



## V SEMINÁRIO E WORKSHOP EM ENGENHARIA OCEÂNICA

Rio Grande, 07 a 09 de Novembro de 2012

### MODELAÇÃO DE UM QUEBRA-MAR DE TALUDE IMPERMEÁVEL: COMPARAÇÃO ENTRE MODELO NUMÉRICO SPH E MODELO FÍSICO

Eric Didier<sup>1,2</sup>, Diogo R.C.B. Neves<sup>1</sup>, Ricardo Martins<sup>1,2</sup>, Maria da Graça Neves<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratório Nacional de Engenharia Civil, Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas  
Av. Do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal  
e-mail: edidier@lnec.pt

<sup>2</sup> Universidade Nova de Lisboa, Faculdade de Ciências e Tecnologia  
2829-516, Monte de Caparica, Portugal

#### RESUMO

*Apresentam-se neste artigo os principais desenvolvimentos realizados no modelo numérico SPH, baseado no método Smoothed particle hydrodynamics (SPH), utilizado no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC), com vista à aplicação específica deste modelo a estudos de engenharia costeira. Trata-se de um modelo muito promissor na simulação de escoamentos complexos, como os que ocorrem na interacção onda-estrutura e na rebentação de ondas, embora exija um elevado tempo de execução. Com o objectivo de validar o modelo SPH, foram realizados ensaios em modelo físico de interacção entre uma onda regular e uma estrutura impermeável. A comparação dos resultados numéricos com os experimentais mostram que o modelo permite reproduzir corretamente vários fenómenos, concretamente a propagação e rebentação de ondas, o galgamento e as pressões na estrutura.*

**Palavras-chave:** SPH, quebra-mar, rebentação das ondas, galgamento de estrutura, pressão

#### 1. INTRODUÇÃO

A modelação numérica é uma ferramenta que ganhou maior relevância e aplicabilidade na última década, devido ao desenvolvimento dos métodos computacionais em mecânica dos fluidos. As equações que descrevem o escoamento são já conhecidas há muito tempo mas, com a melhoria dos meios de cálculo e o desenvolvimento das técnicas computacionais, tornou-se mais fácil obter soluções aproximadas para estas equações e assim simular cenários de escoamento realistas em tempo útil. As grandes vantagens da modelação numérica prendem-se com o facto de ser mais rápida e mais barata que a modelação física e ser muito flexível, permitindo alterar facilmente a geometria de uma obra ou as condições de agitação, alterando simplesmente os ficheiros de entrada do modelo. Estas características fazem com que a modelação numérica seja cada vez mais utilizada quer em complemento à modelação física, permitindo obter informação acerca do escoamento onde seria muito difícil ou mesmo impraticável obter em modelo físico, quer na fase de pré-projecto de obras marítimas.

No âmbito dos estudos de interacção onda-estrutura, onde se englobam os estudos de galgamento e de forças de impacto em estruturas marítimas, existem neste momento diferentes modelos numéricos, cada um com as suas

vantagens e limitações. De entre os modelos existentes na literatura, podem-se destacar os três tipos de modelos distintos que se encontram actualmente em desenvolvimento e validação no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC): o modelo AMAZON (Hu, 2000), baseado nas equações não lineares de águas pouco profundas; o modelo IH-2VOF (Lara et al., 2011), baseado nas equações de Reynolds; e o modelo SPH (Didier et al., 2012), baseado num método Lagrangiano e no conceito *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH). Os modelos AMAZON e IH-2VOF foram já aplicados com bons resultados em estudos de interação onda-estrutura, o primeiro especialmente ao estudo do galgamento de estruturas impermeáveis e o segundo a diferentes estudos de interação de ondas com estruturas impermeáveis e porosas. O modelo SPH está atualmente em fase de desenvolvimento e validação.

O modelo numérico SPH utilizado e desenvolvido no LNEC é baseado no código SPHysics, na sua versão 1.4 (SPHysics code, 2009), inspirado na formulação proposta inicialmente por Monaghan (1994). Neste modelo, é utilizada a técnica de fluido pouco compressível, i.e. a pressão é calculada através de uma equação de estado que relaciona a pressão no fluido com a massa volúmica. O modelo SPH tem vindo a ser desenvolvido e validado no LNEC com o objetivo de o aplicar a estudos de interação onda-estrutura, concretamente para o cálculo de galgamento, reflexão e forças em estruturas marítimas (Didier e Neves, 2008, 2009a, 2009b, 2009c, 2010, 2012; Didier et al., 2011). O modelo numérico é desenvolvido com base nas equações da Dinâmica dos Fluidos escritas nas suas formas Lagrangianas. As equações são escritas no formalismo SPH com base na teoria dos integrais de interpolação que usam kernels de interpolação. O método SPH, que não necessita de malha e não requer tratamento específico para a superfície livre, permite modelar as trajectórias das partículas do fluido que interagem entre si segundo as equações de Navier-Stokes e obter, como resultados, valores de diferentes grandezas, tais como o campo de velocidades e pressões, etc. O método SPH apresenta, assim, um grande potencial na simulação de escoamentos complexos, como os que ocorrem na interação onda estrutura, na rebentação e no galgamento, embora exija um elevado tempo de execução.

Com o objectivo de validar o modelo numérico SPH, foram realizados ensaios em modelo físico de interação de ondas regulares com um quebra-mar de talude impermeável de declive 2:3. Estes ensaios foram propositadamente definidos de forma a garantir uma reprodução consistente com as características do modelo numérico: as condições limite são iguais às do modelo físico, no que diz respeito quer às dimensões do domínio de cálculo quer ao movimento do batedor, do tipo pistão, de modo a reproduzir as mesmas condições de agitação. A validação do modelo numérico é realizada com base nos dados recolhidos nos ensaios: as séries temporais de elevação de superfície livre em 4 sondas, o volume galgado e as séries temporais de pressão em 2 sensores de pressão colocados no talude. Estes ensaios fazem parte de um conjunto, mais amplo, de ensaios em modelo físico realizados especificamente para validar o modelo SPH. Neste âmbito, o modelo SPH foi já validado no que respeita à interação entre ondas incidentes regulares e um quebra-mar misto impermeável, mostrando que o modelo consegue estimar corretamente a elevação de superfície livre no canal e as forças na parede vertical do quebra-mar, mesmo nos casos complexos onde ocorrem impactos na estrutura (Didier et al., 2011, 2012; Martins, 2012).

O princípio fundamental no qual são baseados os diferentes métodos SPH e o modelo numérico utilizado em particular, são apresentados no ponto 2. No ponto 3 apresentam-se o caso de estudo e a modelação física. No ponto 4, os resultados numéricos obtidos são comparados com os dados dos ensaios em modelo físico. Finalmente, o artigo termina com as conclusões e a descrição dos futuros desenvolvimentos do modelo numérico SPH.

## 2. MODELO NUMÉRICO SPH

Os métodos SPH foram utilizados inicialmente em astrofísica (Gingold e Monaghan, 1977; Lucy, 1977) e aplicados mais tarde à hidrodinâmica (Monaghan, 1994). Neste caso, o fluido é considerado como constituído por partículas, ou seja, por pequenos volumes de água.

