

## REBENTAÇÃO SOBRE UM QUEBRAMAR POROSO Wave Breaking on a Porous Breakwater

ANA SOFIA MESQUITA <sup>(1)</sup>, PAULO AVILEZ-VALENTE <sup>(2)</sup> e FERNANDO TAVARES PINHO <sup>(3)</sup>

<sup>(1)</sup> Estudante de Doutoramento, FEUP/CIIMAR,  
Rua do Dr. Roberto Frias, s/n, 4200-465 Porto, dec07006@fe.up.pt

<sup>(2)</sup> Professor Auxiliar, FEUP/CIIMAR,  
Rua do Dr. Roberto Frias, s/n, 4200-465 Porto, pvalente@fe.up.pt

<sup>(3)</sup> Professor Associado, FEUP/CEFT,  
Rua do Dr. Roberto Frias, s/n, 4200-465 Porto, fpinho@fe.up.pt

### Resumo

O código industrial FLUENT é usado para simular a propagação e rebentação de ondas sobre um quebramar submerso poroso. As equações de Navier-Stokes em valor médio (equações de Reynolds) são resolvidas por um método de volumes finitos. São comparados e analisados os resultados obtidos com dois modelos de turbulência a duas equações: versão padrão do modelo  $k-\epsilon$  e a versão SST do modelo  $k-\omega$ . O escoamento é considerado incompressível e bifásico, i.e. os movimentos do ar e da água são ambos modelados. Para determinar a superfície livre, interface entre o ar e a água, é usado o método do Volume-de-Fluido (VOF). A simulação do escoamento em meio poroso é realizada através da introdução de um termo fonte de Darcy-Forchheimer na equação de conservação da quantidade de movimento. Recorre-se a um termo fonte para a geração da onda no interior do domínio.

Simulou-se numericamente a propagação da ondulação sobre um quebramar submerso poroso com geometria semelhante ao quebramar estudado experimentalmente por Hieu e Tanimoto (2006). Os resultados obtidos com os dois modelos de turbulência foram comparados entre si e com os resultados experimentais em termos de perfis temporais da elevação da superfície livre em várias secções do canal numérico, e distribuição de alturas de onda na vizinhança do quebramar. Foram analisados os campos de velocidade, a energia cinética turbulenta e a vorticidade em torno da estrutura. Os resultados numéricos da elevação da superfície livre mostraram uma boa concordância com os valores experimentais. Verificou-se que ambos os modelos de turbulência sobrestimam ligeiramente a dissipação de energia na rebentação. Os resultados obtidos apontam para a conveniência da modelação simultânea dos escoamentos da água e do ar.

**Palavras-chave:** FLUENT; equações de Reynolds; modelo bifásico; método VOF.

### Abstract

The industrial code FLUENT is used to simulate the wave propagation and breaking on a porous breakwater. The Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations are solved using a finite volume method. The results obtained with two two-equation turbulence models, the standard  $k-\epsilon$  model and the SST  $k-\omega$  model, are compared and analyzed. An incompressible and a two-phase flow is considered, i.e. the air and water flows are both simulated. A Volume-of-Fluid (VOF) method is used for tracking the surface elevation, interface between the air and water. The porous media flow is simulated by introducing a Darcy-Forchheimer source function in the momentum equation. The waves are generated within the domain by a source function.

The wave propagation on a porous submerged breakwater with geometry similar to the breakwater studied by Hieu and Tanimoto (2006) was numerically simulated. The obtained results with the two turbulence models were compared and with the experimental results in terms of the time series of the free surface elevation in several sections of the numerical wave channel, and wave height distributions in the vicinity of the breakwater. The velocity, turbulence and vorticity fields around the structure were computed and analyzed. The numerical results of the free surface elevation showed a reasonable agreement with the experimental data. Both turbulence models slightly overestimated the dissipation of energy in the wave breaking. The obtained results points to the convenience of the simultaneous modelling of the air and water flows.

**Keywords:** FLUENT; RANS equations; two-phase model; VOF method.

### 1. Introdução

Os quebramares submersos são estruturas vulgarmente usadas para protecção da linha de costa contra a erosão. A interacção das ondas com a estrutura é a principal causa de dissipação de energia.

Um conhecimento pormenorizado do escoamento na vizinhança de quebramares submersos permite otimizar o desempenho hidráulico da estrutura durante a fase de projecto.

Com o crescente desenvolvimento da Dinâmica de Fluidos Computacional foram desenvolvidos, nestes últimos anos, vários modelos numéricos para estudar a interação das ondas com estruturas de protecção costeira nomeadamente quebramares submersos. A maior parte destes modelos são baseados na resolução das equações de Navier-Stokes, sendo a modelação da superfície livre efectuada através do método Volume-de-Fluido (VOF), inicialmente proposto por Hirt and Nichols (1981).

Van Gent (1995) apresentou o primeiro modelo numérico baseado nas equações de Navier-Stokes e no método VOF para simular a propagação sobre estruturas porosas, incluindo rebentação das ondas. O modelo SKYLLA resolve as equações de Navier-Stokes em valor médio (equações de Reynolds). Para simular o escoamento em meio poroso, as equações de Reynolds são adaptadas através da adição de termos de resistência, estimados a partir de ensaios laboratoriais. Outros modelos similares foram propostos por Iwata *et al.* (1996) para estudar a rebentação sobre quebramares impermeáveis, e por Trock e Rouck (1998) (VOFbreak) para simular a propagação sobre um quebramar permeável. Estes modelos numéricos obtiveram boas previsões, no entanto quando ocorre rebentação das ondas verifica-se, na zona de rebentação, um desvio dos resultados numéricos dos valores experimentais, devido à não inclusão de um modelo de turbulência.

Lin e Liu (1998) desenvolveram o modelo numérico COBRAS que resolve as equações de Reynolds em conjunto com o modelo de turbulência  $k-\epsilon$ , e com um algoritmo VOF. Liu *et al.* (1999) adaptaram o modelo de Lin e Liu (1998) para simular a propagação sobre estruturas porosas, tendo posteriormente Hsu *et al.* (2002) estendido o modelo de turbulência ao meio poroso. Os resultados numéricos mostraram uma boa concordância com os dados experimentais. Observou-se, no entanto, uma ligeira sobrestimação da intensidade de turbulência na zona de rebentação. Shen *et al.* (2004) desenvolveram um modelo numérico em equações de Reynolds com um algoritmo VOF e um modelo de turbulência  $k-\epsilon$ . O modelo foi aplicado para simular a propagação sobre um quebramar impermeável. Os resultados numéricos foram comparados com os dados experimentais de Ohyama *et al.* (1995) mostrando razoável concordância. Os modelos numéricos acima mencionados são unifásicos, i.e. não simulam o escoamento do ar acima da superfície livre. Durante a rebentação das ondas pode ocorrer a formação de salpicos de água no ar bem como a penetração de bolhas de ar na coluna de água, originando, na camada superior da coluna de água, uma mistura dos dois fluidos. Christensen *et al.* (2002) explicam que, uma vez que a mistura de ar e água tem uma densidade menor que a da água, a turbulência produzida terá dificuldades em penetrar no fluido subjacente.

