

DESEMPENHO DO MODELO COULWAVE NA SIMULAÇÃO DO ESPRAIAMENTO

Rute Lemos¹, Conceição Fortes¹, Liliana Pinheiro¹

1: NPE/DHA

Laboratório Nacional de Engenharia Civil

Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal

e-mail: rlemos@lnec.pt, jfortes@lnec.pt, lpinheiro@lnec.pt

web: <http://www.dha.lnec.pt/npe/portugues/actividade.html>

Palavras-chave: Modelação numérica, COULWAVE, Modelo de Boussinesq, Propagação e deformação de ondas, Espraçamento

Resumo: *Nesta comunicação é analisado o desempenho do modelo de Boussinesq COULWAVE, na simulação da propagação de ondas sobre uma praia de inclinação constante que termina numa estrutura de protecção marginal. Mais concretamente, pretende-se avaliar o comportamento do modelo numérico na simulação dos fenómenos de rebentação e do espraçamento (run-up) sobre a estrutura. As simulações numéricas foram comparadas com medições obtidas em ensaios em modelo físico bidimensional realizados no LNEC, no âmbito do projecto europeu HYDRALAB-CoMIBBS. Foram comparados os resultados experimentais e numéricos, em termos da elevação da superfície livre, dos valores das alturas de onda média quadrática, Hrms, dos valores da altura de onda na rebentação e sua localização, bem como do espraçamento sobre a estrutura. Foi ainda feita a análise espectral da série de valores da elevação da superfície livre visando o estudo de fenómenos de geração de harmónicas ao longo do canal. Pretende-se, assim, avaliar as potencialidades e limitações deste modelo numérico.*

1. INTRODUÇÃO

No âmbito da modelação numérica, os modelos baseados nas equações estendidas de Boussinesq permitem uma descrição adequada da evolução das ondas em zonas de profundidade variável, onde os efeitos da refacção, difracção e efeitos não-lineares afectam a propagação das ondas.

Um exemplo deste tipo de modelos é o modelo COULWAVE, Lynett e Liu [7], [8], [9] e [10], que permite reproduzir a maioria dos fenómenos intervenientes na transformação da onda em fundos de profundidade variável e na presença de correntes, empolamento (linear e não-linear), difracção, refacção pelo fundo e devida às correntes, dispersão de frequência e de amplitude, espraçamento (*run-up*) e dissipação de energia por rebentação da onda.

O modelo COULWAVE resolve as equações não-lineares de Boussinesq deduzidas por Lynett e Liu [8], [9]. Estes autores utilizaram o conceito de “*multi-layer*” (multi-camada) em que a coluna de água é dividida em várias camadas. A precisão do modelo assim desenvolvido depende do número de camadas que se considera, permitindo a sua utilização em águas muito profundas. Deste modo, o modelo foi melhorado do ponto de vista das características lineares de dispersão. Além disso, foram incluídos termos adicionais associados à variação no tempo da profundidade, para ter em conta o deslizamento de camadas de terreno emerso ou a ocorrência de sismos que são a causa de tsunamis. O tratamento numérico dessas equações é semelhante ao de Wei *et al.* [12] com excepção de alguns termos não-lineares dispersivos e à existência de termos adicionais, devidos à dependência temporal da profundidade. O modelo é assim aplicável desde águas muito profundas até à rebentação, apresentando características lineares até $kh \sim 8$ e um comportamento não linear de 2ª ordem até $kh \sim 6$. Contudo, como admite aproximações para a distribuição vertical em cada uma das camadas em que é dividida a coluna de água, variações significativas do fundo podem não ser correctamente simuladas pelo modelo.

Na simulação da hidrodinâmica da zona de rebentação, a dissipação de energia devido à rebentação é tratada através da inclusão de termos de viscosidade turbulenta nas equações de conservação da quantidade de movimento, Kennedy *et al.* [5] e Chen *et al.* [2]. Note-se que, em todos os modelos, a rebentação é um dos fenómenos mais complexos de modelar e, em geral, é função de um conjunto de parâmetros (mais ou menos empíricos) para os quais é necessário efectuar uma análise de sensibilidade de modo a avaliar quais os valores mais adequados. Essa análise de sensibilidade deve ter por base medições em modelo físico ou em protótipo.

Na simulação do espraiamento, foi implementado no modelo numérico uma técnica designada por “método da fronteira móvel”. Esta técnica utiliza extrapolações lineares dos valores da superfície livre e das componentes da velocidade entre a zona seca e molhada (designada por zona seca-molhada) e mesmo na zona seca. Lynett e Liu [7]. Esta técnica revelou-se estável, conserva a massa e não necessita de nenhum esquema dissipativo ou de filtros adicionais. Tal como no caso da rebentação, esta formulação também depende de parâmetros que devem ser ajustados caso a caso.

Neste âmbito, para analisar o desempenho do modelo COULWAVE, decidiu-se aplicá-lo ao caso de teste de simulação da propagação de ondas (regulares e irregulares) sobre uma praia de inclinação constante (1:20), que termina numa estrutura de protecção marginal, dado que este tipo de estruturas é bastante comum em Portugal Continental. Trata-se de um caso de teste bastante complexo, dado que ao longo do domínio intervêm um conjunto de fenómenos que alteram significativamente as características da onda, i.e., levam ao aumento da altura de onda, à modificação da sua forma em perfil, à sua rebentação, espraiamento (*run-up*), *run-down* e posterior reflexão na estrutura. Este caso foi estudado em modelo físico no canal de ondas irregulares do LNEC, no âmbito do projecto europeu HYDRALAB-CoMIBBS, (Fortes *et al.* [3]). Foram efectuados ensaios com ondas regulares e com ondas irregulares,

associados a diferentes alturas de onda e níveis de água. O canal encontrava-se equipado com 6 sondas, 4 transdutores de pressão na estrutura, uma sonda na estrutura para medição do *run-up* e um equipamento de medição dos galgamentos. Os resultados obtidos consistiram nas séries de elevação da superfície livre, pressões sobre a estrutura, *run-up* e galgamentos da mesma, para diferentes condições de agitação incidente. Efectuou-se também filmagens dos ensaios, o que permitiu identificar a posição da rebentação na maioria dos ensaios efectuados.

Do exposto, é claro que se detêm de um conjunto de resultados experimentais que constituem um conjunto valioso para a validação do modelo na simulação os fenómenos envolvidos na propagação de ondas ao longo do domínio e, especialmente, dos fenómenos de rebentação e do espraiamento (*run-up*).

Neste trabalho, para duas situações de ensaio seleccionadas de agitação regular, efectua-se uma análise comparativa (quer temporal quer espectral) dos valores experimentais e numéricos da elevação da superfície livre das sondas ao longo do canal. Comparam-se também os valores correspondentes à altura média quadrática ao longo do canal, à altura média quadrática na rebentação e à localização dessa rebentação. Este trabalho é a continuação do trabalho realizado em Fortes *et al.* [4] onde se efectuaram comparações de resultados numéricos obtidos pelo modelo COULWAVE com resultados experimentais, apenas para uma das condições de agitação regular testadas em modelo físico. Estas comparações limitaram-se aos valores da elevação da superfície livre e da altura média quadrática. No presente trabalho foram alvo de estudo dois casos de teste distintos do trabalho anterior.

Nas próximas secções, apresentar-se-ão sucintamente as características gerais do modelo COULWAVE. Seguidamente, serão descritas as condições dos ensaios em modelo físico, as condições de cálculo do modelo numérico e efectua-se uma comparação dos resultados numéricos e experimentais. Finalmente, são apresentadas as principais conclusões obtidas neste trabalho.

2. O MODELO COULWAVE

O modelo COULWAVE, Lynett e Liu [7], [8], [9] e [10], é um modelo de diferenças finitas para a propagação de ondas fortemente não-lineares (a razão entre a amplitude da onda e a profundidade pode ser da ordem até 1) e dispersivas, em zonas de profundidade variável. As equações do modelo, do tipo de Boussinesq, são deduzidas a partir da integração em profundidade das equações de continuidade e movimento, utilizando o conceito de camadas múltiplas (*multi-layer*). Em cada camada admite-se um dado perfil de velocidades. Com estes perfis de velocidade que coincidem na fronteira entre camadas, é deduzido um conjunto de equações que permite estender a aplicabilidade do modelo a águas muito profundas e apresentar características lineares até $kh \sim 8$ e um comportamento não linear de 2ª ordem até $kh \sim 6$.

Para as fronteiras exteriores, dois tipos de condições são aplicadas: reflexão total e radiação.

No primeiro caso, utiliza-se a metodologia de Wei e Kirby [12] enquanto que para a radiação ou condição de fronteira aberta, de acordo com Kirby *et al.* [6] é usado um esquema de fronteira absorvente (sponge layers).

Os dados de entrada do modelo COULWAVE encontram-se explicados em Lynett e Liu [8] e alguns dos resultados fornecidos pelo modelo constam das séries temporais e espaciais da elevação da superfície livre e velocidades horizontais nos pontos do domínio definidos pelo utilizador.