O método SPH, que não necessita de malha, permite modelar as trajectórias das partículas do fluido que interagem entre si segundo as equações de Navier-Stokes escritas no formalismo SPH, ou seja, escritas com base na teoria dos integrais de interpolação que usam kernels de interpolação. A abordagem Lagrangiana dos métodos SPH, que consiste no seguimento das partículas do fluido durante um determinado intervalo de tempo de forma a obter a sua trajectória, velocidade e pressão em função da posição inicial e do tempo, difere da abordagem Euleriana onde, para um determinado ponto do espaço, se obtém a velocidade e a pressão em função do tempo necessitando assim de uma malha.

### 2.1 Princípio fundamental dos métodos SPH

O princípio fundamental dos métodos SPH consiste em aproximar um escalar, uma função ou um tensor usando a teoria dos integrais de interpolação. O integral de interpolação de uma função  $f(r)$  é dado por:

$$f(r) = \int f(r')W(r-r',h)dr' \quad (1)$$

onde  $W$  é o kernel de interpolação, ou seja, uma função analítica e  $h$  determina a dimensão do suporte desta função, a qual limita a resolução do método. O parâmetro  $h$  é denominado de *smoothing length* e controla a dimensão do domínio de influência do kernel. O seu valor deve ser superior à separação inicial das partículas,  $d_o$ .

Numericamente, a função  $f(r)$  é conhecida apenas em pontos discretos, as partículas, e os integrais de interpolação são aproximados por um somatório. A aproximação da função  $f$  associada à partícula  $a$  e à posição  $r_a$  é dada por:

$$f(r_a) \approx \sum_b m_b \frac{f_b}{\rho_b} W_{ab} \quad (2)$$

onde  $f_b$  é o valor da função  $f$  associado à partícula  $b$  localizada em  $r_b$ ,  $W_{ab}=W(r_a-r_b, h)$  é o valor da função de interpolação na posição  $(r_a-r_b)$ ,  $m_b$  a massa e  $\rho_b$  a densidade da partícula  $b$ .

O kernel de interpolação é uma função analítica que pode ser diferenciada sem necessitar de uma malha espacial. Numericamente, o kernel é uma função com um suporte compacto dentro duma região determinada por um raio de  $2h$  (Figura 1), mais pequeno que a escala típica do problema. No entanto, o parâmetro  $h$  deve ser, tal como foi referido anteriormente, superior à separação inicial das partículas,  $d_o$ . Assim, uma partícula está apenas em interacção com as partículas contidas no domínio de influência definido pela dimensão do suporte do kernel e cada uma destas partículas tem uma contribuição para o kernel (Figura 1).

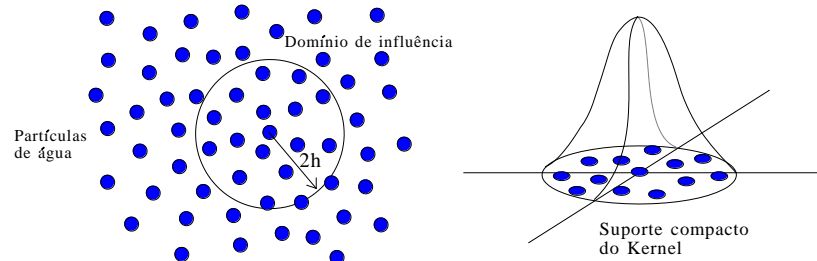


Figura 1. Domínio de influência do kernel, partículas que contribuem para a interpolação e suporte compacto do kernel.

Existem diversos kernels na literatura (Liu, 2003). Nas simulações numéricas realizadas no presente estudo foi utilizado o kernel de interpolação *quadratic* (Johnson et al., 1996; Dalrymple e Rogers, 2006), por ter a particularidade de não ter ponto de inflexão na sua primeira e segunda derivada no intervalo de definição da função. Este kernel é definido pela função analítica dada por:

$$W(q, h) = \frac{3}{2\pi h^2} \left( \frac{q^2}{4} - q + 1 \right) \text{ para } 0 \leq q \leq 2 \quad (3)$$

onde  $q=(r_a-r_b)/h$ .

## 2.2 Equações da Dinâmica dos Fluidos na forma Lagrangiana

As equações SPH bidimensionais são baseadas na formulação Lagrangiana da equação de conservação da quantidade de movimento e de continuidade:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \Pi + g \quad (4)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\text{div}(v) \quad (5)$$

onde  $t$  é o tempo,  $\Pi$  representa os termos viscosos,  $g = (0, -9.81) \text{ m.s}^{-2}$  é a aceleração da gravidade,  $v$ ,  $P$  e  $\rho$  são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa volúmica.

Na formulação SPH *standard* (Monaghan, 1994), na qual o fluido é considerado pouco compressível, a pressão é calculada através de uma equação de estado (Batchelor, 1974) e a partir da massa volúmica do fluido:

$$P = B \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \text{ com } B = \frac{c_0^2 \rho_0}{\gamma} \quad (6)$$

sendo  $\gamma=7$ ,  $\rho_0$  a massa específica de referência e  $c_0$  a velocidade do som.

As trajectórias das partículas são calculadas ao longo do tempo e obtêm-se através da seguinte relação:

$$\frac{dr}{dt} = v \quad (7)$$

onde  $r$  é a posição da partícula.

### 2.3 Modelo numérico SPH

O modelo numérico SPH utilizado e desenvolvido no LNEC é baseado no código *freeware* SPHysics (Gómez-Gesteira et al., 2008), na sua versão 1.4 (Crespo, 2008; SPHysics code, 2009), inspirado na formulação SPH *standard* proposta por Monaghan (1992, 1994). Neste modelo, é utilizada a técnica de fluido pouco compressível, o que permite calcular a pressão directamente através de uma equação de estado (Batchelor, 1974), que relaciona a pressão no fluido com a massa volúmica. O modelo numérico SPH utilizado no LNEC é, assim, uma versão alterada do modelo SPHysics, para modelação específica de propagação de ondas e de interacção entre ondas e estruturas costeiras (impermeáveis e porosas).

Nas equações SPH, a equação discreta de conservação da quantidade de movimento é dada por:

$$\frac{Dv_a}{Dt} = \sum_b m_b \left( \frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} + \Pi_{ab} \right) \cdot \nabla_a W_{ab} + g \quad (8)$$

onde  $t$  é o tempo,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $v_a$ ,  $P_a$  e  $\rho_a$  são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa volúmica de uma dada partícula  $a$ ,  $P_b$ ,  $\rho_b$  e  $m_b$  são, respectivamente, a pressão, a massa volúmica e a massa de uma dada partícula  $b$  contida no suporte compacto do kernel,  $W_{ab}$  é o kernel de interpolação e  $\Pi_{ab}$  é o termo de viscosidade. Finalmente,  $\nabla_a W_{ab}$  é o gradiente do kernel.

O modelo de turbulência SPS – Sub-Particle Scale (Gotoh et al., 2001) é o utilizado, pois inclui não só um modelo de viscosidade mas também os efeitos ligados à turbulência através de um modelo derivado dos modelos do tipo LES (*Large Eddy simulation*). O modelo de viscosidade artificial (Monaghan, 1992), que necessita de calibração de dois parâmetros empíricos, é frequentemente utilizado para estabilizar o processo numérico, mas introduz uma difusão numérica importante, que pode alterar significativamente a altura das ondas (Didier et al., 2009).