Por isso, uma grande parte da produção e dissipação de turbulência é provocada pela mistura de bolhas de ar na camada superior da coluna de água antes que a mistura seja difundida para as camadas inferiores, o que explica a sobrestimação da turbulência na zona de rebentação pelos modelos unifásicos.

Além disso, a própria penetração de bolhas de ar representa uma contribuição significativa no processo de dissipação de energia das ondas. A modelação do escoamento bifásico é, por isso, importante no estudo da propagação e rebentação sobre estruturas costeiras.

Karim *et al.* (2003) desenvolveram um modelo numérico do tipo bifásico para simular a propagação sobre estruturas porosas e estudar o desempenho hidráulico de um quebramar submerso com paredes verticais permeáveis. O método VOF é usado para modelar a superfície livre. Para simular o escoamento em meio poroso, o modelo resolve o sistema de equações de Navier-Stokes proposto por Sakakiyama e Kajima (1992). O modelo usa um esquema LES (Large Eddy Simulation) com o modelo de Smagorinsky para simular o efeito das escalas não resolvidas. Karim *et al.* (2003) obtiveram boa concordância entre os resultados numéricos e os dados experimentais. Hieu e Tanimoto (2006) apresentaram um modelo semelhante para a propagação das ondas sobre um plano inclinado e sobre um quebramar submerso poroso. O modelo difere do anterior modelo basicamente na metodologia de geração/absorção das ondas e no algoritmo utilizado para resolver a equação de transporte que permite determinar a variação temporal da superfície livre. O modelo de Karim *et al.* (2003) foi recentemente modificado (Karim e Tingsanchali, 2006), através da adaptação do modelo de turbulência  $k-\epsilon$ . Os resultados numéricos mostraram uma boa concordância com os dados experimentais.

O objectivo deste trabalho é estudar numericamente a propagação sobre um quebramar submerso poroso simulando simultaneamente o escoamento do ar e da água. Pretende-se nestas condições comparar os resultados obtidos com dois modelos de turbulência a duas equações: a versão padrão do modelo  $k-\epsilon$  (Launder e Spalding, 1972) e a versão SST do modelo  $k-\omega$  (Menter *et al.*, 2003). É utilizado o código industrial FLUENT (Fluent, 2006), que aplica uma técnica de volumes finitos para resolver as equações de Reynolds. É considerado um caso de estudo descrito na literatura para o qual se encontram disponíveis resultados experimentais em Hieu e Tanimoto (2006). Os resultados numéricos são comparados com os dados experimentais em termos de perfis temporais da elevação da superfície livre e da distribuição espacial de alturas de onda na vizinhança da estrutura. São comparados entre si os resultados numéricos obtidos para os campos de velocidade, turbulência e vorticidade.

## 2. Equações

### 2.1. Equações de transporte

O código FLUENT aplica uma técnica de volumes finitos para resolver a equação de continuidade e as equações de Navier-Stokes em valor médio, em conjunto com um modelo de turbulência e uma equação de transporte para a fracção de volume. O escoamento é constituído por dois fluidos incompressíveis e imiscíveis: o ar e a água. O método VOF é utilizado para determinar a interface entre os dois fluidos.

Este método introduz uma função  $F$  que define a fracção de volume ocupada pelo fluido mais denso num volume de controlo e pode tomar valores de 0 a 1, inclusive. O valor  $1-F$  representa a fracção de volume ocupada pelo fluido menos denso. O valor de  $F=1$  representa um volume de controlo somente com água, o valor  $F=0$  indica que o volume contém apenas ar. Os volumes de controlo com  $0 < F < 1$  contêm a interface entre o ar e a água. A posição da superfície livre é dada pelo valor médio  $F=0.5$ .

São utilizados dois modelos de turbulência a duas equações: a versão padrão do modelo  $k-\epsilon$  e a versão SST (Shear Stress Transport) do modelo  $k-\omega$ .

As equações de transporte são: a equação de continuidade,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = q; \quad [1]$$

as equações de Navier-Stokes em valor médio (equações de Reynolds),

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + (v + v_t) \nabla^2 \bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} \left( v_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( v_t \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x} - D\bar{u} - R_x, \quad [2]$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + (v + v_t) \nabla^2 \bar{w} + \frac{\partial}{\partial x} \left( v_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( v_t \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial z} - D\bar{w} - R_z; \quad [3]$$

e a equação de transporte para a fracção de volume  $F$ ,

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}F)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{w}F)}{\partial z} = Fq. \quad [4]$$

Nas equações [1] a [4],  $t$  representa a variável tempo,  $x$  e  $z$  as coordenadas horizontal e vertical,  $\bar{u}$  e  $\bar{w}$  as componentes horizontal e vertical do vector velocidade em valor médio,  $p$  a pressão,  $\rho$  a massa volúmica do fluido,  $g$  a aceleração da gravidade,  $\nu$  a viscosidade cinemática,  $\nu_t$  a viscosidade turbulenta,  $k$  a energia cinética turbulenta,  $q$  uma função fonte para geração das ondas,  $D$  uma função de amortecimento para evitar a reflexão das ondas, e  $R_x$  e  $R_y$  termos adicionais que representam a força/resistência exercida pelo meio poroso.

A massa volúmica e a viscosidade cinemática do fluido são determinadas em termos de  $F$ , respectivamente, por:

$$\rho = F\rho_{\text{água}} + (1-F)\rho_{\text{ar}} \quad [5]$$

$$\nu = F\nu_{\text{água}} + (1-F)\nu_{\text{ar}} \quad [6]$$

em que  $\rho_{\text{água}}$  e  $\nu_{\text{água}}$  representam a massa volúmica e a viscosidade cinemática da água, e  $\rho_{\text{ar}}$  e  $\nu_{\text{ar}}$  a massa volúmica e a viscosidade cinemática do ar.

Dada a sua complexidade, as equações de transporte do modelo  $k-\epsilon$  e da versão SST do modelo  $k-\omega$  não são aqui apresentadas (ver por exemplo Fluent, 2006).

A função fonte  $q$  é dada por

$$q = \begin{cases} q_s(t, x, z) & \text{para } (x, z) \in \Omega \\ 0 & \text{para } (x, z) \notin \Omega \end{cases} \quad [7]$$

em que  $\Omega$  representa a região do domínio onde ocorre a geração das ondas. A função de amortecimento  $D$  é proporcional à velocidade do escoamento, sendo o coeficiente  $D$  dado por

$$D = \begin{cases} -d_s(x, z) & \text{para } x \in \Gamma \\ 0 & \text{para } x \notin \Gamma \end{cases} \quad [8]$$

em que  $\Gamma$  representa a zona do domínio onde ocorre a absorção da energia das ondas.