2.1. Equações base

Para uma camada, as equações de conservação de massa (1) e quantidade de movimento (2) são dadas por:

$$\frac{1}{\varepsilon_o} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot [(\varepsilon_o \zeta + h) \mathbf{u}_1] - \mu_o^2 \nabla \cdot \left\{ \left[\frac{\varepsilon_o^3 \zeta^3 + h^3}{6} - \frac{(\varepsilon_o \zeta + h) k_1^2}{2} \right] \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_1) + \left[\frac{\varepsilon_o^2 \zeta^2 - h^2}{2} - (\varepsilon_o \zeta + h) k_1 \right] \nabla T_1 \right\} = O(\mu_o^4) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + \varepsilon_o \mathbf{u}_1 \cdot \nabla \mathbf{u}_1 + \nabla \zeta + \mu_o^2 \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{k_1^2}{2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_1) + k_1 \nabla T_1 \right\} + \varepsilon \mu_o^2 \left[\frac{(\mathbf{u}_1 \cdot \nabla k_1) \nabla T_1 + k_1 \nabla(\mathbf{u}_1 \cdot \nabla T_1) + k_1 (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla k_1) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_1)}{2} + \frac{k_1^2}{2} \nabla(\mathbf{u}_1 \cdot \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_1)) \right] + \varepsilon_o \mu_o^2 \left[T_1 \nabla T_1 - \nabla \left(\zeta \frac{\partial T_1}{\partial t} \right) \right] + \varepsilon_o^2 \mu_o^2 \nabla \left(\zeta S_1 T_1 - \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{u}_1)}{\partial t} - \zeta \mathbf{u}_1 \cdot \nabla T_1 \right) + \varepsilon_o^3 \mu_o^2 \nabla \left[\frac{\zeta^2}{2} ((\nabla \cdot \mathbf{u}_1)^2 - \mathbf{u}_1 \cdot \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_1)) \right] = O(\mu_o^4) \quad (2)$$

com

$$T_1 = \nabla \cdot (h \mathbf{u}_1) + \frac{1}{\varepsilon_o} \frac{\partial h}{\partial t} \quad ; \quad k_1 = \alpha_1 h + \beta_1 \zeta \quad ; \quad \varepsilon_o = \frac{a_o}{h_o} \quad ; \quad \mu_o = \frac{h_o}{l_o}$$

onde ζ é a elevação da superfície livre, h é a profundidade de água, \mathbf{u}_1 é o vector de velocidade horizontal (u, v) à profundidade definida em cada camada, g é a aceleração gravítica. Os coeficientes α_1 e β_1 são definidos pelo utilizador, a_o é a amplitude da onda, h_o a profundidade inicial e l_o comprimento de onda. O vector de velocidade horizontal é dado por:

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_1 - \mu_o^2 \left\{ \frac{z_1^2 - k_1^2}{2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_1) + (z_1 - k_1) \nabla T_1 \right\} + O(\mu_o^4) \quad (3)$$

com z_1 escolhido de modo a que as características resultantes do modelo de Boussinesq concordem bem com a teoria linear. Nwogu [11] sugere $z_1 = -0.531h$.

Lynett e Liu [9] e [10] introduziram termos adicionais nas equações de modo a ter em conta o atrito de fundo, a rebentação de ondas, a geração de ondas no interior do domínio. Além disso, incluíram termos de profundidade dependentes do tempo para ter em conta a variações do perfil de fundo no tempo devido à ocorrência de um deslizamento ou de um sismo.

2.2. Simulação da rebentação

Apenas duas formas de dissipação de energia são consideradas no modelo numérico para uma camada e a equação do momento é alterada da seguinte forma:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + \dots + R_f + R_b = 0 \quad (4)$$

em que R_f é o termo relacionado com o atrito de fundo e R_b é o termo relacionado com a rebentação. Neste trabalho, apenas o termo relacionado com a rebentação é descrito.

A implementação da rebentação da onda no modelo COULWAVE é baseada em Kennedy *et al.* [5] e Chen *et al.* [2] e é tratada através da inclusão de termos de viscosidade turbulenta nas equações de conservação da quantidade de movimento, sendo R_{bx} e R_{by} as componentes em x e y do termo R_{br} :

$$R_{bx} = \frac{1}{h + \zeta} \left[(\vartheta((h + \zeta)u_1)_x)_x + \frac{1}{2} (\vartheta(((h + \zeta)u_1)_y + ((h + \zeta)v_1)_x))_y \right] \quad (5)$$

$$R_{by} = \frac{1}{h + \zeta} \left[\frac{1}{2} (\vartheta(((h + \zeta)v_1)_x + ((h + \zeta)u_1)_y))_x + (\vartheta((h + \zeta)v_1)_y)_y \right] \quad (6)$$

em que os índices x e y representam derivadas espaciais e ϑ é o coeficiente de viscosidade turbulenta, localizado na face frontal da onda. Este coeficiente é definido por:

$$\vartheta = B(h + \zeta)\zeta_t \quad (7)$$

A quantidade B que controla a ocorrência de dissipação de energia e garante uma suave transição entre a rebentação e a zona de não rebentação, é dada por:

$$B = \begin{cases} \delta & \zeta_t \geq 2\zeta_t^b \\ \delta(\zeta_t/\zeta_t^b - 1), & \zeta_t^b \leq \zeta_t \leq 2\zeta_t^b \\ 0, & \zeta_t \leq \zeta_t^b \end{cases} \quad (8)$$

onde δ é um factor amplificador e o parâmetro ζ_t^b determina o início e fim da rebentação da onda. ζ_t^b é determinado do seguinte modo:

$$\zeta_t^b = \begin{cases} \zeta_t^{(F)} & t - t_0 \geq T^b \\ \zeta_t^{(I)} + \frac{t - t_0}{T^b} (\zeta_t^{(F)} - \zeta_t^{(I)}), & 0 \leq t - t_0 \leq T^b \end{cases} \quad (9)$$

em que $\zeta_t^{(I)}$ define o início da rebentação, i.e., é o patamar inicial da elevação da superfície livre que tem de ser excedido para a rebentação acontecer, $\zeta_t^{(F)}$ define o fim de rebentação, i.e., é o mínimo valor da elevação da superfície livre para acontecer para a rebentação continuar, t é o instante local, t_0 é o instante de tempo em que a rebentação da onda ocorre, $t - t_0$ é a idade do evento de rebentação e T^b é o tempo de transição, ou seja, o instante em que se

considera que a rebentação cessa. O início e fim da rebentação da onda são determinados utilizando os parâmetros $\zeta_t^{(I)}$ e $\zeta_t^{(F)}$ e do tempo de transição T^b .

Até este ponto o modelo é idêntico ao modelo de Kennedy *et al.* [5]. A diferença reside no facto de que em Kennedy a determinação dos parâmetros é efectuada em termos da velocidade da onda longa linear, i.e., $= 0.65\sqrt{gh}$. No caso do COULWAVE utiliza-se a velocidade da onda longa não-linear, i.e., $= 0.65\sqrt{gH}$, em que $H = h + \zeta$. Assim, os valores de $\zeta_t^{(I)}$ e $\zeta_t^{(F)}$ são dados por $0.65\sqrt{gH}$ e $0.08\sqrt{gH}$ e $\delta = 6.5$. O valor de T^b é dado por $8\sqrt{\frac{H}{g}}$. Estes parâmetros

foram definidos com base em testes sobre fundos de inclinação suave. Noutras situações cujos perfis se afastem desta situação ideal, haverá que proceder ao ajuste do valor destes parâmetros.

2.3. Simulação do run-up

2.3.1. Introdução

O esquema baseia-se no método da fronteira móvel, Lynett e Liu [7], em que através da extrapolação linear da elevação da superfície livre, ζ e das componentes da velocidade na zona molhada, se determinam os correspondentes valores na interface molhada-seca e na zona propriamente seca.

Nos pontos molhados os valores da superfície livre e velocidades são calculados pelas equações (1) a (3). Esses valores são extrapolados linearmente para a zona seca. Por sua vez, os valores extrapolados da zona seca são usados para resolver as equações do modelo nos pontos molhados, em instantes seguintes. Utilizam-se diferenças centradas de cinco pontos para aproximar as derivadas espaciais para os pontos molhados. No cálculo dessas derivadas na fronteira, apesar de não serem calculadas derivadas nos pontos secos, os valores da elevação da superfície livre e da velocidade nesses pontos são utilizados. A determinação da localização da fronteira seca-molhada é feita uma vez por tempo, imediatamente depois do passo predictor. A técnica da fronteira móvel é estável e não requer mecanismos dissipativos adicionais.

Note-se que uma extrapolação através da fronteira molhada seca permite que essa fronteira exista entre os pontos nodais. Mais ainda permite que as fórmulas de diferenças finitas de cinco pontos sejam aplicadas em todos os pontos, mesmo nos pontos vizinhos a pontos na zona seca.