A equação discreta de conservação de massa, no formalismo SPH, é dada por:

$$\frac{D\rho_a}{Dt} = \sum_b m_b (u_a - u_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \quad (9)$$

As partículas movem-se de acordo com a seguinte equação:

$$\frac{Dr_a}{Dt} = u_a \quad (10)$$

Não se usa, no modelo SPH, a clássica correcção XSPH (Monaghan, 1994), que tem tendência a destabilizar o processo numérico, favorecendo o atravessamento das fronteiras sólidas pelas partículas fluidas (Didier et al., 2009).

É necessário, ainda, uma última equação, a equação de estado (Batchelor, 1974), que relaciona a pressão no fluido com a massa volúmica e é dada por:

$$P = B \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (11)$$

Esta equação subentende que o fluido é compressível. Por razões de ordem numérica, o valor de  $c_0$  deve ser suficientemente alto para reduzir as flutuações devidas à massa volúmica e suficientemente baixo para permitir que o modelo corra com um passo de cálculo razoável. Assim, é considerado normalmente, no cálculo, um valor de velocidade do som consideravelmente menor do que o seu valor real.

A cinemática dos escoamentos em modelos SPH é geralmente realista. Contudo, um problema inerente à formulação convencional SPH (modelo pouco compressível), baseada na formulação de Monaghan (1992, 1994), é a estabilidade da pressão. Análises preliminares (Didier et al., 2011, 2012; Martins, 2012), comparando resultados numéricos e experimentais, mostram que a re-normalização da massa volúmica é absolutamente necessária para estabilizar a pressão e calcular correctamente as forças. No entanto, a re-normalização da massa volúmica induz uma difusão numérica e uma redução da elevação da superfície livre. Com estes resultados, optou-se por aplicar a re-normalização apenas nas imediações da estrutura onde se pretende calcular a pressão e a força. Com esta abordagem, a propagação das ondas no canal não sofre difusão numérica e a pressão nas imediações da estrutura é estabilizada sem prejudicar a correcta propagação das ondas.

As instabilidades de pressão podem ser resolvidas corrigindo a função kernel, recalculando o valor da massa volúmica das partículas. A aplicação da re-normalização da massa volúmica é realizada a cada 30 iterações (valor clássico) aplicando o filtro de Shepard (Panizzo, 2004) de fácil implementação. O novo valor de massa volúmica de uma dada partícula  $a$  é calculada através de:

$$\bar{\rho}_a = \sum_b m_b \tilde{W}_{ab} \quad (12)$$

$$\tilde{W}_{ab} = \frac{W_{ab}}{\sum_b W_{ab} \frac{m_b}{\rho_b}} \quad (13)$$

No modelo SPH do LNEC, a integração no tempo é realizada utilizando o algoritmo Previsão-Correção (Monaghan, 1989). O passo de tempo é controlado automaticamente, respeitando as condições propostas por Monaghan e Kos (1999). A velocidade das partículas é calculada usando a equação discreta de conservação do momento, a massa volúmica é definida a partir da equação discreta da continuidade e, a partir destas, é calculada a posição das partículas. A pressão é calculada a partir da massa volúmica, usando a equação de estado de Tait (Batchelor, 1974).

## 2.4 Condições de fronteiras e condições limites

As condições de fronteira não aparecem directamente no formalismo SPH. Das condições de fronteira existentes, recorre-se no presente modelo às condições de fronteiras repulsivas, ou seja, é imposta uma força de repulsão nas partículas que constituem a fronteira sólida do domínio computacional. Classicamente, a distribuição das partículas sólidas segue a distribuição adoptada para as partículas fluidas, ou seja a distância entre partículas é  $d_o$ , quer na direcção horizontal quer na vertical. No entanto, verifica-se que as partículas fluidas podem atravessar a fronteira sólida, a *priori* impermeável. Para evitar este problema, foram introduzidas duas alterações no programa: a distância entre partículas das fronteiras é  $d_o$  independentemente da orientação da fronteira; aplica-se uma técnica de divisão das partículas da fronteira sólida, que permite reforçar a impermeabilidade desta fronteira. A técnica consiste em colocar partículas sólidas na fronteira sólida a cada  $d_o/2$ , em vez de  $d_o$  como se faz classicamente. Como a massa e o volume das partículas fluidas são  $m$  e  $V$ , respectivamente, as partículas sólidas passam a ter uma massa  $m/2$  e um volume  $V/2$  (Figura 2).

## 2.5 Absorção activa das ondas refletidas para modelar um canal semi-infinito

As ondas são geradas usando um batedor pistão com absorção activa das ondas reflectidas, o que permite simular um canal numérico de ondas semi-infinito (Didier e Neves, 2012). É, assim, possível realizar estudos com durações da simulação importantes e conseguir efetuar análises estatísticas dos resultados das simulações.

Uma alteração recente no modelo numérico, ao nível da técnica de absorção activa das ondas refletidas, consistiu em corrigir a deriva da posição média do batedor ao longo do tempo que se observa em algumas configurações de ensaios. É um fenómeno que existe também em canal de ondas experimental e que deve ser corrigido. O princípio de correção da deriva do batedor adoptado no canal numérico de ondas é similar ao utilizado em canal experimental, ou seja, a correção da deriva do batedor é realizada em tempo real de maneira a conservar a posição média do batedor igual, ou próxima, da sua posição inicial de repouso. A Figura 3 apresenta a posição do batedor ao longo do tempo

sem e com correcção da deriva do batedor. Verifica-se que a técnica de correcção implementada permite eliminar a deriva regular da posição do batedor e que a posição média do batedor a partir do tempo 13s encontra-se perto de 0.35m, um pouco superior à sua posição inicial localizada a 0.30m, que corresponde à sua posição de equilíbrio.

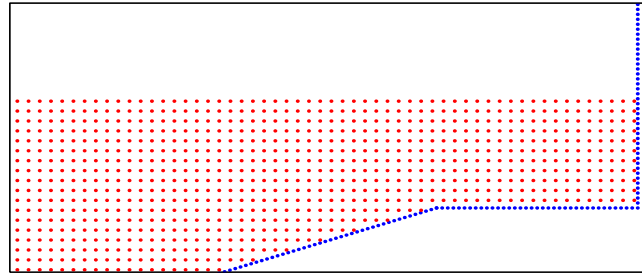


Figura 2. Domínio computacional: posição das partículas sólidas da fronteira (azul), com um espaçamento  $d_o/2$  entre partículas, e distribuição inicial das partículas fluidas (vermelho) com uma distribuição segundo uma grelha cartesiana regular com  $d_o$ .

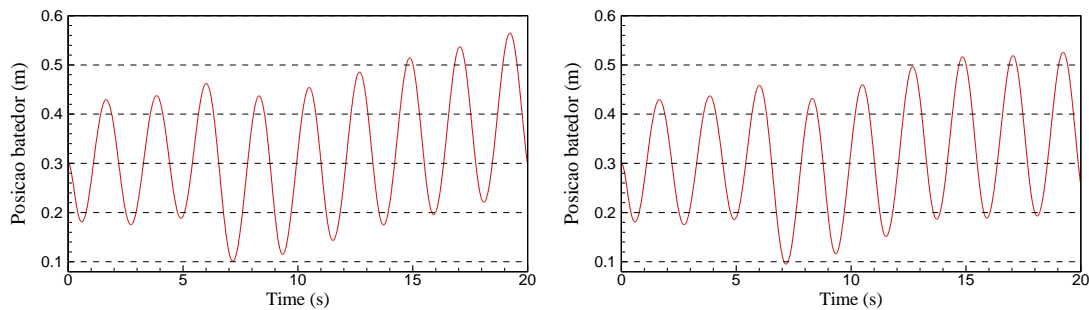


Figura 3. Posição do batedor ao longo do tempo sem (esquerda) e com (direita) correcção da deriva do batedor.