Os termos de resistência  $R_x$  e  $R_y$  são dados por

$$R_x = \left( \frac{\nu}{\alpha} + \frac{C_2}{2} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{w}^2} \right) \bar{u} \quad [9]$$

$$R_z = \left( \frac{\nu}{\alpha} + \frac{C_2}{2} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{w}^2} \right) \bar{w} \quad [10]$$

em que  $\alpha$  representa a permeabilidade do meio e  $C_2$  o coeficiente de inércia. Os coeficientes  $\alpha$  e  $C_2$  são estimados por:

$$\alpha = \frac{D_p^2}{150} \frac{\gamma^3}{(1-\gamma)^2} \quad [11]$$

$$C_2 = \frac{3.5}{D_p} \frac{1-\gamma}{\gamma^3} \quad [12]$$

sendo  $D_p$  o diâmetro médio das partículas e  $\gamma$  a porosidade. Em meio poroso  $0 < \gamma < 1$ , e em meio não-poroso  $\gamma=1$  e  $R_x=R_y=0$ .

## 2.2. Discretização e algoritmo de solução

O código FLUENT resolve sequencialmente a forma linearizada do sistema de equações de transporte discretizadas, utilizando um algoritmo do tipo Gauss-Siedel em conjunto com um método algébrico de malha múltipla.

Os termos difusivos das equações são discretizados pelo esquema de diferenças centrais de segunda ordem. Para o termo convectivo da equação de conservação da quantidade de movimento é utilizado o esquema de terceira ordem MUSCL (Van Leer, 1979). A pressão é obtida por um esquema do tipo "body-force weighted" que assume que a diferença entre o gradiente de pressão normal à parede e a força gravítica é constante. O esquema HRIC (Muzafarjia *et al.*, 1998) é utilizado para discretizar o termo convectivo da equação de transporte da fracção de volume. No método VOF o esquema é de segunda ordem no tempo.

O algoritmo PISO (Issa, 1986) é usado para a resolução da equação de continuidade por acoplamento entre a velocidade e a pressão.

Para garantir a estabilidade do processo iterativo foram utilizados nas simulações numéricas os factores de relaxação: 0.8 para a velocidade, pressão, energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação; 0.7 para a fracção de volume; e 0.9 para a massa volúmica, forças de volume e viscosidade turbulenta.

Um resíduo de  $10^{-5}$  foi utilizado para todas as equações do sistema como critério de convergência. Nas simulações efectuadas foram utilizadas variáveis com dupla precisão.

Os cálculos foram efectuados considerando pressões relativas, de forma a minimizar o efeito do arredondamento.

Nas simulações efectuadas, a pressão de referência é definida no canto superior esquerdo do canal numérico, com valor igual à pressão atmosférica padrão, 101325 Pa.

### 2.3. Condições iniciais e de fronteira

Foi definida a condição de parede sem escorregamento em todas as fronteiras do domínio, excepto na parte superior do canal numérico onde é imposta uma condição de simetria.

A zona de dissipação situada na extremidade esquerda do canal e a função fonte simulam uma condição de geração/radiação enquanto que a zona de dissipação na extremidade oposta do canal constitui uma fronteira de radiação.

A condição inicial é de repouso, com elevação da superfície livre e velocidades nulas, em todo o domínio. A especificação das quantidades turbulentas,  $k$  e  $\epsilon$  (ou  $\omega$ ), requer mais cuidado. O valor de  $k$  é estimado usando a condição  $k = 1.5(IU_m)^2$ , em que  $U_m$  representa o valor médio da velocidade e  $I$  a intensidade de turbulência. O valor de  $\epsilon$  é estimado usando a equação  $\epsilon = C_\mu k^2 / v_t$ , com  $C_\mu = 0.09$  e  $v_t = A_1 v$ ,  $0.1 < A_1 < 2$ , em que  $v$  representa a viscosidade molecular do fluido. Nas simulações efectuadas foram arbitrados  $I = 1\%$  e  $A_1 = 1.0$ .

### 2.4. Geração e absorção das ondas

É utilizado um gerador de ondas numérico localizado no interior do domínio de cálculo. Este método consiste na introdução, na equação de continuidade, de uma função fonte aplicada numa determinada região do domínio, designada por região fonte (Lin e Liu, 1999). A absorção das ondas ocorre nas zonas de dissipação localizadas nas extremidades do canal numérico, onde é adicionada uma função de amortecimento, similar à proposta por Israeli e Orszag (1981), com

$$d_s = \begin{cases} \frac{\alpha(n+1)(n+2)x(x_s-x)^n}{x^{n+2}} & x_0 < x < x_s \\ \frac{\alpha(n+1)(n+2)(L-x)[x-(L-x_s)]^n}{x^{n+2}} & x_0 + L - x_s < x < L \end{cases} \quad [13]$$

em que  $L$  representa o comprimento do canal de ondas numérico,  $x_0$  a posição da fronteira de barlar do canal,  $x_s$  o comprimento da zona de absorção, e  $\alpha$  e  $n$  os parâmetros empíricos determinados através da realização de vários ensaios numéricos. Os valores adoptados foram  $\alpha = 4000$  e  $n = 3$ .

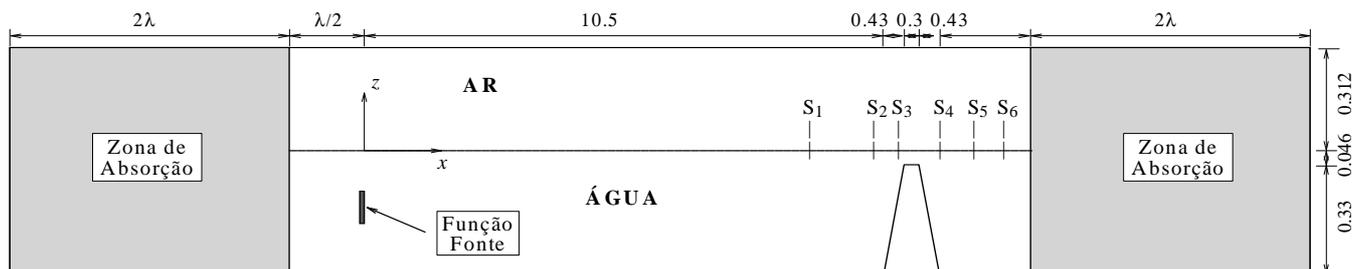


Figura 1. Configuração geométrica do canal (dimensões em metros).

Para evitar a reflexão das ondas o comprimento da zona de dissipação não deve ser inferior a  $2\lambda$ , sendo  $\lambda$  o comprimento da onda incidente.