2.3.2. Método da fronteira móvel

Este método inicia-se pela definição do ponto que separa a zona molhada da zona seca. O critério usado está relacionado com a profundidade total: $H = h + \zeta$. Se $H > \delta_{mv}$ sendo δ_{mv} um

valor definido pelo utilizador, as equações do modelo são aplicadas no nó. De outra forma, as variáveis físicas no nó são extrapoladas de um nó vizinho. O valor de δ_{mv} deve ser pequeno. Lynett e Liu [7] sugerem o valor de $a_o/50$, sendo a_o a amplitude inicial. Este valor foi escolhido de modo a tornar o método estável.

Para o caso unidimensional, usam-se os dois pontos molhados (em que $H > \delta_{mv}$) próximos da fronteira molhada-seca na extrapolação linear para a região seca ($H < \delta_{mv}$). Seguidamente, é passado um filtro de quatro pontos de modo a suavizar os valores de ζ e as componentes da velocidade e deste modo eliminar quaisquer discontinuidades na extrapolação.

Como a linha de costa se move para cima e para baixo, os pontos molhados e secos obviamente modificam-se. Nos pontos molhados, as equações base são resolvidas usando o esquema predictor-corrector. Os pontos secos são função dos pontos vizinhos molhados, sendo a elevação da superfície livre e as componentes da velocidade linearmente extrapolados através de:

$$P_1 = 2P_0 - P_{-1} \quad (10)$$

$$P_2 = 3P_0 - 2P_{-1} \quad (11)$$

em que P representa tanto a elevação da superfície livre, como as componentes de velocidades associados aos índices dos pontos i . Substituindo os valores extrapolados nos pontos $i=1$ e $i=2$, a discretização da 1ª derivada no espaço por diferenças finitas centradas de 4ª ordem é dada por:

$$\frac{\partial P_0}{\partial x} = \frac{P_{-2} - 8P_{-1} + 8P_1 - P_2}{12\Delta x} \quad (12)$$

o que origina:

$$\frac{\partial P_0}{\partial x} = \frac{1}{6} \left[\frac{\partial P_0}{\partial x} \right]_{2B} + \frac{5}{6} \left[\frac{\partial P_0}{\partial x} \right]_{1B} \quad (13)$$

sendo $2B$ a discretização da 1ª derivada por diferenças finitas de 2º ordem regressiva:

$$\left[\frac{\partial P_0}{\partial x} \right]_{2B} = \frac{P_{-2} - 4P_{-1} + 3P_0}{2\Delta x} \quad (14)$$

e $1B$ a discretização da 1ª derivada por diferenças finitas de 1ª ordem regressiva:

$$\left[\frac{\partial P_0}{\partial x} \right]_{1B} = \frac{-P_{-1} + P_0}{\Delta x} \quad (15)$$

Usando o mesmo método para a derivada em $i=-1$ obtém-se:

$$\frac{\partial P_{-1}}{\partial x} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial P_0}{\partial x} \right]_{3T} + \frac{1}{3} \left[\frac{\partial P_0}{\partial x} \right]_{2C} + \frac{1}{6} \left[\frac{\partial P_0}{\partial x} \right]_{1B} \quad (16)$$

em que $3T$ são as diferenças finitas de 3º ordem:

$$\left[\frac{\partial P_{-1}}{\partial x} \right]_{3T} = \frac{P_{-3} - 6P_{-2} + 3P_{-1} + 2P_0}{6\Delta x} \quad (17)$$

e $2C$ são as diferenças finitas centradas de 2ª ordem:

$$\left[\frac{\partial P_{-1}}{\partial x} \right]_{2C} = \frac{P_{-2} + P_0}{2\Delta x} \quad (18)$$

Note-se que as extrapolações são efectuadas quer para a elevação da superfície livre, quer para as componentes da velocidade e assim sendo, o esquema da fronteira móvel irá dissipar quer o momentum quer a massa. Foi feita a mesma análise para as derivadas no espaço de 2ª ordem, sendo a curvatura no ponto $i=0$ dada por:

$$\frac{\partial^2 P_0}{\partial x^2} = \frac{P_{-1} - 2P_0 + P_1}{\Delta x^2} \quad (19)$$

que é, obtida conjuntamente com a extrapolação linear de P_1 , zero nesse ponto. Assim, para o primeiro ponto molhado, as diferenças de 2ª ordem desaparecem nas equações (1) a (3), reduzindo-se estas às equações não-lineares de águas pouco profundas.

2.4. Método numérico

A resolução das equações referidas é semelhante à formulação apresentada por Wei *et al.* [12] utilizando um esquema predictor-corrector de Adams-Bashforth. O esquema de diferenças finitas consiste num esquema explícito de Adams-Bashforth de 3ª ordem no tempo para o passo predictor e implícito de 4ª ordem no tempo para o passo corrector. Para as derivadas espaciais de primeira ordem são utilizadas diferenças finitas centrais com uma precisão de 4ª ordem. As derivadas espaciais e temporais de ordem superior são efectuadas com uma precisão de 2ª ordem, através de esquemas centrados de três pontos. O modelo é formalmente preciso até Δt^4 em tempo de Δx^4 em espaço. Com mais detalhe, apresenta-se de seguida uma descrição do esquema numérico, Lynett e Liu [8].

De modo a simplificar a aplicação do método predictor-corrector, as derivadas no tempo da velocidade das equações de quantidade de movimento, são agrupadas da seguinte forma:

$$U = u + \frac{k^2 - \zeta^2}{2} u_{xx} + (\kappa - \zeta)(hu)_{xx} - \zeta_x [\zeta u_x + (hu)_x] \quad (20)$$

$$V = v + \frac{k^2 - \zeta^2}{2} v_{yy} + (\kappa - \zeta)(hv)_{yy} - \zeta_y [\zeta v_y + (hv)_y] \quad (21)$$

em que os índices traduzem as derivadas parciais e k é o número de onda. Note-se que este agrupamento é diferente do dado em Wei *et al.* [12]. O agrupamento acima referido nas equações (20) e (21) engloba termos não-lineares, o que não acontece em Wei *et al.* Essas derivadas não-lineares em ordem ao tempo surgem dos termos da dispersão não-linear

$$\nabla \left[\zeta (\nabla \cdot (hu_\alpha)_t + \frac{h_{tt}}{\varepsilon}) \right] \text{ e } \nabla \left(\frac{\zeta^2}{2} \nabla \cdot u_\alpha \right),$$

os quais podem ser reformulados usando a seguinte relação:

$$\begin{aligned} \nabla \left[\zeta (\nabla \cdot (hu_\alpha)_t + \frac{h_{tt}}{\varepsilon}) \right] &= \nabla \left[\zeta (\nabla \cdot (hu_\alpha)_t + \frac{h_t}{\varepsilon}) \right] - \nabla \left[\zeta_t (\nabla \cdot (hu_\alpha) + \frac{h_{tt}}{\varepsilon}) \right] \\ \nabla \left(\frac{\zeta^2}{2} \nabla \cdot u_\alpha \right) &= \nabla \left(\frac{\zeta^2}{2} \nabla \cdot u_\alpha \right) - \nabla (\zeta \zeta_t \nabla \cdot u_\alpha). \end{aligned} \quad (22)$$

O autor concluiu que esta formulação é mais estável e que requer menos iterações para convergência em problemas fortemente não-lineares, quando comparada com a formulação de Wei *et al.* As equações correspondentes à previsão são dadas por:

$$\zeta_{i,j}^{n+1} = \zeta_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} (23E_{i,j}^n - 16E_{i,j}^{n-1} + 5E_{i,j}^{n-2}) \quad (23)$$

