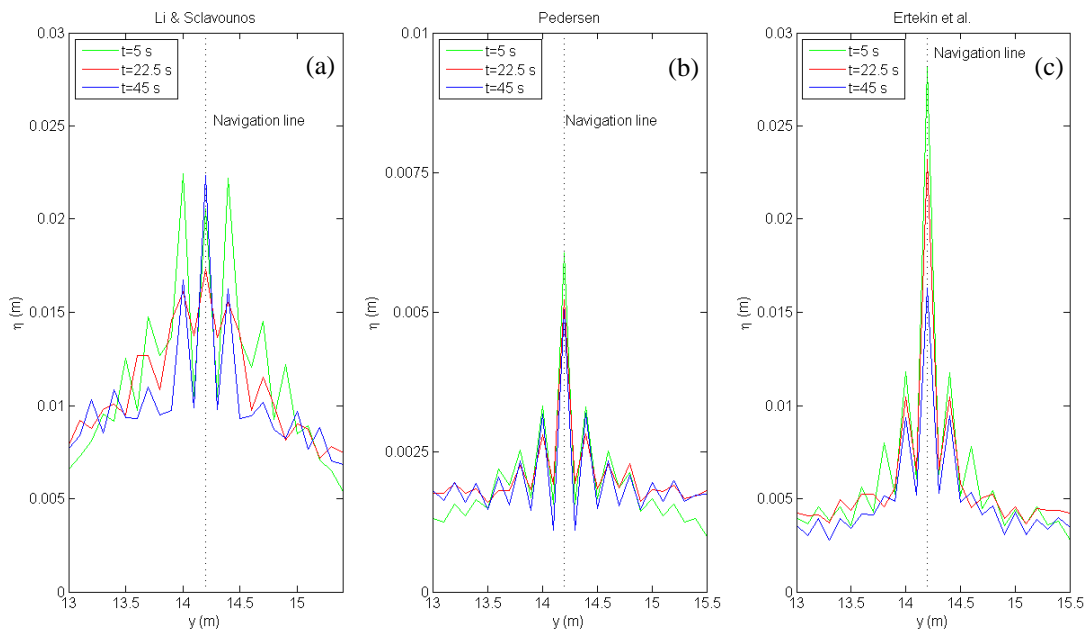


Figura 8: Comportamento da elevação da superfície livre máxima na vizinhança do navio para: (a) Scavounos; (b) Pedersen; (c) Ertekin.

A Figura 9 e Figura 10 mostram a evolução da elevação da superfície livre máxima ao longo do canal com a distância até à linha de navegação (coordenada  $y$ ), para a função de distribuição de pressão de Pedersen (2004) e Ertekin (1986), respetivamente, para três valores diferentes do máximo da distribuição de pressão, ( $pa$ ,  $2*pa$  e  $(3/4)*pa$ ).

As figuras mostram um comportamento semelhante para os três valores máximos das funções de distribuição de pressão, um aumento dos valores da elevação da superfície livre à medida que o valor  $pa$  aumenta.