## 3. Simulações Numéricas

Efectuaram-se simulações numéricas da propagação de ondas sobre um quebramar poroso, estudado experimental e numericamente por Hieu e Tanimoto (2006). Os resultados numéricos são comparados com os resultados experimentais de modo a avaliar o desempenho do código na propagação e rebentação das ondas sobre este tipo de estruturas. São determinados numericamente a posição da superfície livre, e os campos de velocidade, vorticidade e intensidade de turbulência.

### 3.1. Propagação sobre um quebramar poroso

Na Figura 1 define-se a geometria do quebramar poroso utilizado nas simulações numéricas, a sua localização e posição das sondas de medição no canal (ver também a Tabela 1). O comprimento útil do canal é de 14.96 m, tendo a barlar e a sotamar duas zonas de comprimento 5.7 m ( $\approx 2\lambda$ ) para a absorção das ondas. As ondas são geradas no interior do domínio através de uma função fonte, colocada a sotamar da zona de dissipação, a uma distância de 1.47 m ( $\approx 2\lambda$ ). O quebramar tem 0.33 m de altura, 1.10 m de base e 0.3 m de largura no coroamento. A profundidade máxima é de 0.376 m, sendo a altura total do canal de 0.688 m. Usando a Teoria de Stokes de 5ª ordem foi gerada uma onda com altura  $H_0 = 0.092$  m e período  $T = 1.6$  s.

Na Figura 2 estão representados os resultados da evolução temporal da elevação da superfície livre em cada sonda. Os resultados obtidos com os dois modelos de turbulência são muito semelhantes aos resultados experimentais.

No entanto as cristas e as cavas das ondas geradas numericamente são ligeiramente subestimadas pela função fonte como se conclui do registo da sonda  $S_1$ . Na propagação sobre o quebramar o efeito da não-linearidade é dominante pelo que são geradas harmónicas de ordem superior, que se propagam em fase com a harmónica principal dando origem ao perfil de onda solitária, visível da sonda  $S_4$ .

Tabela 1. Posição das sondas.

SONDA	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>5</sub>	S <sub>6</sub>
$x$ (m)	8.6	9.9	10.4	11.25	11.94	12.54

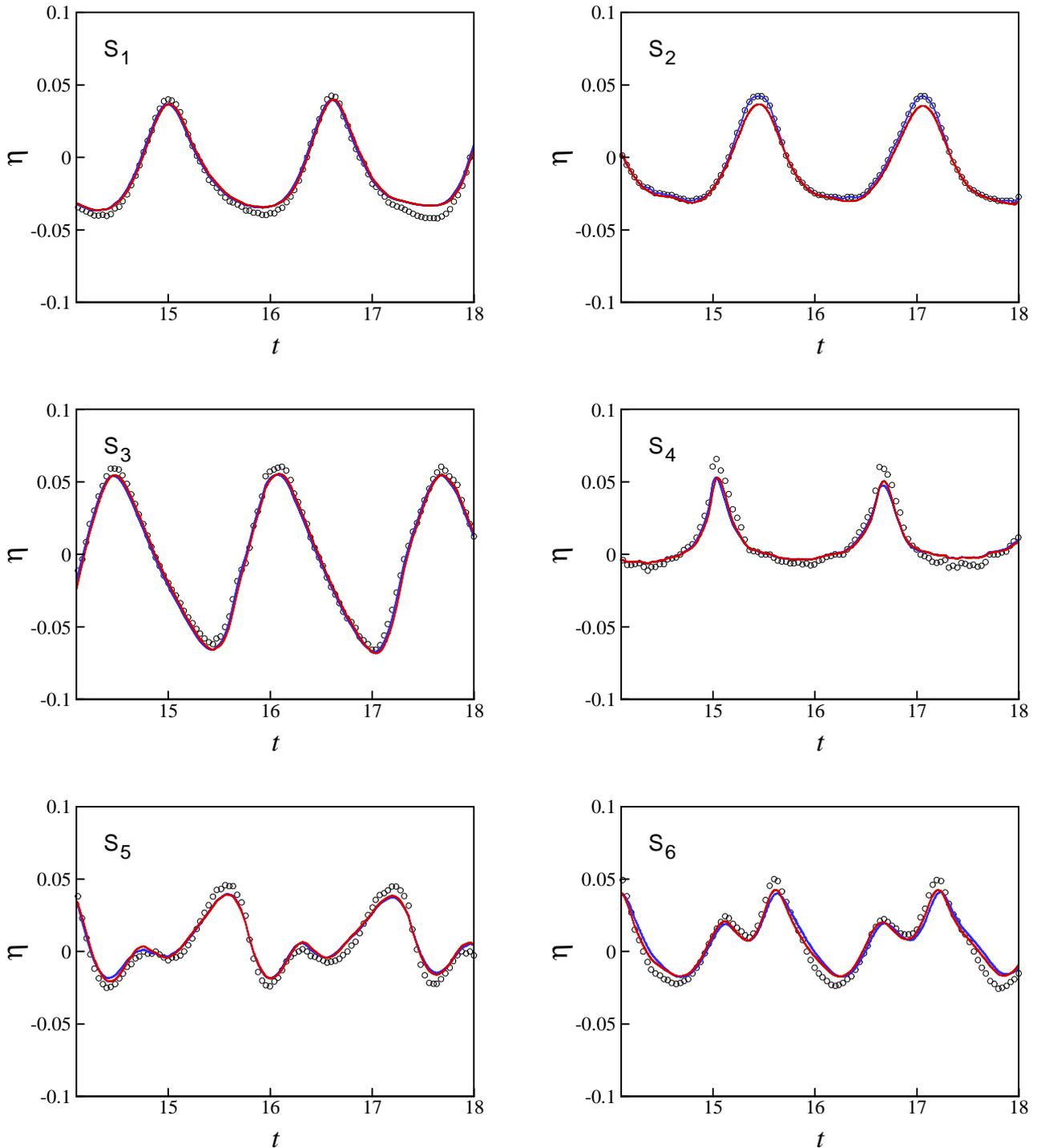


Figura 2. Evolução temporal da superfície livre nas posições das sondas S1 a S6: resultados experimentais (círculos), resultados numéricos obtidos com os modelos  $k-\epsilon$  (linha azul) e SST  $k-\omega$  (linha vermelha).

Ao atingir águas mais profundas (sondas S<sub>5</sub> a S<sub>6</sub>) o carácter dispersivo torna-se dominante o que faz com que as diversas harmónicas se propaguem com celeridades diferentes acabando por se separar.

Verifica-se uma ligeira subestimação da altura de onda sobre o coroaento e a sotamar do quebramar (ver Figura 3).