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} (23F_{i,j}^n - 16F_{i,j}^{n-1} + 5F_{i,j}^{n-2}) + 2(F_{i,j})_{i,j}^n - 3(F_{i,j})_{i,j}^{n-1} + (F_{i,j})_{i,j}^{n-2} \quad (24)$$

$$V_{i,j}^{n+1} = V_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} (23G_{i,j}^n - 16G_{i,j}^{n-1} + 5G_{i,j}^{n-2}) + 2(G_{i,j})_{i,j}^n - 3(G_{i,j})_{i,j}^{n-1} + (G_{i,j})_{i,j}^{n-2} \quad (25)$$

em que

$$\begin{aligned} E &= -h_t - [(\zeta + h)u]_x - [(\zeta + h)v]_y \\ &+ \left\{ (h + \zeta) \left[\left(\frac{1}{6} (\zeta^2 - \zeta h + h^2) - \frac{1}{2} k^2 \right) S_x + \left(\frac{1}{2} (\zeta - h - k) \right) T_x \right] \right\}_x \\ &+ \left\{ (h + \zeta) \left[\left(\frac{1}{6} (\zeta^2 - \zeta h + h^2) - \frac{1}{2} k^2 \right) S_y + \left(\frac{1}{2} (\zeta - h) - k \right) T_y \right] \right\}_y \quad (26) \\ F &= -\frac{1}{2} [(u^2)_x + (v^2)_x] - g\zeta_x - kh_{xt} - k_t h_{xt} \\ &+ (Eh_t + \zeta h_{tt})_x - [E(\zeta S + T)]_x - \left[\frac{1}{2} (k^2 - \zeta^2) (uS_x + vS_y) \right]_x \end{aligned}$$

$$-\left[(k - \zeta)(uT_x + vT_y) \right]_x - \left[\frac{1}{2}(T + \zeta S)^2 \right]_x \quad (27)$$

$$F_I = -\frac{\zeta^2 - k^2}{2}v_{xy} - (k - \zeta)(hv)_{xy} + \zeta_x[\zeta v_y + (hv)_y] \quad (28)$$

$$\begin{aligned} G = & -\frac{1}{2}[(u^2)_y + (v^2)_y] - g\zeta_x - kh_{yxt} - k_t h_{yt} \\ & + (Eh_t + \zeta h_{tt})_y - [E(\zeta S + T)]_y - \left[\frac{1}{2}(k^2 - \zeta^2)(uS_x + vS_y) \right]_y \\ & - \left[(k - \zeta)(uT_x + vT_y) \right]_y - \left[\frac{1}{2}(T + \zeta S^2) \right]_y \end{aligned} \quad (29)$$

$$G_I = -\frac{\zeta^2 - k^2}{2}u_{xy} - (k - \zeta)(hu)_{xy} + \zeta_y[\zeta u_x + (hu)_x] \quad (30)$$

e

$$S = u_x + v_y \quad T = (hu)_x + (hv)_y + h_t \quad (31)$$

Para as derivadas espaciais de primeira ordem são utilizadas diferenças finitas centrais com uma precisão de 4ª ordem ($\Delta x^4 = \Delta y^4$), utilizando 5 pontos. As derivadas espaciais e temporais de ordem superior são efectuadas com uma precisão de 2ª ordem, através de esquemas centrados de três pontos. As derivadas de segunda ordem são obtidas com menos precisão porque apenas aparecem em termos dispersivos. As expressões acima descritas (26)-(31) são para o tipo de problema onde se verifica a total não-linearidade. No caso de estar a ser analisado um caso fracamente não-linear ou um sistema não dispersivo, as equações deverão ser modificadas em conformidade.

As expressões implícitas de 4ª ordem da etapa de correcção para a superfície livre, ζ e velocidades horizontais, u e v , escrevem-se como:

$$\zeta_{i,j}^{n+1} = \zeta_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24}(9E_{i,j}^{n+1} + 19E_{i,j}^n - 5E_{i,j}^{n-1} + 5E_{i,j}^{n-2}) \quad (32)$$

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24}(9F_{i,j}^{n+1} + 19F_{i,j}^n - 5F_{i,j}^{n-1} + F_{i,j}^{n-2}) + (F_I)_{i,j}^{n+1} - (F_I)_{i,j}^n \quad (33)$$

$$V_{i,j}^{n+1} = V_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24}(9G_{i,j}^{n+1} + 19G_{i,j}^n - 5G_{i,j}^{n-1} + G_{i,j}^{n-2}) + (G_I)_{i,j}^{n+1} - (G_I)_{i,j}^n \quad (34)$$

O sistema de equações é resolvido começando pela etapa de previsão, obtendo-se em seguida os valores das variáveis ζ , u e v através das equações (20) e (21), respectivamente. Ambas as

equações resultam num sistema tri-diagonal, após a substituição das derivadas por diferenças finitas. As matrizes são diagonais com uma largura de 3 e utiliza-se um algoritmo de Thomas para a sua resolução

Uma vez previstos os valores das variáveis ζ , u e v , o passo seguinte consiste em corrigir através das expressões (32) a (34). Os valores finais das componentes da velocidade, u e v são calculados recorrendo de novo às equações (20) e (21), respectivamente. Após cada etapa implícita de correcção são reavaliados os erros, de modo a verificar se é ou não necessário continuar o processo iterativo de correcção. É utilizado um duplo critério de verificação do erro, o qual consiste em verificar um ou ambos os critérios seguintes de erro local máximo e/ou erro local médio (35).

$$\max \left| \frac{w^{n+1} - w_*^{n+1}}{w^{n+1}} \right| < \frac{\varepsilon}{100} \quad \text{ou} \quad \frac{\sum |w^{n+1} - w_*^{n+1}|}{\sum w^{n+1}} < \varepsilon \quad (35)$$

Nestas expressões, w representa qualquer das variáveis ζ , u e v , representando w^* os valores anteriores destas variáveis no processo iterativo. O valor do erro máximo, ε , é considerado igual a 10^{-6} .

3. ENSAIOS EM MODELO FÍSICO

3.1. Descrição geral

O presente estudo corresponde à simulação da propagação de ondas sobre uma praia de declive 1:20 que termina numa estrutura marítima de protecção com inclinação de 1:5. Este caso simula uma defesa hipotética localizada na praia de São Pedro do Estoril na costa Oeste de Portugal. Foram consideradas duas configurações ilustradas na Figura 1: a) Caso A, em que a propagação se inicia a 357.4 m antes da estrutura, e a profundidade na parte horizontal é de 10 m (ZH); b) Caso B, em que a propagação se inicia a 714.8 m antes da estrutura, e a profundidade na parte horizontal é de 20 m (ZH).

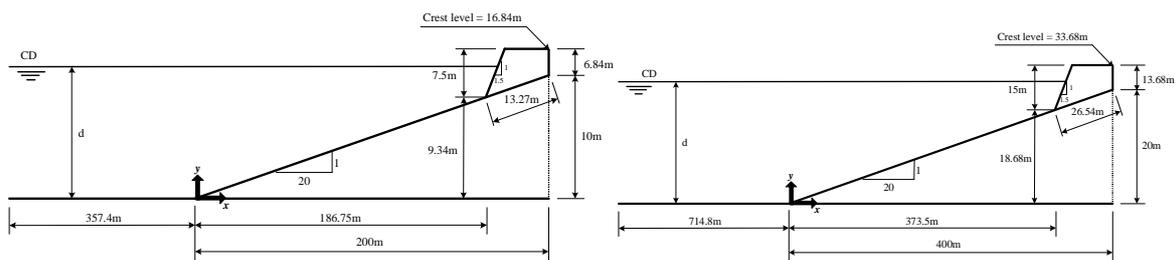


Figura 1. Testes: Caso A (esquerda) e Caso B (direita). Protótipo.

Para cada situação, foram testadas quatro alturas de onda (1 m, 2 m e 4 ou 6 m) e três períodos de onda 8 s, 12 s e 14 s, constantes na Tabela 1. Os níveis de maré considerados foram: +0.0 m ZH e +1.5 m ZH para o Caso A e +0.0 m ZH e +3.0 m ZH para o caso B.

Tabela 1. Ondas incidentes. Valores de protótipo.

Onda	Período (s)	Altura (m)
Regular	8	1, 2, 4
	12	2, 4, 6
	14	2, 4, 6
Irregular	8	2
	12	4
	14	4 ou 6

As condições em protótipo foram reproduzidas num canal de 70 m de comprimento, 3 m de largura e 2 m de profundidade, existente no LNEC, Fortes *et al.* [3]. O perfil longitudinal do fundo do canal é mostrado na Figura 2, sendo x a distancia horizontal até ao batedor e y a coordenada vertical. Este perfil consiste numa rampa de 20 m com inclinação de 1:20 que termina numa estrutura reflectora com inclinação de aproximadamente 1:5, e reproduz as duas situações em protótipo distintas (casos A e B), à escala 1:10 e 1:20, respectivamente (Figura 2). Os ensaios foram realizados para as condições de agitação incidente constantes da Tabela 1. À escala de 1:10 e 1:20 apresentam-se os correspondentes valores de período e altura da onda, Tabela 2. Os testes com ondas regulares tiveram a duração de 5 minutos, enquanto a duração dos testes com ondas irregulares variou entre 30 e 74 minutos. Efectuaram-se várias repetições de cada teste, i.e., em média 4 repetições para cada condição de agitação incidente. Para a agitação incidente irregular, foi usado um espectro JONSWAP, com um factor de pico de $\gamma=3.3$.

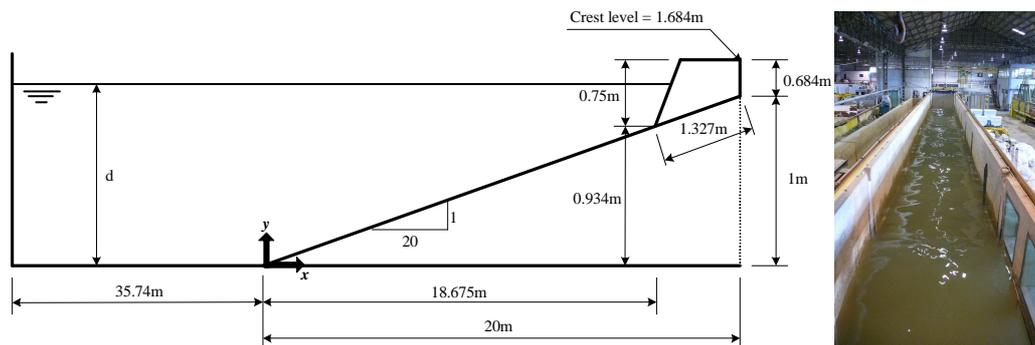


Figura 2. Ensaios em modelo físico. Geometria e batimetria.