## 2.6 Técnica de refinamento das partículas fluidas

O método SPH apresenta, tal como referido, uma grande potencialidade na simulação de escoamentos complexos, como os que ocorrem na interacção onda-estrutura, na rebentação e no galgamento, embora exija um elevado tempo de execução.

Com o objectivo de reduzir o tempo CPU de cálculo do modelo numérico, foi implementada uma técnica de refinamento que consiste na divisão das partículas fluidas em 2, 3 ou 4 partículas ao longo do tempo de cálculo (Figura 4). Esta técnica permite correr o programa com uma resolução relativamente grosseira e com um tempo CPU relativamente curto para modelar a parte transiente do escoamento, i.e., antes da estabilização da interacção entre onda incidente e reflectida pela estrutura. Após estabilização, aplica-se a técnica de divisão das partículas fluidas em todo o domínio computacional, permitindo assim aumentar a resolução para obter resultados mais precisos. A técnica é evidentemente aplicada para estudos em canal de ondas semi-infinito, onde a parte relativa ao escoamento transiente não é relevante para a análise dos resultados.

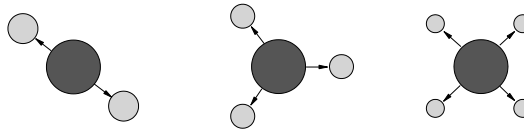


Figura 4. Refinamento por divisão das partículas fluidas, em dois, três ou quatro partículas mais pequenas.

## 3. MODELAÇÃO FISICA

Os ensaios em modelo físico foram realizados no Canal de Ondas Irregulares 1 (COI1) do LNEC. Este canal tem um comprimento total de 49.40m, com uma largura de 1.60m (0.80m de largura útil) e uma altura de 1.20m. Está equipado com um batedor do tipo pistão, dispondo de um sistema de absorção dinâmica de ondas reflectidas (AWASYS – *Active Wave Absorption System*). No entanto nos presentes ensaios não foi utilizado o sistema de absorção dinâmica.

A geometria ensaiada representa um quebra-mar impermeável com a sua parede inclinada a 2:3. O quebra-mar é assente num talude, construído em madeira, com um declive de 1:3. A parede inclinada do quebra-mar, em acrílico, assenta no topo do talude. As dimensões da secção transversal do modelo encontram-se definidas na Figura 5. A estrutura situa-se 3.62m a sotamar do bateror, sobre um fundo horizontal. As características do modelo físico foram definidas com o propósito de tornar viável a sua reprodução em modelo numérico.

O canal foi equipado com quatro sondas de superfície livre do tipo resistivo. As sondas foram, respectivamente, colocadas a uma distância de 2.64m (sonda G1), 3.36m (sonda G2), 3.62m (sonda G3) e 3.94m (sonda G4) do bateror. Dois sensores de pressão, P1 e P2, colocados na parede inclinada do quebra-mar permitem adquirir a variação de pressão no tempo. O centro do sensor de pressão P1 está localizado a um terço do pé da estrutura (4.262m, 0.2543m) e o do sensor de pressão P2 a dois terços (4.372m, 0.3276m). Por fim, o volume galgado,  $V_r$ , é medido a partir da medição de variação de altura de água num reservatório. Os dados experimentais foram adquiridos com uma frequência de 400Hz (Didier et al., 2011, 2012; Martins, 2012).

Os ensaios realizados contemplaram alturas de onda,  $H$ , entre 0.08m e 0.14m, com períodos de onda,  $T$ , entre 1.1s e 1.6s e profundidades junto ao bateror,  $d$ , de 0.266m e 0.325m. Nos ensaios foram simuladas 12 ondas para ter um tempo de simulação compatível com o tempo de cálculo do modelo numérico SPH. Contudo, no presente trabalho, apresenta-se a validação do modelo numérico baseada unicamente em dois ensaios realizados com a profundidade de 0.325m e o período de 1.3s, sendo simuladas duas alturas de onda,  $H=0.10m$  e  $H=0.14m$ .

Tratam-se de ensaios complexos, onde intervêm um conjunto de fenómenos que alteram significativamente as características da onda, tais como a rebentação e posterior reflexão na estrutura, galgamento da estrutura e reflexão das ondas no bateror.

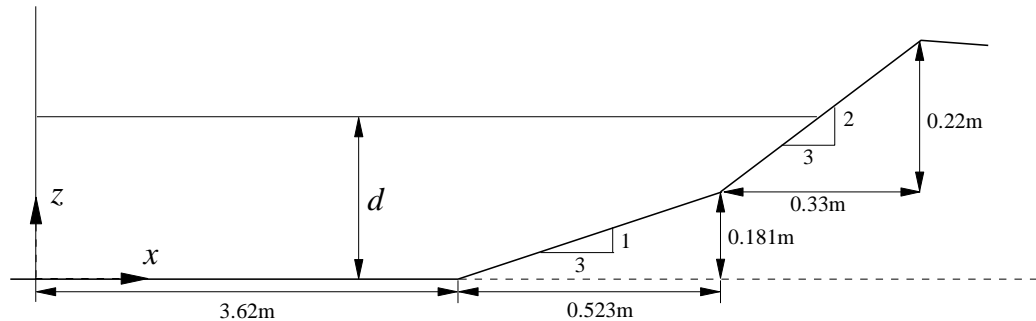


Figura 5. Representação esquemática do canal e da estrutura inclinada (2:3).

#### 4. COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS

O domínio computacional é constituído, à esquerda, por um bateror de tipo pistão sem absorção dinâmica e, à direita, pela estrutura costeira em estudo. As dimensões geométricas adoptadas no modelo numérico são idênticas às dimensões do modelo físico.

Foram analisadas duas ondas regulares incidentes com período de 1.3s e alturas de onda de 0.10m e 0.14m. A profundidade do canal é de 0.325m nos dois casos. A geração das ondas regulares é realizada por um bateror pistão, como já foi referido, com amplitude de movimento igual à dos ensaios em modelo físico, ou seja 0.5048m e 0.7076m para altura onda de 0.10m e 0.14m, respectivamente.

O modelo de viscosidade utilizado é o SPS, o kernel é o *quadratic* e o esquema de integração no tempo é o esquema de Previsão-Correção. A re-normalização da massa volumica não é utilizada.

A resolução do domínio de cálculo adoptada para cada caso de onda simulada é apresentada na Tabela 1, onde são igualmente indicadas as resoluções relativamente à profundidade do canal,  $d$ , à altura,  $H$ , e ao comprimento de onda,  $L$ .

Tabela 1. Características da resolução do domínio computacional.

$H$ (m)	$d_o$ (m)	Nº part.	Resolução (m)		
			$d$	$H$	$L$
0.10	0.002006	330513	162	50	1007
0.14	0.002321	247259	140	60	870

A simulação numérica foi realizada para um tempo de 12.0s, aproximadamente correspondente ao tempo útil dos ensaios. O passo de tempo médio, para a altura de onda 0.10m e 0.14m, é de  $1.5 \times 10^{-5}$ s e  $1.7 \times 10^{-5}$ s, respectivamente.