Este facto poderá ser devido à excessiva dissipação de energia provocada pelos modelos de turbulência. No entanto verificou-se que um ligeiro refinamento da malha conduziu a uma melhoria dos resultados.

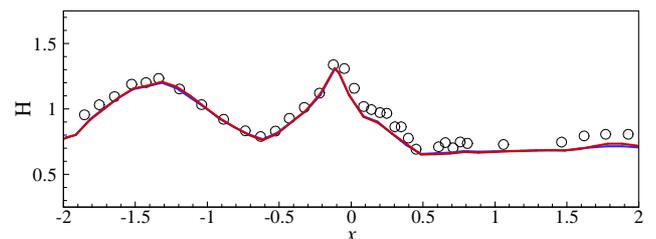


Figura 3. Distribuição da altura de onda na vizinhança do quebramar: resultados experimentais (círculos), resultados numéricos obtidos com os modelos  $k-\epsilon$  (linha azul) e SST  $k-\omega$  (linha vermelha).

Na Figura 4 estão representados os campos de energia cinética turbulenta  $k$ , obtidos com os modelos  $k-\epsilon$  e SST  $k-\omega$ , em quatro fases do período da onda.

Na Figura 4 é visível a presença constante da energia cinética turbulenta em toda a extensão do coroamento, sendo particularmente intensa para  $t/T=2/4$ , quando a crista da onda, em rebentação, se encontra sobre o coroamento.

É manifesta a maior intensidade de turbulência causada pelo modelo  $k-\epsilon$  quando comparado com o modelo SST  $k-\omega$ . Consequentemente é maior a dissipação de energia da onda com o modelo  $k-\epsilon$ , dando origem a uma onda com menor declividade (cf. Figura 4,  $t/T=2/4$  e  $t/T=3/4$ ). É evidente, em ambos os modelos, a penetração da turbulência no interior do quebramar contribuindo para a dissipação da energia da onda.

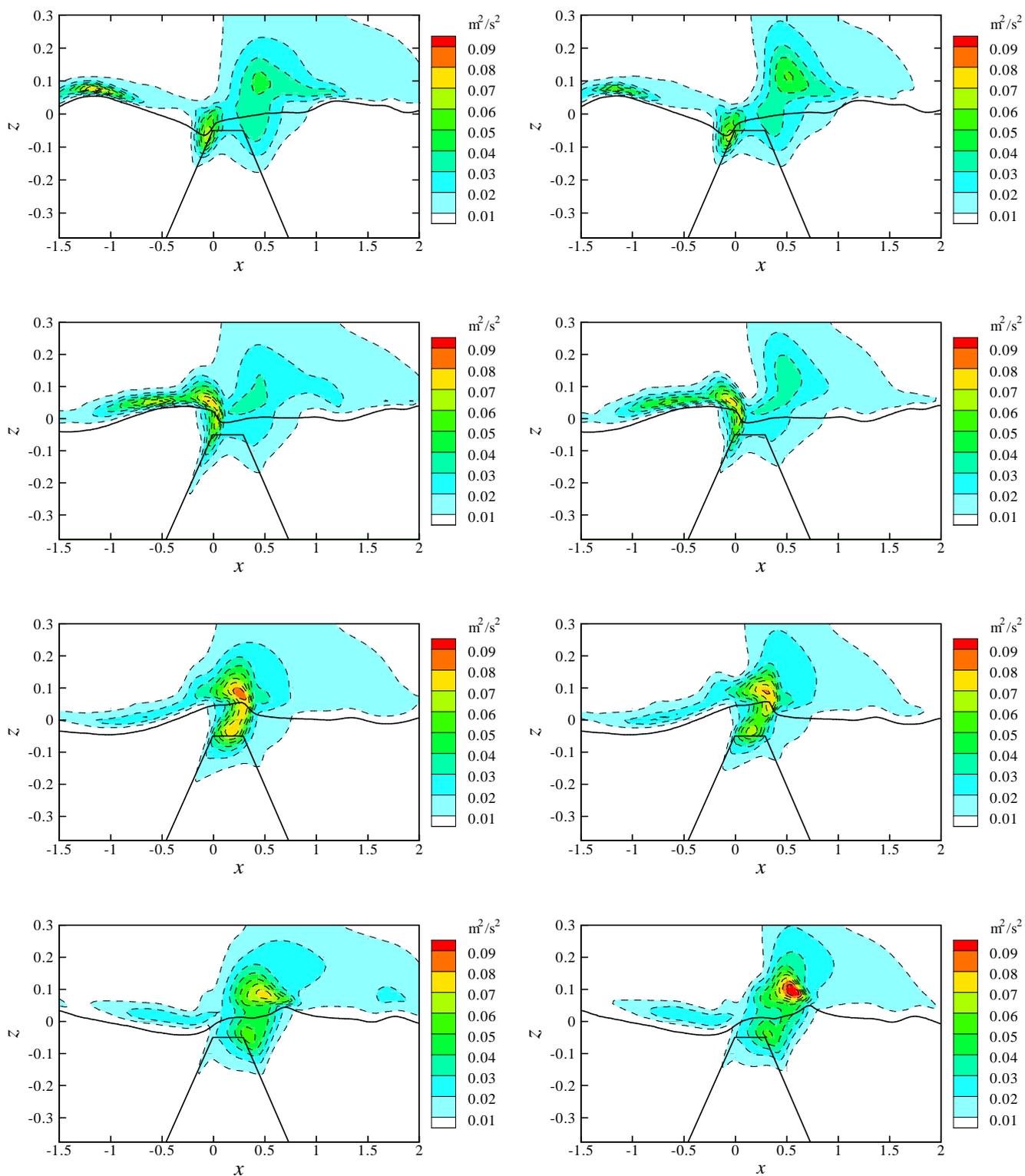


Figura 4. Resultados numéricos do campo de energia cinética turbulenta,  $k$ . Coluna da esquerda  $k-\epsilon$ ; coluna da direita SST  $k-\omega$ . De cima para baixo  $t/T=0/4$ ,  $t/T=1/4$ ,  $t/T=2/4$  e  $t/T=3/4$ .

Por outro lado, na simulação com o modelo  $k-\omega$ , a energia cinética turbulenta toma valores mais elevados no seio da massa de ar.

Nas Figuras 5 e 6 estão representados os campos de velocidade numéricos obtidos.

De uma forma geral, os campos de velocidade e a posição da superfície livre na vizinhança do quebramar não apresentam diferenças significativas entre os dois modelos. É visível a formação de uma corrente de retorno a sotamar do quebramar, e de um vórtice associado nas fases  $t/T=0/4$  a  $t/T=2/4$ .