Ao longo do canal, foi instalado diverso equipamento de medição, que permitiu obter em cada ensaio, séries da elevação da superfície livre, da pressão, do espraimento e dos galgamentos na estrutura. Neste trabalho, apenas se descrevem as medições correspondentes à elevação da superfície livre e ao espraimento.

3.2. Medições

Para medir a elevação da superfície livre foram colocadas 6 sondas resistivas ao longo do canal, Figura 3a) e b) onde duas das quais se mantinham na mesma posição em frente ao gerador de ondas para garantir a repetibilidade e o controle de qualidade dos ensaios efectuados. As restantes sondas tomaram diferentes posições consoante os testes efectuados.

Assim, obtiveram-se valores da elevação da superfície livre em 26 localizações diferentes.

Tabela 2. Condições de teste do modelo físico para ondas regulares, à escala 1:10 (caso A) e 1:20 (Caso B).

Profundidade d (m)	Onda Regular					Duração (min)
	Caso	T	H			
1	A	2.53	0.10	0.20	0.40	5
		3.79	0.20	0.40	-	
		4.43	0.20	0.40	-	
	B	1.79	0.05	0.10	0.20	
		2.68	0.10	0.20	0.30	
1.15	A	2.53	0.10	0.20	0.40	5
		3.79	0.20	0.40	-	
		4.43	0.20	0.40	-	
	B	1.79	0.05	0.10	0.20	
		2.68	0.10	0.20	0.30	
		3.13	0.10	0.20	0.30	

A Figura 3 c) ilustra a medição do run-up, tendo sido colocada uma sonda paralelamente ao talude da estrutura. Para cada condição de agitação, foram adquiridas quatro séries no tempo de valores de elevação da superfície livre.

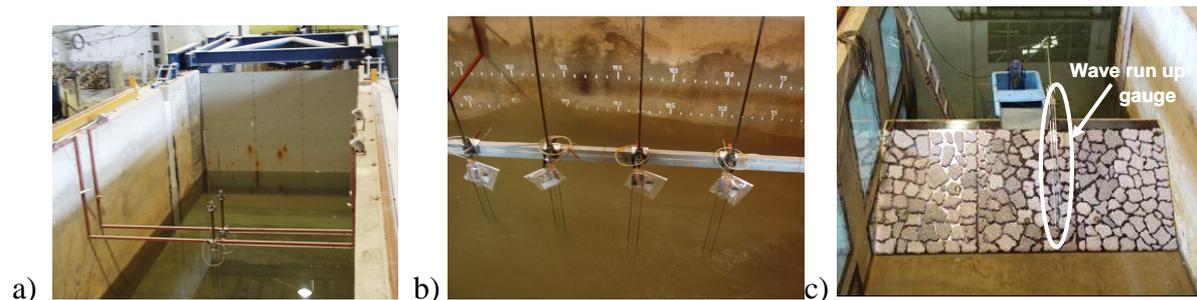


Figura 3. a) Duas sondas junto ao batedor; b) Quatro sondas ao longo do canal; c) Estrutura: sonda para o espraiamento.

A título de exemplo, a Figura 4 mostra parte das séries temporais obtidas com os ensaios com ondas regulares para as condições de ensaio de $T=12$ s, $H=4$ m, $d=11.5$ m, i.e., $T=3.79$ s, $H=0.4$ m, $d=1.15$ m à escala 1:10 (Caso A - Tabela 2, designado por A1) e de $T=12$ s, $H=4$ m, $d=23.0$ m, i.e., $T=2.8$ s, $H=0.2$ m, $d=1.15$ m à escala 1:20 (Caso B – Tabela 2, designado por B1) em três pontos ao longo do canal, estando um deles localizado junto ao batedor ($x=-30.77$ m) e os outros dois ao longo do canal. A transformação não-linear da onda ao longo do canal é perfeitamente visível nas séries no tempo da elevação da superfície livre. De facto, para os ensaios com ondas regulares, à medida que x aumenta, a forma da onda, inicialmente quase sinusoidal, toma uma forma assimétrica à medida que a onda se propaga ao longo do domínio, tornando-se as cristas mais aguçadas e as cavas mais achatadas. Verificou-se também o aparecimento de harmónicas. No caso B1, verificou-se a diminuição da altura de onda entre as sondas $x=11.25$ m e $x=12.5$ m o que confirma a ocorrência de rebentação.

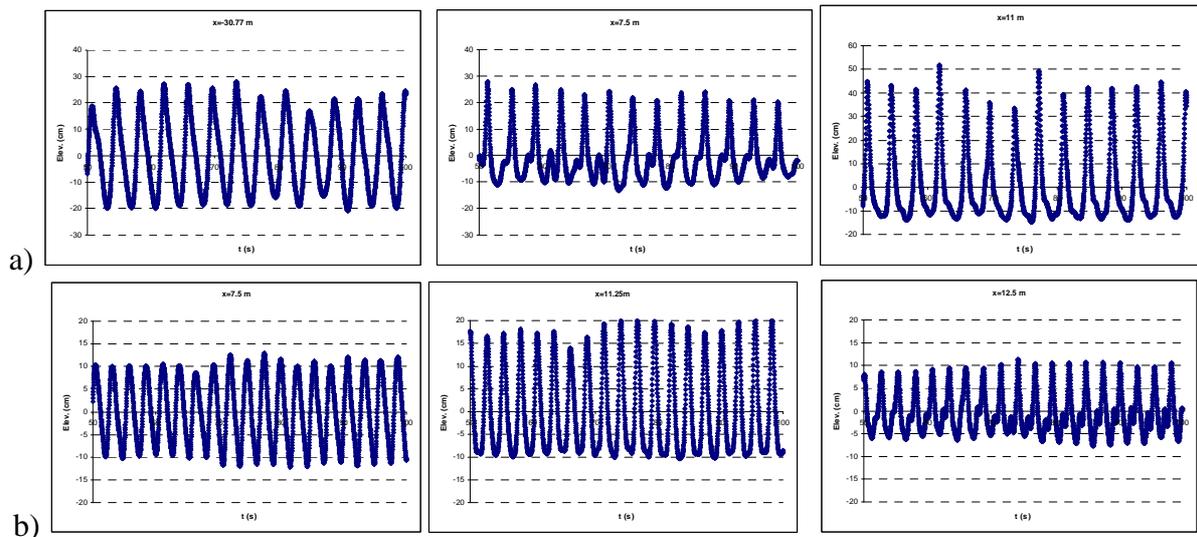


Figura 4. Séries temporais da elevação da superfície livre obtida nos ensaios com ondas regulares para as condições de ensaio relativas a: a) Caso A1 (à escala 1:10); b) Caso B1 (à escala 1:20).

A Figura 5 ilustra parte de três das séries da elevação da superfície livre obtidas na sonda de medição do run-up, num dos ensaios com ondas regulares.

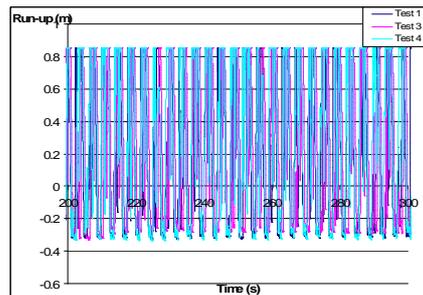


Figura 5. Caso A1 (à escala 1:10). Séries da elevação da superfície livre na sonda de medição do run-up.

4. APLICAÇÃO NUMÉRICA

Dos vários ensaios em modelo físico, seleccionaram-se duas condições de agitação regular a serem reproduzidas nos testes numéricos. As suas características na zona do bateror são apresentadas na Tabela 3.

Tabela 3. Características dos testes numéricos.

Caso de Teste	H (m)	T (s)	Profundidade junto ao bateror D (m)
Caso A1	0.40	3.79	1.15
Caso B1	0.20	2.68	1.15

Nas próximas secções, apresentam-se as condições de cálculo, os resultados do modelo COULWAVE e as comparações em resultados numéricos e experimentais.

4.1. Condições de cálculo do modelo COULWAVE

O domínio de cálculo e a batimetria considerados nos cálculos efectuados com o modelo COULWAVE são os indicados na Figura 6a.