O tempo CPU por período de onda, para as alturas de onda 0.10m e 0.14m, é da ordem de 36 horas e 22 horas, respectivamente, num computador PC Intel Core(TM) i7 930 com 2.80GHz.

Os resultados numéricos de elevação de superfície livre nas 4 sondas (G1 a G4), de pressão nos dois sensores de pressão (P1 e P2) e o volume galgado por onda ( $V_r$ ) são aqui comparados com as medições obtidas em modelo físico. O espraçamento é também apresentado, embora não se disponham destes valores nos ensaios em modelo físico.

Nas Figuras 6 a 9 e 10 a 13 são apresentadas as séries temporais da elevação de superfície livre nas 4 sondas, G1 a G4, o volume galgado, a pressão nos sensores P1 e P2 e o espraçamento, para as alturas de onda  $H=0.10\text{m}$  e  $0.14\text{m}$ , respectivamente, obtidas com o modelo numérico SPH e com as medições dos ensaios em modelo físico.

A deformada da superfície livre é bem simulada pelo modelo numérico, para as 4 sondas, e apresenta uma boa concordância com os dados experimentais, indicando que a resolução utilizada, quer na horizontal quer na vertical, é adaptada ao problema a resolver, no que diz respeito à propagação das ondas e à interação entre onda incidente e onda reflectida, quer pela estrutura quer pelo batedor. No entanto, verificam-se diferenças mais significativas na sonda G4, que se encontra a meio do talude a 1:3, a partir do tempo de 8-9s, quando os efeitos de re-reflexão aparecem no canal, ou seja, quando as ondas re-refletidas pelo batedor chegam à estrutura. Não obstante os efeitos de re-reflexão do batedor no canal e os fenómenos fortemente não lineares, a elevação de superfície livre nas sondas G1 a G3 é muito bem simulada pelo modelo, apresentado uma muito boa concordância com os dados dos ensaios em modelo físico, onde os mesmos efeitos são observados.

O espraçamento obtido pela simulação numérica para a altura de onda 0.10 e 0.14m é similar. A análise dos resultados permite verificar que a velocidade de deslocação da frente do espraçamento é maior para a onda de altura  $H=0.14\text{m}$ , indicando um espraçamento mais energético para esta onda que para a onda de 0.10m. A posição inferior do espraçamento é similar para as duas alturas de onda.

O volume galgado calculado ao longo do tempo obtido com o modelo numérico apresenta uma muito boa concordância com os resultados dos ensaios para  $H=0.14\text{m}$ , embora esteja um pouco subestimado para  $H=0.10\text{m}$ . Neste último caso, a diferença mais significativa de volume galgado observada entre resultados numéricos e experimentais pode estar ligada à falta de resolução, ou seja, a uma resolução insuficiente em termos de altura de onda. Dos vários estudos realizados anteriormente e dos resultados obtidos para outras condições modeladas (altura de onda, período de onda e profundidade no canal), parece ser necessário considerar pelo menos 60 partículas por altura de onda para obter resultados numéricos independentes da resolução. A análise mais detalhada do volume galgado por onda é apresentada mais a frente, na Tab. 2.

A variação de pressão nos dois sensores de pressão é globalmente bem estimada. Observam-se diferenças mais significativas depois de 9-10s, ou seja, quando as ondas re-refletidas pelo batedor interagem com a estrutura. A concordância entre resultados numéricos e experimentais no sensor de pressão P1 é melhor que no sensor de pressão P2. Isso pode ser atribuído às limitações de funcionamento dos sensores de pressão nos ensaios para os pequenos períodos de onda (tal como o período utilizado nos ensaios,  $T=1.3$ ) e da sua resposta. As flutuações de pressão observadas são devidas a não re-normalização da massa volúmica que permite estabilizar a pressão mas induz uma forte redução do volume galgado nos testes efectuados. Por esta razão não foi utilizada a re-normalização da massa volúmica nas simulações realizadas.

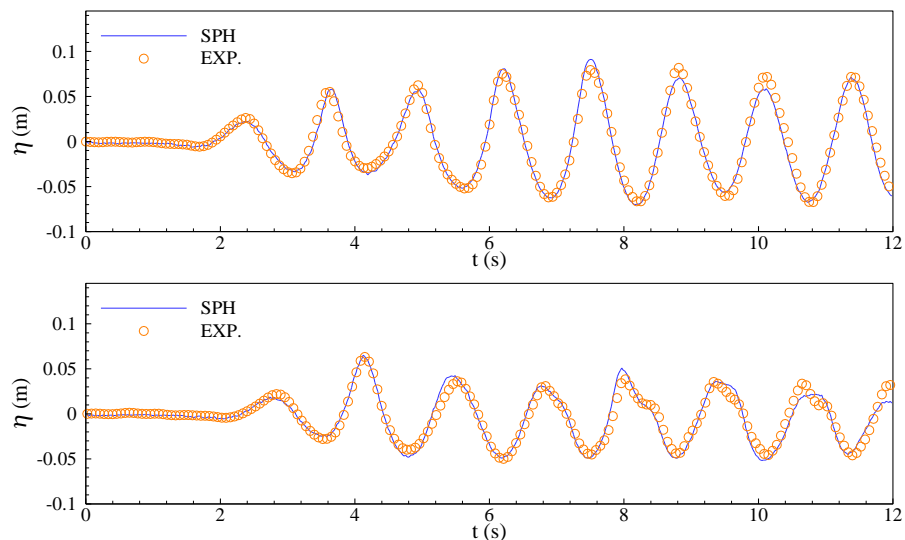


Figura 6. Elevação de superfície livre obtida com o modelo numérico SPH e com o modelo físico nas sondas G1 e G2 para  $H=0.10\text{m}$  (continuação).



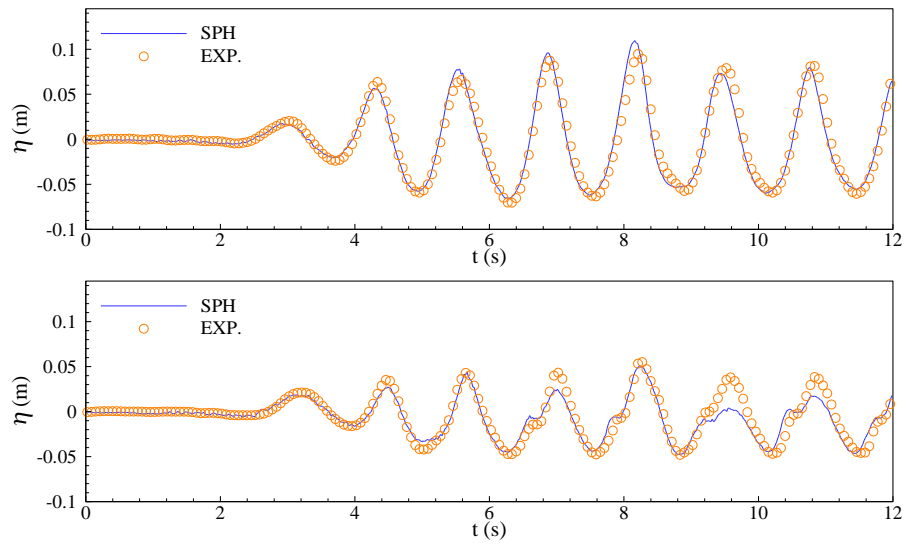


Figura 6. Elevação de superfície livre obtida com o modelo numérico SPH e com o modelo físico nas sondas G3 e G4 para  $H=0.10\text{m}$ .