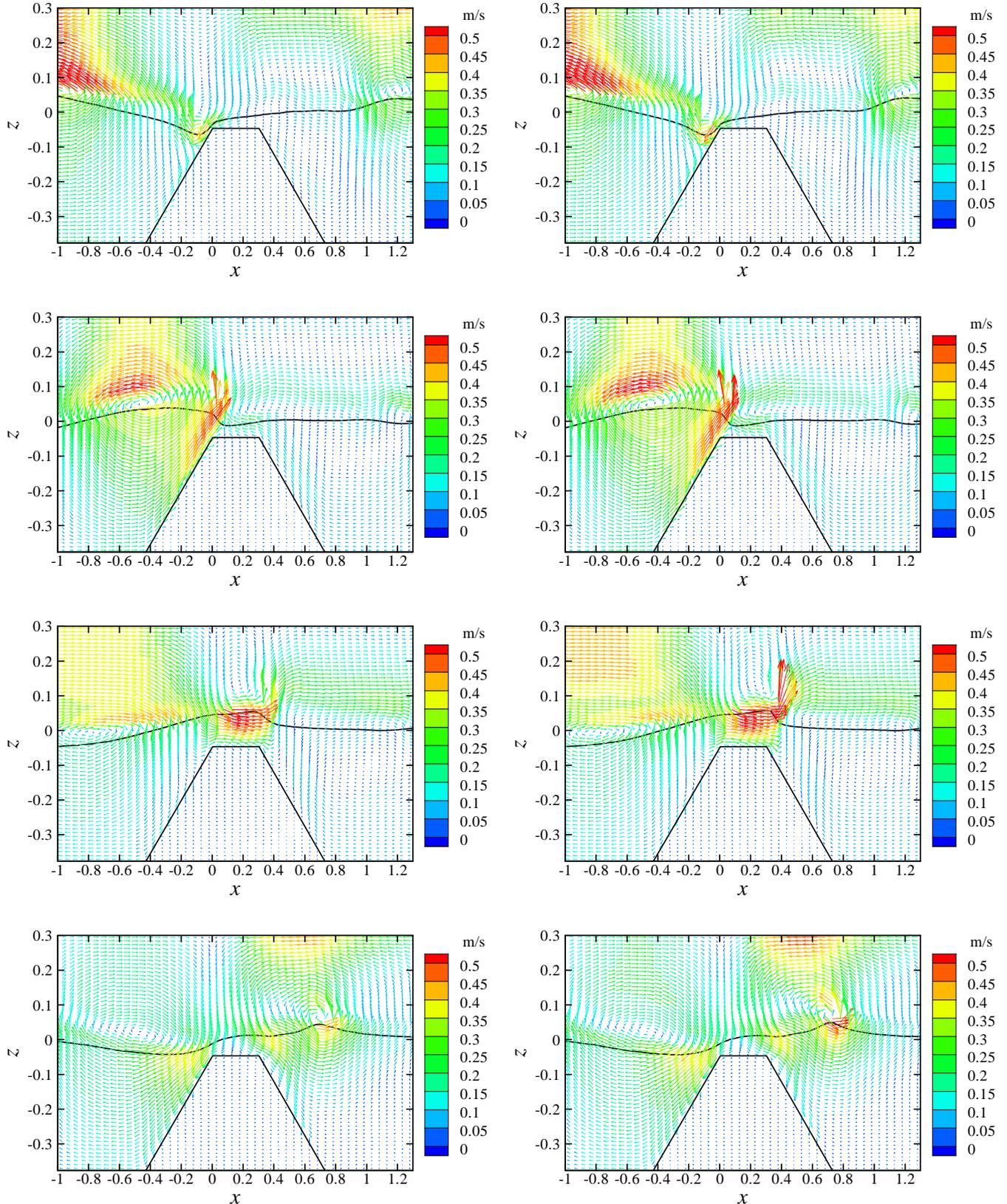


Figura 5. Resultados numéricos do campo de velocidades e posição da superfície livre na vizinhança do quebramar. Coluna da esquerda  $k-\epsilon$ ; coluna da direita SST  $k-\omega$ . De cima para baixo  $t/T=0/4$ ,  $t/T=1/4$ ,  $t/T=2/4$  e  $t/T=3/4$ .

Esta corrente de retorno é bastante forte sobre o talude posterior do quebramar onde permanece durante cerca de 3/4 do período da onda, desaparecendo apenas após o galgamento da estrutura por uma nova onda (cf. Figura 5,  $t/T = 3/4$ ). A barlar do quebramar, e dado o elevado comprimento relativo da onda,  $\lambda/h \approx 7.7$ , o escoamento é praticamente horizontal.

Apenas na vizinhança próxima do talude anterior o escoamento toma a direcção ascendente, podendo atingir velocidades de cerca de 0.5 m/s sob a crista da onda: na vizinhança do coroamento ( $t/T = 1/4$ ), e sobre o coroamento quando se dá o galgamento da estrutura ( $t/T = 3/4$ ). Na fase  $t/T = 0/4$  observam-se dois pequenos vórtices com reduzidas velocidades, localmente próximos do talude posterior (cf. Figura 6).

Estas estruturas deslocam-se para sotamar e dão origem a um único vórtice, ligeiramente maior, na fase  $t/T = 1/4$ . Posteriormente,  $t/T = 2/4$ , a zona de recirculação torna-se mais alongada e com maior dimensão. Após a rebentação e galgamento,  $t/T = 3/4$ , não se observa zonas de recirculação na vizinhança do quebramar. A análise dos resultados permite concluir que sob a crista da onda na vizinhança, do coroamento ( $t/T = 1/4$ ), e sobre o coroamento quando se dá o galgamento da estrutura ( $t/T = 3/4$ ). Na fase  $t/T = 0/4$  observa-se dois pequenos vórtices com velocidades reduzidas, localmente próximos do talude posterior (cf. Figura 6).

Estas estruturas deslocam-se para sotamar e dão origem a um único vórtice, ligeiramente maior, na fase  $t/T = 1/4$ . Posteriormente,  $t/T = 2/4$ , a zona de recirculação torna-se mais alongada e com maior dimensão. Após a rebentação e galgamento,  $t/T = 3/4$ , não se observam zonas de recirculação na vizinhança do quebramar.

A análise de resultados permite concluir que as velocidades mais elevadas se registam na parte superior do talude de barlar e sobre o coroamento do quebramar. Estas zonas estão portanto mais expostas à degradação.

Em consequência da resistência exercida pelo meio poroso, a magnitude do vector velocidade no interior do quebramar é bastante mais pequena do que na vizinhança do quebramar. No interior do quebramar a velocidade apresenta uma magnitude inferior a 0.05 m/s.

Na Figura 7 estão representados os campos de vorticidade obtidos com os modelos  $k-\epsilon$  e SST  $k-\omega$  para as três fases. De uma forma geral, os campos de vorticidade não apresentam diferenças significativas entre os dois modelos.