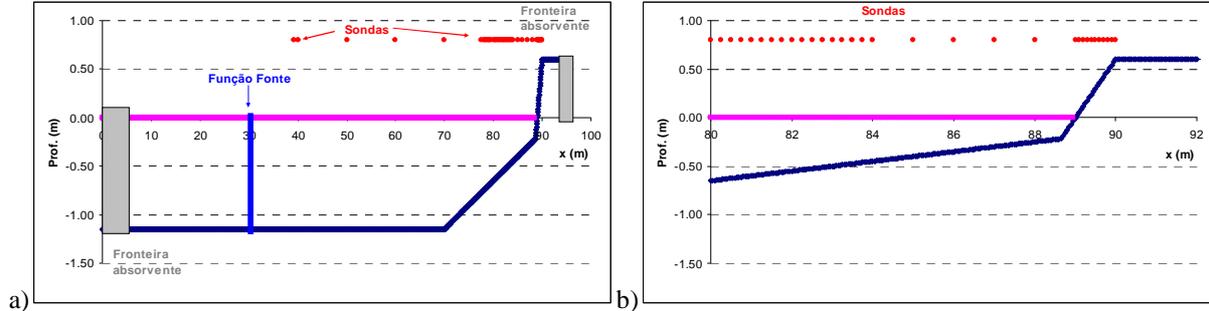


Figura 6. COULWAVE. a) Domínio e batimetria utilizados nos cálculos numéricos; b) Posição das sondas.

O domínio computacional do modelo COULWAVE é bidimensional, com 95 m de comprimento e 1 m de largura. A discretização da batimetria foi fornecida com um espaçamento de $dx=0.05$ m. O próprio modelo gera uma malha de diferenças finitas com base num número mínimo de pontos dado pelo utilizador, o qual, neste caso, foi de 50 pontos. O número de Courant admitido foi igual a 0.1. Foram colocadas duas fronteiras de absorção nos extremos do domínio, com 1 comprimento de onda. Nos cálculos foram considerados os seguintes fenómenos: dissipação por atrito de fundo, rebentação e espraiamento. Para a medição do espraiamento, considerou-se que a fronteira de saída do modelo era móvel.

Para a maioria dos parâmetros do modelo COULWAVE, utilizaram-se os valores sugeridos pelo manual, Lynett e Liu [8]. Efectuou-se uma análise de sensibilidade ao parâmetro $\zeta_r^{(1)}$ que define o início da rebentação da formulação da rebentação nos casos A e B, de modo a tentar conseguir o melhor valor que aproximasse os valores numéricos dos experimentais.

A função fonte (geração de ondas) foi colocada na posição $x=30$ m e foram impostas as condições de agitação indicadas na Tabela 3. O tempo total de cálculo foi de 300 s.

Os cálculos foram efectuados numa estação de trabalho LINUX CORVUS com quatro processadores AMD Opteron™ 265 de 2GHz e com 8GB de memória RAM.

4.2. Resultados

Para as condições anteriormente definidas, foram efectuados os cálculos com o modelo COULWAVE. Os resultados do modelo foram obtidos em todo o domínio de cálculo, e em particular, nas posições das sondas indicadas na Figura 6b e na Tabela 4.

Tabela 4. Posições das sondas no modelo físico e no modelo COULWAVE (m).

Sonda	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
Modelo físico	-30.77	-30	-20	-10	0	7.5	8	8.25	8.5	8.75	9	9.25	9.5	10	10.25	10.5	10.75	11	11.25	11.5	11.75	12
Modelo numérico	39.23	40	50	60	70	77.5	78	78.25	78.5	78.75	79	79.25	79.5	80	80.25	80.5	80.75	81	81.25	81.5	81.75	82

Sonda	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45
Modelo físico	12.25	12.5	12.75	13	13.25	13.5	13.75	14	15	16	17	18	19	19.1	19.2	19.3	19.4	19.5	19.6	19.7	19.8	19.9	20
Modelo numérico	82.25	82.5	82.75	83	83.25	83.5	83.75	84	85	86	87	88	89	89.1	89.2	89.3	89.4	89.5	89.6	89.7	89.8	89.9	90

Foram comparados os resultados experimentais e numéricos, em termos da elevação da superfície livre, dos valores das alturas de onda média quadrática (H_{rms}) em pontos ao longo do canal, da altura média quadrática na rebentação e localização dessa rebentação, e ainda em termos do espriamento (apenas em termos de valor máximo). Foi também efectuada uma análise espectral da série de valores da elevação da superfície livre visando o estudo de fenómenos de geração de harmónicas, para a qual foi utilizado o programa de análise espectral SAM (Capitão [1]).

4.3. Elevação da superfície livre

Na Figura 7 apresentam-se os valores da elevação da superfície livre obtidos com o modelo COULWAVE (a título de exemplo) ao longo do domínio, para as duas condições de agitação incidente para um determinado instante de tempo (174 s no caso A1 da Tabela 2 e 20 s no caso B1).

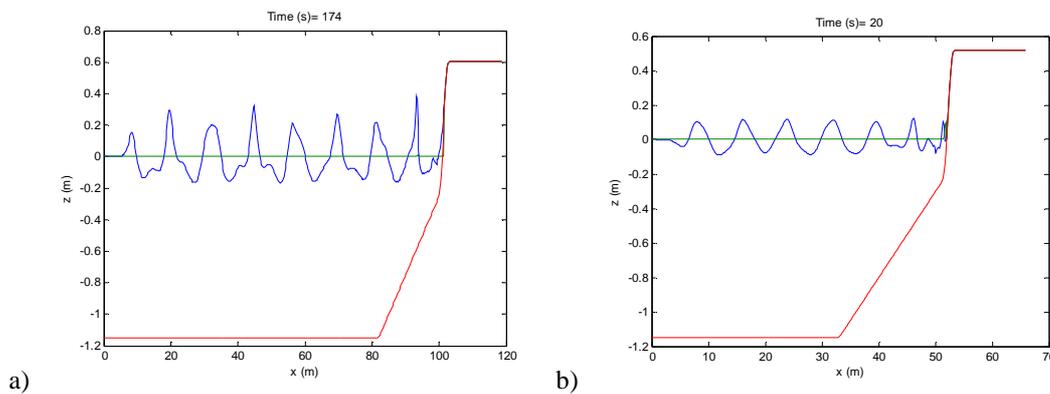


Figura 7. COULWAVE. Elevação da superfície livre: a) Caso A1; b) Caso B1.

A Figura 7 mostra claramente a transformação da onda ao longo do domínio de cálculo principalmente sobre a rampa. No caso B1, a onda com características sinusoidais, propaga-se quase sem deformação até à rampa, ao longo da qual sofre um certo empolamento e passa a apresentar características não-lineares (cristas aguçadas e cavas achatadas). Verifica-se depois a rebentação e o espriamento sobre a estrutura. No caso A1, a onda já com características não-lineares propaga-se ao longo do canal, verificando-se também o empolamento, o aumento das características não-lineares perto da estrutura, a rebentação e o espriamento.

Na Figura 8 apresentam-se os valores experimentais e numéricos (COULWAVE) da elevação da superfície livre nas sondas 7 e 19, para o caso A1 e nas sondas 7 e 24 para o caso B1. Os valores encontram-se referidos à escala do modelo físico.

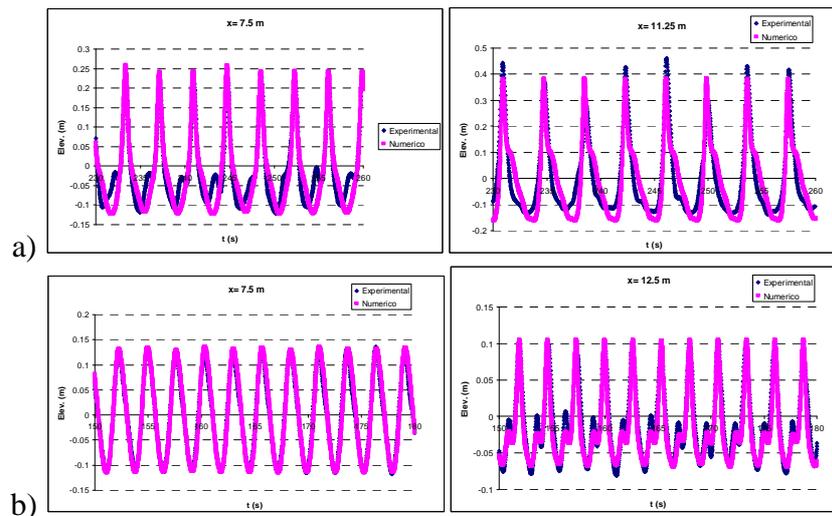


Figura 8. Elevação da superfície livre. Valores experimentais e numéricos: a) Caso A1; b) Caso B1.

Da análise destas figuras, verifica-se que, em geral, o comportamento do modelo COULWAVE é bastante semelhante aos resultados experimentais, para qualquer das condições de agitação incidente. Com efeito, o modelo numérico reproduz razoavelmente bem a forma, assim como a amplitude máxima e mínima da elevação da superfície livre e a fase da onda. Para ambos os casos, verifica-se também a transformação da onda ao longo do canal.