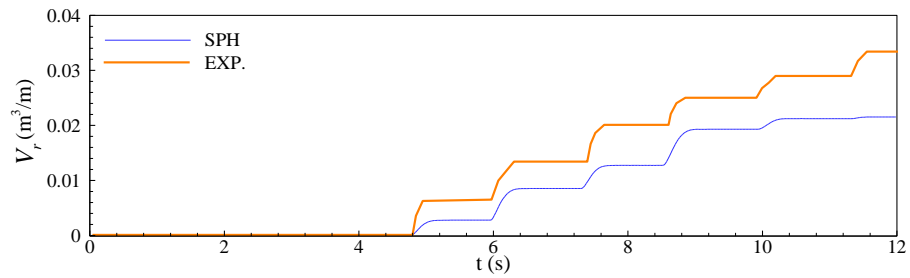


Figura 7. Volume galgado obtido com o modelo numérico SPH e com o modelo físico para  $H=0.10\text{m}$ .

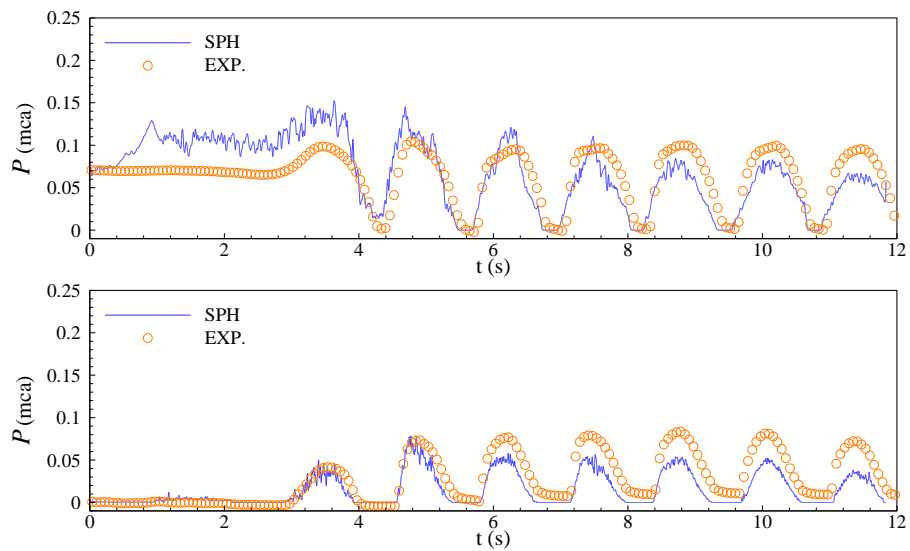


Figura 8. Pressão obtida com o modelo numérico SPH e com o modelo físico nos sensores de pressão P1 e P2 para  $H=0.10\text{m}$ .

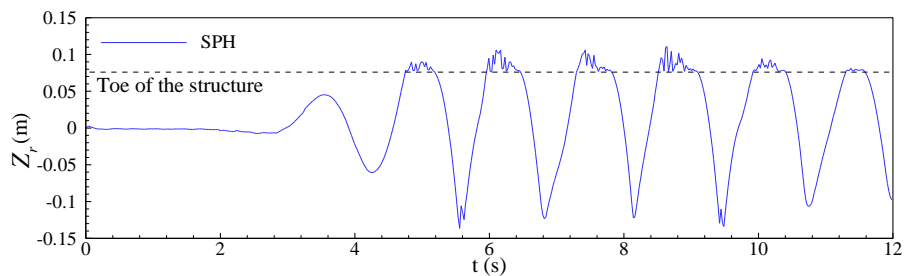


Figura 9. Espreamento obtido com o modelo numérico SPH para  $H=0.10\text{m}$ .

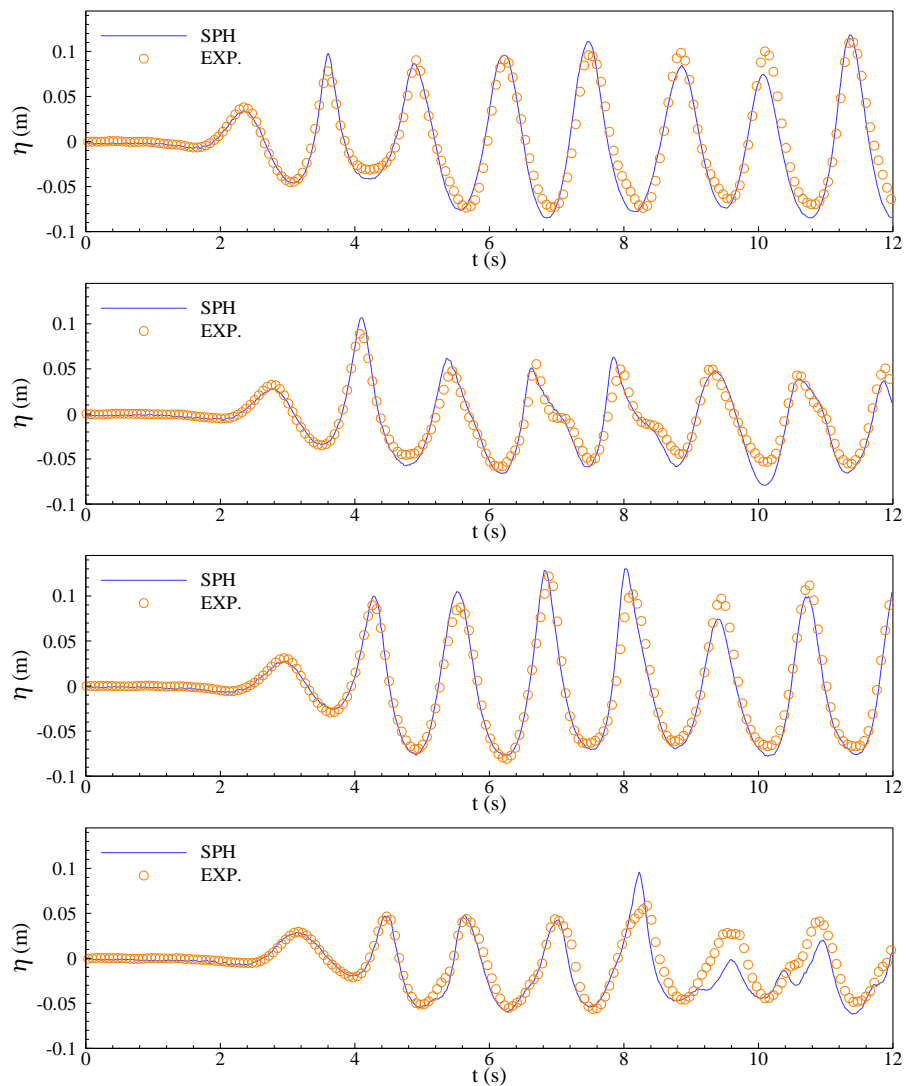


Figura 10. Elevação de superfície livre obtida com o modelo numérico SPH e com o modelo físico nas sondas G1, G2, G3 e G4 para  $H=0.14\text{m}$ .