Observa-se uma forte vorticidade na massa de ar, junto à superfície livre, e na massa de água junto aos taludes e coroamento do quebramar. Junto ao fundo observa-se uma ligeira vorticidade. Na vizinhança a sotamar do quebramar, é também visível uma ligeira vorticidade, negativa, que está associada aos vórtices observados e já referidos.

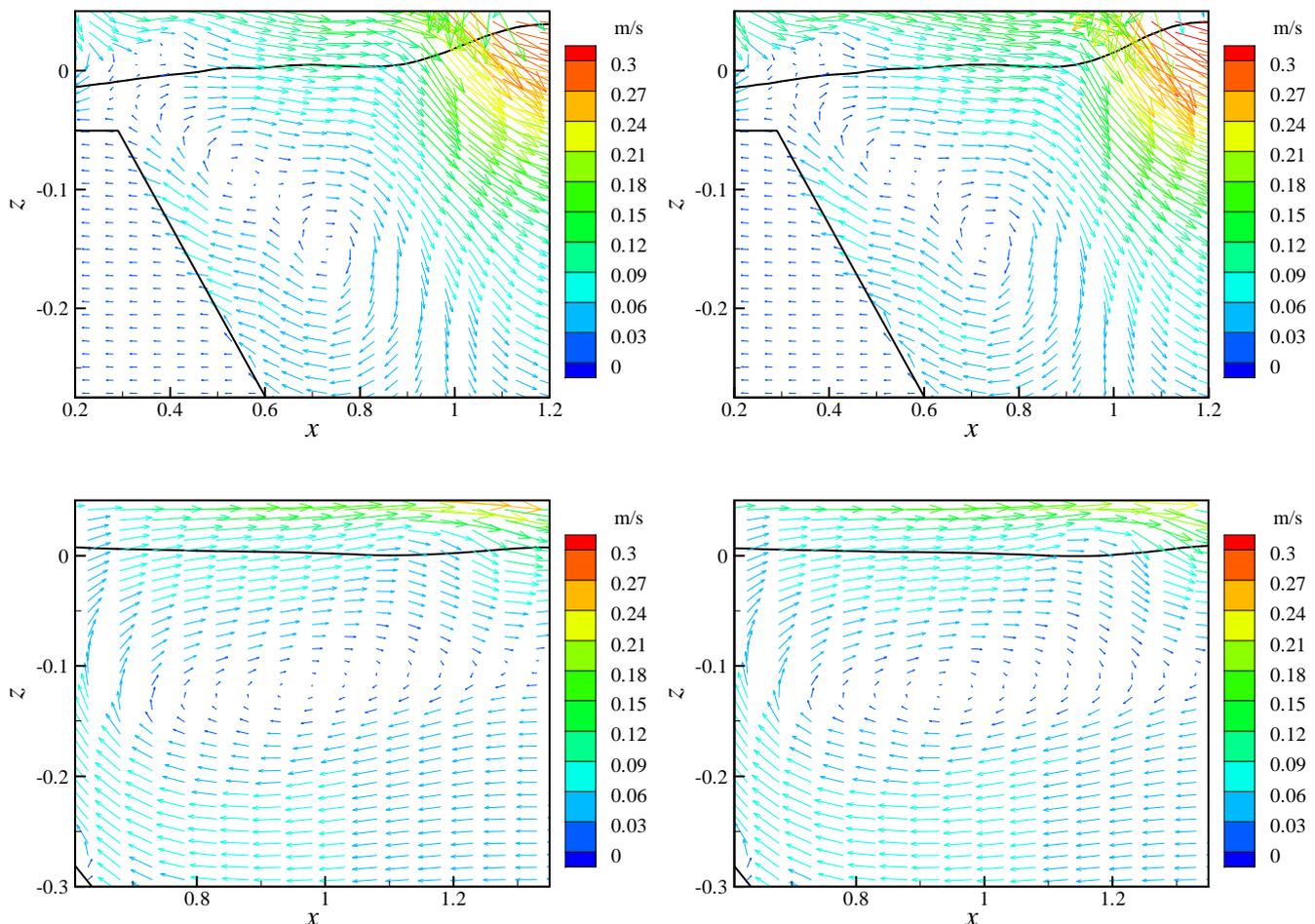


Figura 6. Pormenor das zonas de recirculação calculadas. Coluna da esquerda  $k-\epsilon$ ; coluna da direita SST  $k-\omega$ . De cima para baixo  $t/T = 0/4$  e  $t/T = 2/4$ .