No caso B1, o modelo reproduz a transformação da onda com características inicialmente sinusoidais para uma onda com características não-lineares. As diferenças entre resultados numéricos e experimentais são pouco significativas, excepto no que diz respeito à amplitude da 2ª harmónica. O mesmo já não é tão evidente com o caso A1. Com efeito, em $x=7.5$ m, os valores numéricos, embora apresentem um comportamento semelhante ao experimental, não simularam a presença de harmónicas de ordem superior como acontece nos resultados experimentais. Isso ainda é mais evidente em $x=11.25$ m, onde as características da onda ainda são mais não-lineares. Note-se que nesta sonda, que já se encontra bastante próxima da estrutura, as características da onda são extremamente não-lineares sendo influenciadas quer pela rebentação que já ocorreu, quer pela existência de reflexão. Trata-se de uma situação em que o modelo numérico, baseando em equações integradas em profundidade, não consegue simular correctamente estes fenómenos.

Além disso, a simulação da rebentação de ondas está fortemente dependente dos parâmetros intrínsecos aos modelos, tendo estes que de ser calibrados para cada caso. Por outro lado, e por limitação do modelo COULWAVE, as características reflectoras da estrutura (porosidade da estrutura) não são tidas em conta. Tal explica as diferenças observadas entre o modelo numérico e o experimental.

4.4. Altura de onda significativa

A partir das séries de elevação da superfície livre calculadas numericamente e medidas no

modelo físico, foram calculados os valores da altura média quadrática (Hrms). Efectuou-se inicialmente uma análise de sensibilidade à variação do $\zeta_t^{(I)}$ de modo a determinar o que melhor se adaptava aos resultados. Tal procedimento foi aplicado ao Caso A1, tendo o valor de $\zeta_t^{(I)}$ variado entre 0.55 e 0.65.

Na Figura 10 apresentam-se os resultados do caso A correspondentes aos vários valores de $\zeta_t^{(I)}$, bem como os valores experimentais. Verificou-se, que, em geral, este parâmetro influencia essencialmente o valor de altura máxima na zona de rebentação e nos valores subsequentes.

Com efeito, verifica-se que à medida que $\zeta_t^{(I)}$ aumenta, se dá um aumento do valor da altura de rebentação, enquanto que nos valores após a rebentação se dá uma diminuição. O valor que conduziu a resultados mais próximos dos experimentais foi o valor de $\zeta_t^{(I)} = 0.57$, o qual foi adoptado. Verificou-se ainda que este valor também seria válido para o Caso B1.

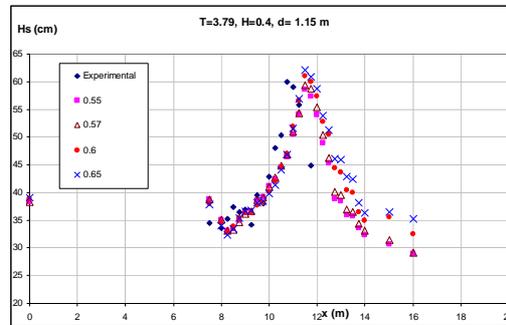


Figura 9. Caso A1. Hrms. Variação do valor de $\zeta_t^{(I)}$ (valores à escala 1:10).

A Figura 10 ilustra a comparação dos resultados do modelo COULWAVE com os resultados experimentais, em termos da altura de onda média quadrática, Hrms, ao longo do domínio de cálculo, para os casos A e B.

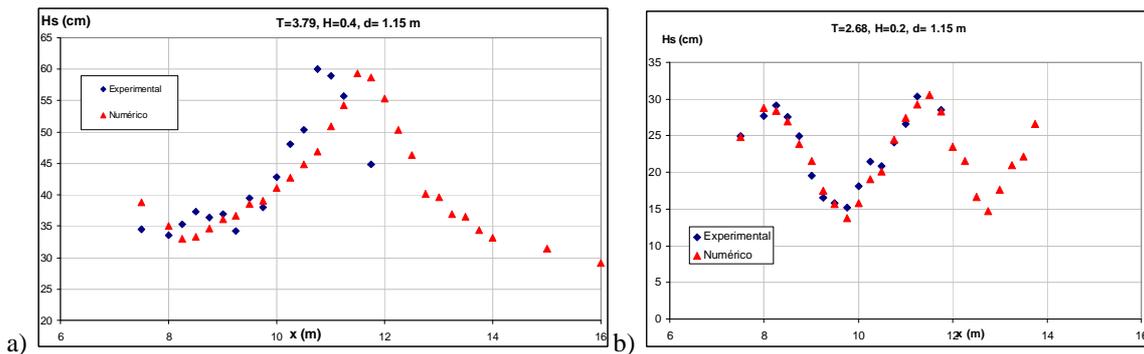


Figura 10. Hrms. Valores experimentais e numéricos: a) Caso A1; b) Caso B1. (Valores à escala 1:10).

Da análise da Figura 10 conclui-se que para ambas as mesmas condições de agitação incidente, o andamento dos valores numéricos e experimentais são semelhantes, e essa

semelhança é maior para o caso B1.

No Caso A1, verifica-se o aumento progressivo da altura da onda ao longo do canal até à sua rebentação por volta de $x = 11.5$ m, seguindo-se depois o decréscimo da altura. Os valores numéricos aproximam-se mais dos valores experimentais na zona anterior à da rebentação do que na zona posterior à da rebentação. Inclusive a rebentação no modelo físico ocorre mais cedo ($x = 10.75$ m) do que no modelo numérico ($x = 11.5$ m). Tal como já referido, as características não-lineares do escoamento na zona após tornam-se bastante importantes e no modelo físico observou-se reflexão significativa devida a estrutura, fenómeno que não é convenientemente contemplado pelo modelo numérico, pois o modelo numérico não simula os efeitos da porosidade da estrutura.

No caso B1, o modelo numérico simula bastante bem o aumento progressivo da altura de onda até ocorrer a primeira rebentação, o seu posterior decréscimo, a reformação, a ocorrência da segunda rebentação e de novo o decréscimo da altura de onda. Neste caso, a reflexão proveniente da estrutura não é tão significativa, apresentando, por isso, o modelo um melhor comportamento.

4.5. Análise espectral

A partir das séries de elevação da superfície livre calculadas numericamente e medidas no modelo físico, determinaram-se os valores da densidade espectral de variância com o SAM (Capitão [1]) que se apresentam nas Figura 11 e 13, para os casos A1 e B1, respectivamente.

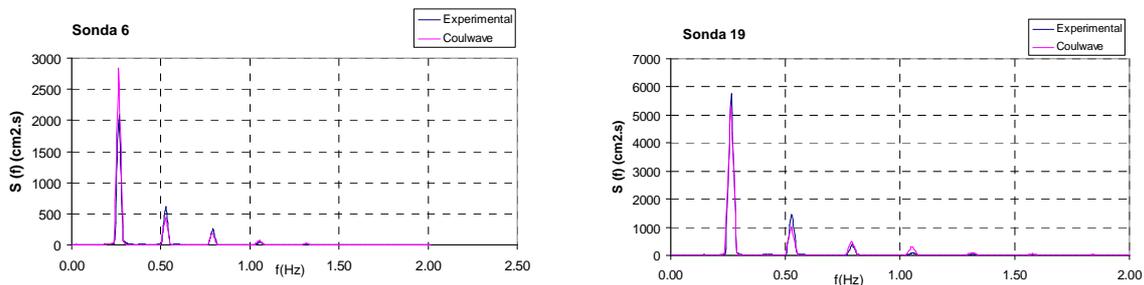


Figura 11. Caso A1. Espectros de energia nas sondas 6 e 19. Valores numéricos e experimentais.

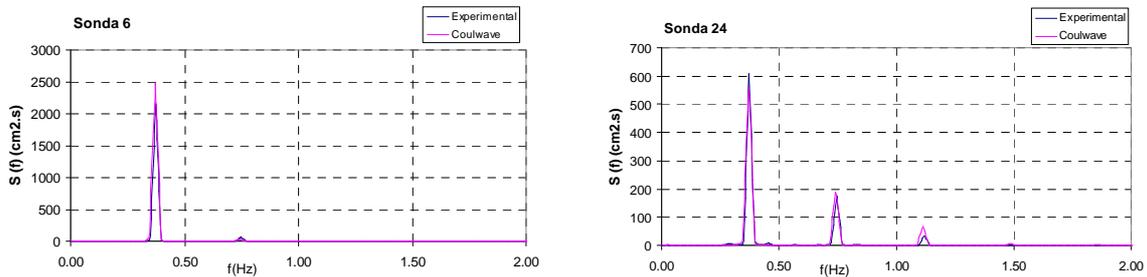


Figura 12. Caso B1. Espectros de energia nas sondas 6 e 24. Valores numéricos e experimentais.

Analisando o comportamento do modelo COULWAVE, conclui-se que este vai distribuindo a

energia, originalmente concentrada na frequência fundamental, pelas harmónicas seguintes, à medida que a onda se propaga para zonas de menor profundidade.