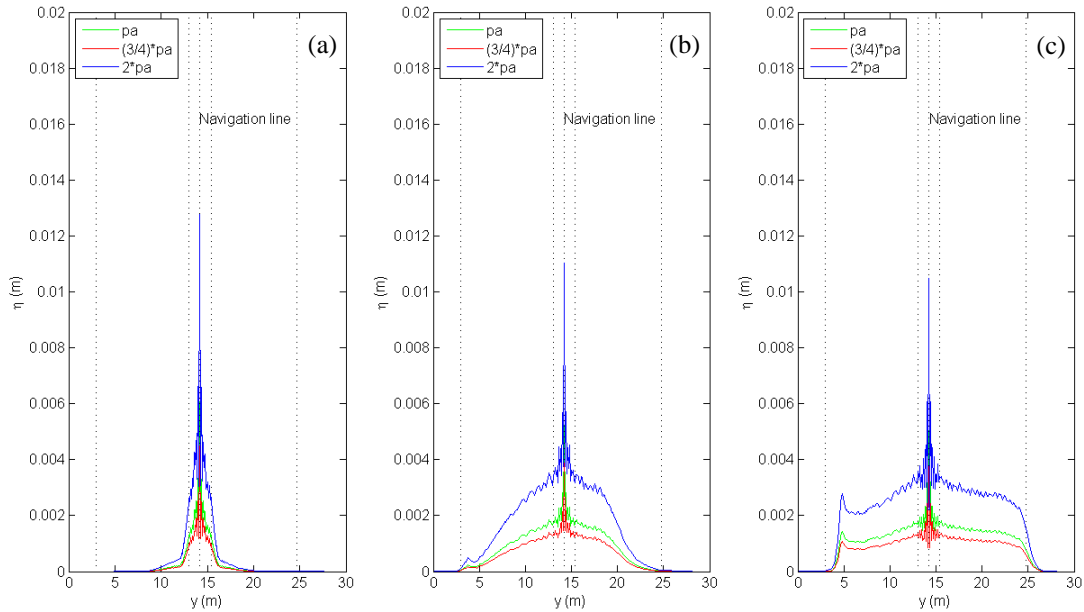


Figura 9: Elevação da superfície livre máxima para diferentes valores de  $pa$ , ( $pa$ ,  $(3/4)*pa$  e  $2*pa$ ) para a distribuição de Pedersen: (a)  $t=5$  s; (b)  $t=22.5$  s; (c)  $t=45$  s.

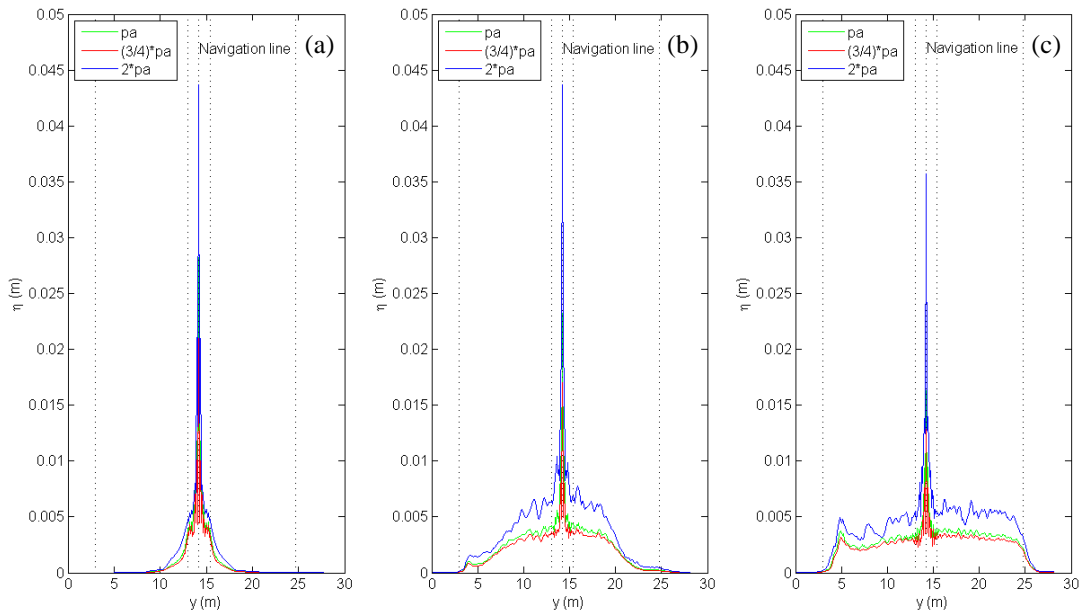


Figura 10: Elevação da superfície livre máxima para diferentes valores de  $pa$ , ( $pa$ ,  $(3/4)*pa$  e  $2*pa$ ) para a distribuição de Ertekin: (a)  $t=5$  s; (b)  $t=22.5$  s; (c)  $t=45$  s.

## 5 CONCLUSÕES

Esta comunicação apresenta os resultados obtidos para as duas funções de distribuição de pressão adicionadas ao modelo modificado FUNWAVE para simular a propagação de ondas geradas por navios.