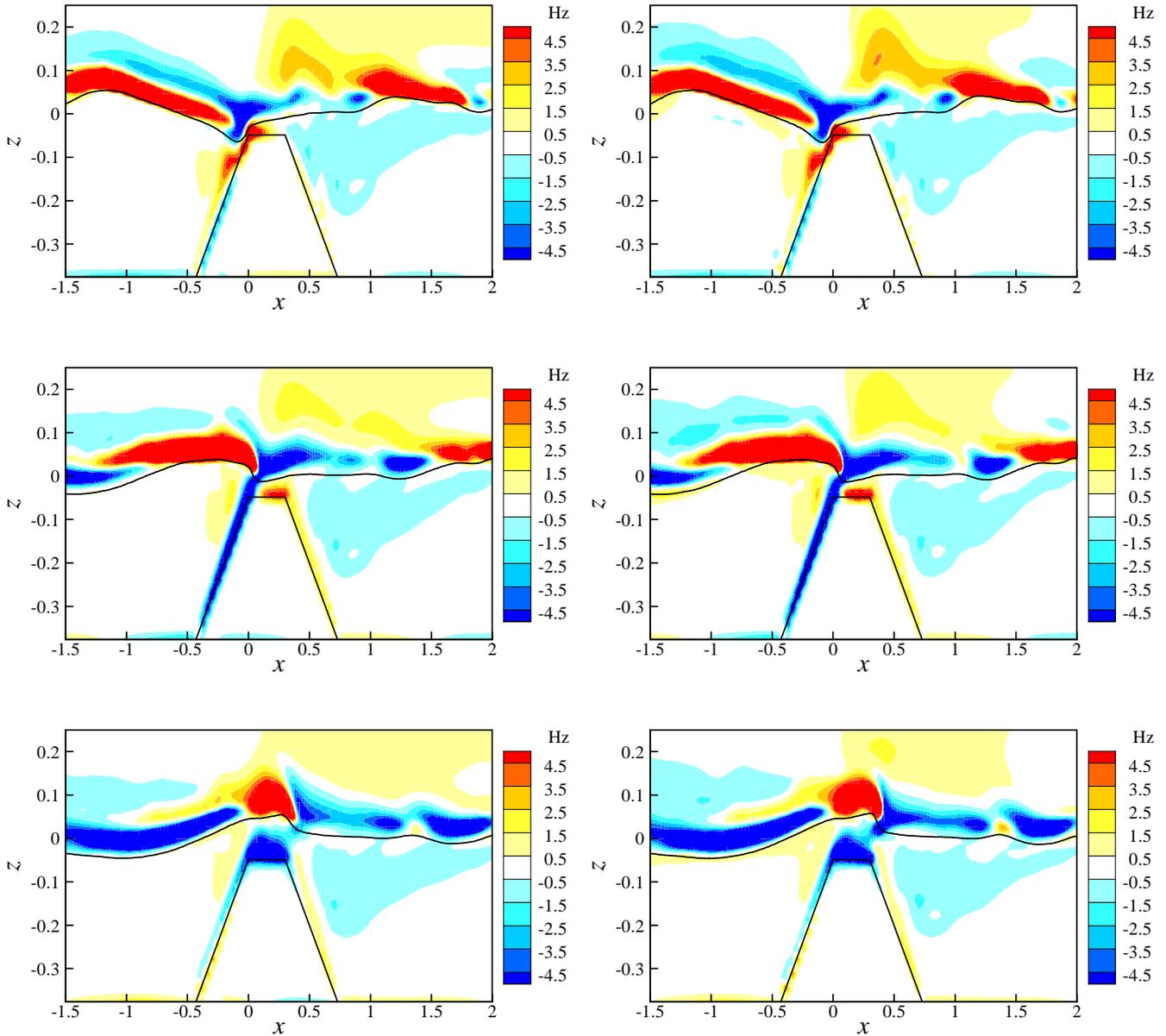


Figura 7. Resultados numéricos da vorticidade. Coluna da esquerda  $k-\epsilon$ ; coluna da direita SST  $k-\omega$ . De cima para baixo  $t/T=0/4$ ,  $t/T=1/4$  e  $t/T=2/4$ .

#### 4. Conclusões

A propagação e rebentação das ondas sobre um quebramar poroso foi estudada com recurso ao código FLUENT que resolve as equações de Navier Stokes em valor médio em conjunto com um modelo de turbulência e um modelo do tipo VOF bifásico. Foram comparados os resultados obtidos com a versão padrão do modelo  $k-\epsilon$  e a versão SST do modelo  $k-\epsilon$  e a versão SST do modelo  $k-\omega$ .

Os resultados numéricos da elevação da superfície livre obtidos mostraram uma boa concordância com os valores experimentais. Ambos os modelos de turbulência sobrestimam ligeiramente a dissipação de energia na rebentação. Uma calibração dos modelos de turbulência tornando-os menos dissipativos, poderá contribuir para uma melhor aproximação. Ambos os modelos indicam uma penetração da turbulência no interior do quebramar.

A continuidade dos campos de energia cinética turbulenta, de vorticidade, e de velocidade entre as massas de água e de ar, com a consequente transferência de energia entre as duas, apontam para a necessidade de modelação simultânea dos escoamentos da água e do ar.

#### Agradecimentos

Ana Mesquita foi financiada pela Fundação para a Ciência e Tecnologia através da Bolsa de Doutoramento SFRH/BD/35970/2007.

#### Referências

Christensen, E.D., Walstra, D., Emarat, N., (2002). Vertical variation of the flow across the surf zone, Coastal Engineering, Vol. 45, pp. 169-198.

- Fluent (2006). FLUENT 6.3, User's Guide, Fluent Incorporated.
- Hieu, P.D., Tanimoto, K., (2006). Verification of a VOF-based two-phase flow model for wave breaking and wave structure interactions, *Ocean Engineering*, Vol. 31, pp. 1565-1588.
- Hirt, C.W., Nichols, B.D., (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of Computational Physics*, Vol. 39, pp. 201-225.
- Hsu, T.-J., Sakakiyama, T., Liu, P.L.-F., (2002). A numerical model for wave motions and turbulence flows in front of a composite breakwater, *Coastal Engineering*, Vol. 37, pp. 123-148.
- Israeli, M., Orszag, S.A., (1981). Approximation of radiation boundary conditions, *Journal of Computational Physics*, Vol. 419, pp. 115-131.
- Issa, R.I., (1986). Solution of implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting, *Journal of Computational Physics*, Vol. 62, pp. 40-65.
- Iwata, K., Kawasaki, K., Kim, D.S., (1996). Breaking limit, breaking and post-breaking wave deformation due to submerged structures, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 88(C10), pp. 2925-2938.
- Karim, M.F., Tanimoto, K., Hieu, P.D., (2003). Simulation of wave transformation in vertical permeable structure, *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, Vol. 14, pp. 89-97.
- Karim, M.F., Tingsanchali, T., (2006). A coupled numerical model for simulating of wave braking and hydraulic performances of a composite seawall, *Ocean Engineering*, Vol. 33, pp. 773-787.
- Lauder, B.E., Spalding, D.B., (1972). *Lectures in Mathematical Models for Turbulence*, Academic Press.
- Lin, P., Liu, P.L.-F., (1998). A numerical study of breaking waves in the surf zone, *Journal Fluid Mechanics*, Vol. 359, pp. 239-264.
- Lin, P., Liu, P.L.-F., (1999). Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 125, pp. 207-215.
- Liu, P.L.-F., Lin, P., Chang, K.-A., Sakakiyama, T., (1999). Numerical modeling of wave interaction with porous structures, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 125, pp. 322-330.
- Menter, F.R., Kuntz, M., Langtry, R., (2003). Ten years of industrial experience with SST turbulence model, In *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, pp. 325-632.
- Muzaferija, S., Peric, M., Sames, P., Schellin, T., (1998). A two-fluid Navier-Stokes solver to simulate water entry. *Proceedings of the 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics*, Washington, DC, pp. 277-289.
- Ohyama, T., Kioka, W., Tada, A., (1995). Applicability of numerical models to nonlinear dispersive waves, *Coastal Engineering*, Vol. 24, pp. 297-313.
- Sakakiyama, T., Kajima, R., (1992). Numerical simulation of nonlinear wave interacting with permeable breakwaters. *Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, Venice, Italy, pp. 1517-1530.
- Shen, Y.M., Ng, C.O., Zheng, Y.H., (2004). Simulation of wave propagation over a submerged bar using the VOF method with a two-equation  $k-\epsilon$  turbulence modeling, *Ocean Engineering*, Vol. 31, pp. 87-95.
- Trock. P., Rouck, J., (1998). Development of two-dimensional numerical wave flume for wave interaction with rubble mound breakwaters. *Proceedings of the 26th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, Copenhagen, Denmark, pp. 1073-1083.
- Van Gent, M.R.A., (1995). *Wave Interaction with Permeable Coastal Structures*. Ph.D. thesis, Delft University, Delft, The Netherlands.
- Van Leer, B., (1979). Toward the ultimate conservative difference scheme. IV. A second order sequel to Gudunov's method, *Journal of Computational Physics*, Vol. 32, pp. 101-136.