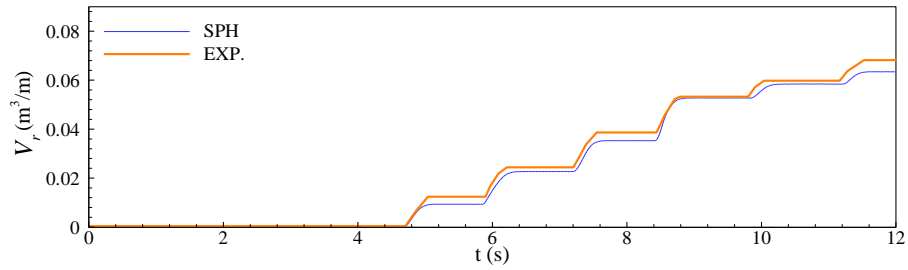


Figura 11. Volume galgado obtido com o modelo numérico SPH e com o modelo físico para  $H=0.14\text{m}$ .

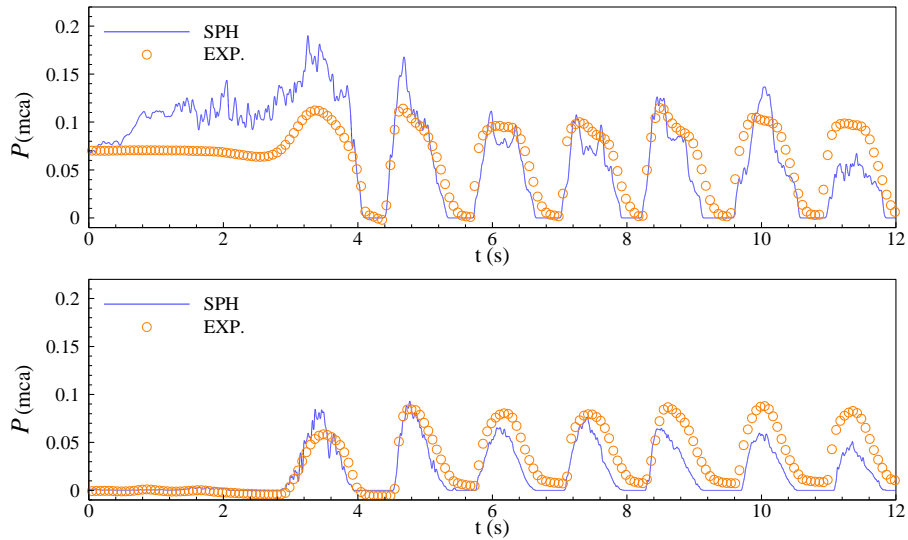


Figura 12. Pressão obtida com o modelo numérico SPH e com o modelo físico nos sensores de pressão P1 e P2 para  $H=0.14\text{m}$ .

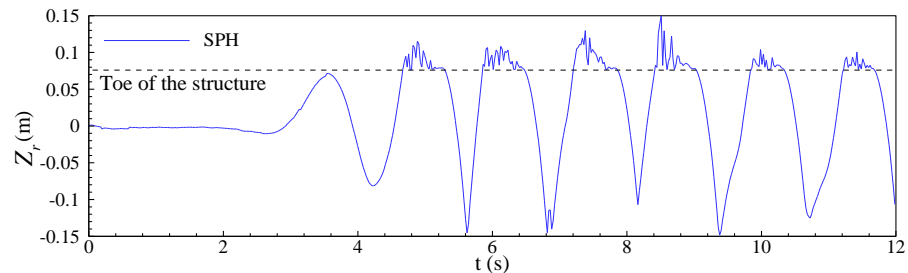


Figura 13. Espreamento obtido com o modelo numérico SPH para  $H=0.14\text{m}$ .

O volume galgado por metro linear de estrutura ao longo do tempo e por metro linear de estrutura por onda (ondas W1 a W6), para os resultados obtidos nos ensaios em modelo físico e no modelo numérico, são apresentados na Tab. 2. Verifica-se um erro maior, quer para o volume galgado ao longo do tempo, quer para o volume galgado por onda, para a onda de menor altura,  $H=0.10\text{m}$ . Comparando os resultados numéricos e experimentais, verifica-se que o volume galgado acumulado das 6 ondas apresenta um erro de 35.6% e 9.7% para a altura de onda de 0.10m e 0.14m, respetivamente. Para o volume galgado por onda, o erro médio é de 48.2% e 27.2% para a altura de onda de 0.10m e 0.14m, respetivamente. A resolução é provavelmente insuficiente no caso de altura de onda 0.10m, com apenas 50 partículas por altura de onda. Para o caso de altura de onda de 0.14m, a resolução parece adequada para ter uma boa resolução do problema. A concordância entre resultados numéricos e dados experimentais é boa, com um erro médio inferior a 10% para o volume galgado acumulado e de 27.2% para o volume galgado por onda.

A Figura 14 apresenta, para dois instantes de tempo, a posição das partículas para o caso de uma onda sinusoidal de altura  $H=0.14\text{m}$ . Nesta figura observa-se a interação entre a onda incidente e a onda reflectida pela estrutura e a lâmina de água produzida pelo espreamento da onda no talude, que galga o coroamento do quebra-mar.

Tabela 2. Análise do volume galgado.

$H$ (m)			W1	W2	W3	W4	W5	W6	Média
0.10	Volume (m <sup>3</sup> /m)	SPH	0.0280	0.0085	0.0127	0.0193	0.0212	0.0215	-
		Exp.	0.0064	0.0134	0.0200	0.0249	0.0289	0.0334	-
		Erro %	56.18	36.27	36.30	22.57	26.73	35.48	35.59
	Volume / onda (m <sup>3</sup> /m/onda)	SPH	0.0028	0.0057	0.0042	0.0066	0.0019	0.0003	-
		Exp.	0.0064	0.0070	0.0066	0.0049	0.0040	0.0044	-
		Erro %	56.18	18.12	36.36	33.00	52.49	92.97	48.19
0.14	Volume (m <sup>3</sup> /m)	SPH	0.0093	0.0227	0.0353	0.0527	0.0584	0.0634	-
		Exp.	0.0130	0.0238	0.0398	0.0534	0.0613	0.0688	-
		Erro %	28.44	4.66	11.25	1.20	4.76	7.83	9.69
	Volume / onda (m <sup>3</sup> /m/onda)	SPH	0.0093	0.0134	0.0126	0.0174	0.057	0.0050	-
		Exp.	0.0130	0.0108	0.0160	0.0136	0.079	0.0075	-
		Erro %	28.44	24.00	21.07	28.14	28.61	32.89	27.19

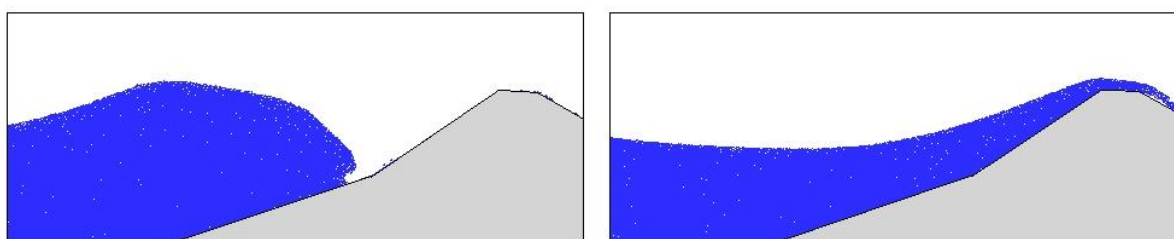


Figura 14. escoamento obtido com o modelo numérico SPH para  $H=0.14$ m.