Comparativamente aos resultados experimentais, o modelo simula convenientemente a posição dos picos da frequência fundamental e das componentes harmónicas geradas ao longo do domínio de cálculo, verificando-se, no entanto, algumas diferenças (mínimas) na amplitude máxima desses picos. Os espectros de energia confirmam que as divergências entre os resultados numéricos e experimentais observadas em 4.3 e 4.4 se devem a pequenas diferenças na intensidade das componentes harmónicas (mais visíveis nas sondas da zona final do canal (sonda 24).

4.6. Espraiamento

Na Figura 13 apresenta-se o perfil da elevação da superfície livre ao longo do canal para os casos A1 e B1, no qual se visualiza claramente o espraiamento sobre zona da estrutura.

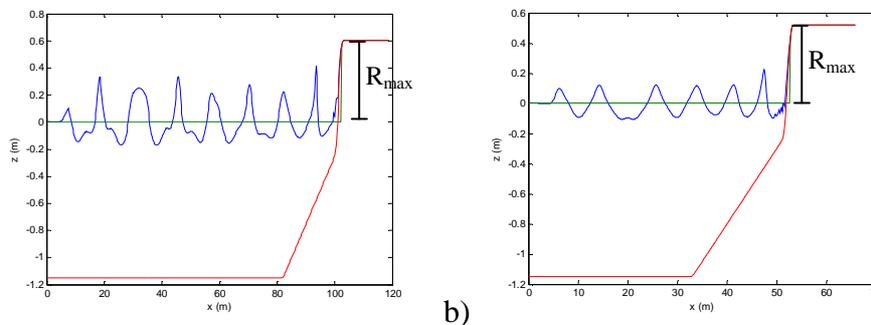


Figura 13. Perfil da superfície livre ao longo do canal. Espraiamento: a) Caso A1; b) Caso B1.

Para a quantificação do espraiamento, identificou-se qual a sonda mais distante do início do canal (Tabela 4), que ao longo do tempo de ensaio apresenta variação da elevação da superfície livre. O valor da elevação da superfície livre medida nessa sonda é adicionado ao valor da cota a que se encontra essa sonda, obtendo-se assim o valor do R_{max} .

Na Tabela 5 apresenta-se o valor do *run-up* medido na sonda e o valor calculado numericamente segundo o procedimento anterior, para os casos A1 e B1.

Tabela 5. Espraiamento (m). Casos A1 e B1. Valores à escala 1:10 do modelo físico.

	Caso A	Caso B
Experimental	0.641	1.227
COULWAVE	0.658	0.903

Como se pode constatar, o modelo COULWAVE prevê muito razoavelmente o espraiamento nos dois casos. No caso A1, confirma-se mesmo o galgamento da estrutura tal como observado em modelo físico. No caso B1, as diferenças entre modelo físico e modelo numérico são mais evidentes. Note-se que o modelo COULWAVE está a ser utilizado para a modelação de um *run-up* numa protecção costeira com uma inclinação acentuada (1:5)

quando comparada com praias com variação suave de topografia, os quais são os melhores casos de aplicação do COULWAVE. O presente caso de estudo é uma condição bastante exigente para a aplicação do COULWAVE.

5. CONCLUSÕES

Nesta comunicação, descreveu-se a aplicação do modelo numérico COULWAVE (Lynett e Liu [8]) na simulação da propagação de ondas sobre uma praia de inclinação constante (1:20), que termina numa estrutura de protecção marginal. Os valores da superfície livre em diversos pontos ao longo do canal (análise no tempo e análise espectral), da altura de onda significativa e do espraio foram comparados com os resultados dos ensaios em modelo físico no LNEC, Fortes *et al.* [3]. Foram testados dois casos: Caso A1, com $T= 3.79$ s e $H= 0.4$ m e Caso B1, com $T= 2.68$ s e $H= 0.2$ m. A onda do caso A1, apresenta características mais não-lineares do que as do caso B. Ainda, no caso A1 verifica-se um maior espraio e reflexão na estrutura do que no caso B1, constituindo por isso um caso mais exigente para a aplicação do modelo numérico. Por outro lado no caso B1 verificou-se a ocorrência de duas rebentações sucessivas.

Os resultados mostraram que o modelo simula adequadamente a maioria das transformações das características das ondas ao longo da sua propagação. Verifica-se que, numa forma geral, os resultados do modelo COULWAVE apresenta um andamento semelhante ao dos resultados experimentais, quer em relação às séries temporais da elevação da superfície livre, quer em relação à variação espacial da altura média quadrática da onda. A análise espectral dos resultados numéricos mostrou que o modelo COULWAVE consegue reproduzir as frequências de pico e as várias harmónicas dos resultados experimentais.

No entanto, existem diferenças entre resultados numéricos e experimentais que são mais evidentes nas sondas mais próximas da estrutura e onde a onda tem características mais não-lineares. Também a reflexão introduzida pela estrutura, contribui para acentuar essas diferenças dado que o modelo não simula convenientemente a porosidade da estrutura. Estas diferenças são também mais evidentes no caso A.

O modelo numérico apresenta algumas limitações na simulação da rebentação e espraio das ondas, pois ambos os fenómenos estão fortemente dependentes dos parâmetros intrínsecos do modelo, assim como das características de porosidade da estrutura. Além disso, sendo a inclinação da estrutura muito acentuada, viola as condições de aplicabilidade do modelo.

A aplicação do modelo COULWAVE aos restantes casos experimentais e uma análise detalhada, quer em termos de parâmetros estatísticos, quer em termos de valores das velocidades, permitirão determinar a aplicabilidade do mesmo a casos práticos de engenharia onde a rebentação e as reflexões tenham um papel preponderante.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à Ana Mendonça, Barbara Proença e Graça Neves pela ajuda prestada na aplicação do modelo COULWAVE e ainda à técnica Branca Branco pela colaboração prestada na preparação e revisão do texto. Agradecem também o financiamento do projecto europeu CoMIBBS-HYDRALAB III - 6º Programa-Quadro, Contrato No. 022441 e da FCT através do projecto PTDC/ECM/67411/2006.

REFERÊNCIAS

- [1] Capitão (2002) Modelação estocástica numérica e física da agitação marítima. Tese de doutoramento em Engenharia Civil. Instituto Superior Técnico, Lisboa, Abril.
- [2] Chen Q., Kirby, J.T., Darymple, R.A., Kennedy, A.B. & Chawla, A. (2000), “Boussinesq modelling of wave transformation, breaking and run-up. II: Two Horizontal Dimensions.” J. Water., Port, Coastal and Ocean Engng. 126: 48-56.
- [3] Fortes, C.J.E.M., Neves, M.G., Pinheiro, L., Palha, A., Lemos, R., Santos, J., Capitão, R., Sousa, I. (2008), “A methodology for the analysis of scale effects on the physical modelling of wave propagation and wave breaking. Preliminary tests”, Proc. OMAE.
- [4] Fortes, C.J.E.M., Neves, G. Santos, J.A., Lemos, R. Reis, T., Capitão, R., Pinheiro, L., Palha, A., Sousa, I, Freire, P., Sancho, F., Oliveira, F., (2008), “Projecto CoMIBBS-Composite Modelling of the Interactions Between Beaches and Structures”. Projecto conjunto da União Europeia (Integrado na Iniciativa HYDRALAB III).
- [5] Kennedy, A.B., Chen, Q., Kirby, J.T. & Dalrymple, R.A. (2000). “Boussinesq modelling of wave transformation, breaking and run-up. I: One Dimension”, J. Water. Port, Coast.Ocean Engng 126: 39-47.
- [6] Kirby, J.T.; Wei, G.; Chen, Q.; Kennedy, A. B.; Dalrymple, R. A. (1998) “FUNWAVE 1.0 – Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model Documentation and User’s Manual”, Res. Rep. No.CACR 98-06,
- [7] Lynett P, Wu T., Liu PL-F (2002) “Modelling wave run-up with depth-integrated equations”. Coastal Engineering, 46 (2002) 89-107.
- [8] Lynett P, Liu PL-F (2004) “Modelling wave generation, evolution and interaction with Depth-Integrated, Dispersive Wave equations. COULWAVE Code Manual. Cornell Univ. Long Inter. Wave Modelling Package.
- [9] Lynett P, Liu PL-F (2004) “A two-layer approach to water wave modelling.” Proceedings of the Royal Society of London A; 460:2637– 2669.
- [10]Lynett P, Liu PL-F (2004) “A numerical study of submarine landslide generated waves and run-up” Proceedings of the Royal Society of London A; 460:2637– 2669.
- [11]Nwogu (1993) Alternative form of Boussinesq equations for near-shore wave propagation. J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 119(6), pp. 618-638.
- [12]Wei, G. e Kirby, J.T. (1995), “Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations”, J. Waterways, Ports, Coastal and Ocean Eng., ASCE, pp. 251-261.