Os testes foram realizados para um navio a navegar ao longo de uma faixa costeira de intersecção de dois planos, um inclinado e o outro com profundidade horizontal. Na região do fundo inclinado as cristas de ondas curvam-se tendendo a ficar paralelas à linha de costa, enquanto na região de profundidade constante são encontrados padrões de ondas de Kelvin.

As três funções de distribuição de pressão consideradas têm um comportamento semelhante: um aumento da superfície livre no lado inclinado do canal, devido à diminuição da profundidade e um carácter estacionário da elevação da superfície livre máxima na vizinhança do navio.

Usando o valor proposto por Nascimento (2007) para o valor máximo da função de distribuição de Li e Sclavounos (2002) nas funções de distribuição apresentadas, verificou-se que produziu resultados semelhantes aos apresentados por Nascimento (2007), embora não exatamente iguais. Por isso, o trabalho futuro consiste em incluir a definição de um procedimento para o estabelecimento do valor máximo de pressão. Este estudo irá incluir a utilização dos resultados a partir do modelo FLUENT para estabelecer um padrão de onda perto do navio de forma a satisfazer os resultados da versão modificada do modelo FUNWAVE.

## AGRADECIMENTOS

O primeiro autor agradece o apoio da Fundação para a Ciência e a Tecnologia de Portugal, através da bolsa de Doutoramento SFRH/BD/75223/2010.

Os autores também agradecem o financiamento para cooperação científica e tecnológica entre Portugal e Brasil 2013-2014 concedido ao projeto 4.4.1.00 CAPES “Amigos de Boussinesq – Modelação de ondas aplicadas a navios e portos”.

## REFERÊNCIAS

- Dam, K.T.; Tanimoto, K.; Nguyen, B.T.; Akagawa, Y. 2006. “Numerical study of propagation of ship waves on a sloping coast”. *Ocean Engineering*, 33, pp.350-364.
- Ertekin, R.C.; Webster, W.C.; Wehausen, J.V. 1986. “Waves caused by a moving disturbance in a shallow channel of finite width”. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 169, pp.275-292.
- Li, Y.; Sclavounos, P.D. 2002. “Three-dimensional nonlinear solitary waves in shallow water generated by advancing disturbance”. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 470, pp.383-410.
- Nascimento, M.F. 2001. “Approximation of the Boussinesq equations of in the process of wave generation in the solid-liquid interface. A numerical-experimental approach with commitment to engineering.” Dissertation in Master civil engineering. Universidade Estadual Paulista.
- Nascimento, M.F. 2007. “Numerical study of ship-wave propagation in shallow water” (in Portuguese). Doctoral Dissertation. Ocean Engineering Department, Universidade Federal do Rio de Janeiro.
- Noda, E. 1970. “Water waves generated by landslides”. *Journal of Waterway, Port, Coastal, Ocean Div.*, Am. Soc. Civ. Eng., v. 96(4), pp.835–855.
- Nwogu, O. (1993). “Alternative form of Boussinesq equations for near-shore wave propagation”. *Journal Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 119(6), pp. 9-6, pp. 618-638.
- Nwogu, G.O.; Demirbilek, Z. 2004. “Numerical modeling of ship-induced currents in confined waterways”. *Proceedings of the 29th International Conference on Coastal Engineering*, pp.256-268, Lisbon.

- Pedersen, G. 2004. "Waves generated by moving disturbances in shallow water". In: <http://www.folk.uio.no/geirkp/upstream/>
- Stockstill, R.L.; Berger, R.C. 2001. "Simulating barge drawdown and currents in channel and backwater areas", *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, pp.290-298.
- Wei, G.; Kirby, J.T. 1995. "Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations". *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, pp.251-261.
- Wiegel, R.L.; Noda, E.K.; Kuba, E.M.; Gee, D.M.; Tornberg, G.F. 1970. "Water waves generated by landslide in reservoirs", *Journal of the Waterways and Harbors Division*, 96(2), pp.307-333.