## 5. CONCLUSÕES E DESENVOLVIEMENTO FUTUROS

O modelo numérico SPH do LNEC, baseado no modelo SPHysics, está a ser desenvolvido para resolver problemas de engenharia costeira. O modelo já foi validado e aplicado na análise da elevação de superfície livre e do galgamento de vários tipos de estruturas costeiras.

No entanto, para validar e analisar com maior precisão o desempenho do modelo numérico SPH, foram realizados, no LNEC, ensaios em modelo físico de interação de ondas regulares com um quebra-mar de talude impermeável. Estes ensaios foram propositadamente definidos de forma a garantir uma reprodução consistente com as características do modelo numérico: as condições limite são iguais às do modelo físico, quer no que diz respeito a dimensões do domínio de cálculo quer ao movimento do batedor, do tipo pistão, de modo a reproduzir as mesmas condições de agitação. Este é um caso difícil de modelar numericamente, pois inclui vários fenómenos complexos e não lineares, como a rebentação e a reflexão da onda, o impacto da onda no talude da estrutura e o galgamento.

A comparação dos resultados numéricos com os dados de ensaios em modelo físico para uma estrutura impermeável, concretamente da elevação de superfície livre no canal, do galgamento e da pressão na estrutura, mostra a capacidade do modelo SPH para modelar correctamente os fenómenos que intervêm no galgamento de estruturas e para prever o caudal médio galgado e as forças (pressões) nas estruturas costeiras. Estão em curso estudos para outras condições de agitação (período e altura de onda) e de profundidade. Para algumas destas condições, estão também em estudo resoluções mais finas para tentar definir um critério de resolução que permita obter resultados independentes da resolução.

Na continuação dos desenvolvimentos já realizados, prevê-se a necessidade de efectuar diferentes melhoramentos no modelo, dos quais se destacam:

- O acoplamento com um programa de propagação da agitação marítima desde o largo até as proximidades da estrutura;
- A simulação de meios porosos utilizando um modelo de meio poroso que permita modelar as camadas de enrocamento subjacentes ao talude exterior constituído por blocos (de enrocamento ou blocos artificiais).

## 6. AGRADECIMENTOS

O primeiro autor agradece à Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) o financiamento da bolsa SFRH/BPD/37901/2007. Os autores agradecem à FCT o financiamento concedido através do projecto

PTDC/ECM/114109/2009, “SPACE – Desenvolvimento e validação de um modelo Smoothed Particle Hydrodynamics para aplicações a estruturas costeiras”.

## 7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Batchelor, G.K., 1974. Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press, UK.
- Crespo, A.J.C., 2008. Application of the Smoothed Particle Hydrodynamics model SPHysics to free-surface hydrodynamics. PhD thesis, Universidade de Vigo, Espanha.
- Dalrymple, R.A. e Rogers, B.D., 2006. “Numerical modeling of water waves with the SPH method”. Coastal Engineering, Vol. 53, No 2-3, pp. 141-147.
- Didier, E. e Neves, M.G., 2008. “Estudo da interação onda-estrutura utilizando um modelo numérico Lagrangiano”. Revista Recursos Hídricos, Vol. 29, No 2, pp. 15-26.
- Didier, E. e Neves, M.G., 2009a. “Wave overtopping of a typical coastal structure of the Portuguese coast using a SPH model”. Journal of Coastal Research, Vol. SI 56, pp. 496-500.
- Didier, E. e Neves, M.G., 2009b. “Coastal flow simulation using SPH: Wave overtopping on an impermeable coastal structure”. In Proceedings of 4th International SPHERIC workshop, pp. 357-364, Nantes, França.
- Didier, E. e Neves, M.G., 2009c. “Metodo Lagrangiano para modelação numérica da interação entre uma onda e uma estrutura costeira”. In Proceedings of Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária, Funchal-Madeira, Portugal.
- Didier, E. e Neves, M.G., 2010. “A Lagrangian Smoothed Particles Hydrodynamics – SPH – method for modelling waves-coastal structure interaction”. In Proceedings of CFD2010 ECCOMAS, Lisboa, Portugal.
- Didier, E., Martins, R., Neves, M.G. e Vasco, J., 2011. “Interaction between wave and coastal structure: validation of two Lagrangian numerical models with experimental results”. In Proceedings of MARINE 2011 – Computational Methods in Marine Engineering IV, Lisboa, Portugal, 28 a 30 de Setembro de 2011
- Didier, E. e Neves, M.G., 2012. “A semi-infinite numerical wave flume using Smoothed Particle Hydrodynamics”. International Journal of Offshore and Polar Engineering – IJOPE, ISSN 1053-5381, Vol. 22, No 3, pp. 193-199.
- Gingold, R.A. e Monaghan, J.J., 1977. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 181, pp. 375-389.
- Gómez-Gesteira, M., Rogers, B.D., Dalrymple R.A., Crespo A.J.C. e Narayanaswamy, 2008. User Guide for the SPHysics Code v1.4. <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>
- Gotoh, H., Shibahara, T. e Sakai, T., 2001. “Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering”. Computational Fluid Dynamics Journal, Vol. 9, No 4, pp. 339-347.
- Hu, K., Mingham, C.G. e Causon, D.M., 2000. “Numerical simulation of wave overtopping of coastal structures using non-linear shallow water equations”. Coastal Engineering, Vol. 41, pp. 433-465.
- Johnson, G., Stryk, R. e Beissel, S., 1996. “SPH for high velocity impact calculations”. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 139, pp. 347-373.
- Lara, J.L., Ruju, A. e Losada, I.J., 2011. “Reynolds averaged Navier-Stokes modelling of Ion waves induced by transient wave group on a beach”, R. Soc. A, Vol. 467, pp. 1215-1242.
- Liu, G.R., 2003. Mesh free methods. Moving beyond the finite element method. CRC press.
- Lucy, L.B., 1977. “A numerical approach to the testing of the fission hypothesis”. Astron. J., Vol. 82, No 12, pp. 1013-1024.
- Martins, R., 2011, “Análise da interação entre uma onda regular e um quebra-mar vertical usando um modelo numérico Smoothed Particle Hydrodynamics”, Tese de Mestrado, Universidade Nova de Lisboa, Lisboa, Portugal.
- Monaghan, J.J., 1989. “On the problem of penetration in particle methods”. Journal Computational Physics, Vol. 82, pp. 1-15.
- Monaghan, J.J., 1992. “Smoothed Particle Hydrodynamics”. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 30, pp. 543-574.
- Monaghan, J.J., 1994. “Simulating free surface flows with SPH”. Journal of Computational Physics, Vol. 110, pp. 399-406.
- Monaghan, J.J. e Kos, A., 1999. “Solitary waves on a Cretan beach”. Journal of Waterways, Ports, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 125, pp. 145-154.
- Panizzo, A., 2007. Physical and Numerical Modelling of Sub-aerial Landslide Generated Waves. PhD thesis, Università degli Studi di L’Aquila.
- SPHysics code v1.4, 2009. <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>

## 8. AVISO DE RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso incluídos neste artigo.