

ANÁLISE DA INTERACÇÃO ENTRE UMA ONDA REGULAR E UM QUEBRA-MAR MISTO USANDO UM MODELO NUMÉRICO SPH

E. Didier^{1,2,3}, R. Martins³, M.G. Neves¹

1: Laboratório Nacional de Engenharia Civil – LNEC
Departamento de Hidráulica e Ambiente, Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas
Av. do Brasil, 101, 1700-066, Lisboa, Portugal
e-mail: {edidier, gneves}@lnec.pt

2: Marine Environment and Technology Center MARETEC
Instituto Superior Técnico
Av. Rovisco Pais, 1049-001, Lisboa, Portugal

3: Universidade Nova de Lisboa - FCT
Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial
Campus de Caparica 2829-516, Monte da Caparica, Portugal
e-mail: ricardomartins3@gmail.com

Palavras chave: Estruturas costeiras, Quebra-mar misto, SPH - Smoothed Particle Hydrodynamics, Força

Resumo. *De entre os vários tipos de estruturas de protecção costeira, o quebra-mar vertical é mais utilizado em Portugal em costas com fundos com grande declive, como é o caso da costa da Madeira. Este tipo de estrutura é formado por uma parede vertical, impermeável, onde a onda é reflectida para o largo. Quando comparados com os quebra-mares de talude tradicionais, os quebra-mares verticais permitem uma economia substancial de material com importantes consequências económicas e ambientais. No entanto, sofrem ruína abrupta e não contribuem para o amortecimento da agitação residual dentro da bacia abrigada, sendo o seu paramento interior muito reflector. O quebra-mar misto é, até determinada altura de onda, análogo ao quebra-mar vertical e para alturas superiores, ao provocar a rebentação, funciona em parte como quebra-mar de talude e em parte como quebra-mar vertical, agregando as vantagens (e alguns dos inconvenientes) dos dois tipos de estrutura*

A interacção entre uma onda regular e um quebra-mar misto é estudado neste artigo usando um modelo numérico SPH – Smoothed Particle Hydrodynamics, especialmente adequado para modelar deformações complexas da superfície livre. Os modelos SPH são baseados num método Lagrangiano onde o fluido é representado através de volumes fluidos, que correspondem conceptualmente a partículas que têm uma massa, uma densidade, uma pressão e uma velocidade definidas e permite modelar os escoamentos com superfície livre sem impor condições de fronteira particulares nem realizar nenhum tratamento especial. Após a validação do modelo numérico com resultados obtidos em modelo físico, são modeladas várias alturas de onda e é analisado o tipo de rebentação na proximidade da estrutura, bem como a força exercida sobre a parede vertical do quebra-mar.

1 INTRODUÇÃO

A modelação numérica é uma ferramenta que ganhou maior relevância e aplicabilidade nos últimos anos devido ao desenvolvimento dos métodos computacionais em mecânica dos fluidos. As equações que descrevem o escoamento são já conhecidas há bastante tempo mas, com a melhoria dos meios de cálculo, tornou-se mais fácil obter soluções aproximadas para as mesmas e assim simular cenários de escoamento realistas em tempo útil. As grandes vantagens da modelação numérica prendem-se ao 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 de 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 ou validação no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC): o modelo AMAZON [1], baseado nas equações não lineares de águas pouco profundas; o modelo COBRAS-UC [2], baseado nas equações de Reynolds; e o modelo SPHysics [3], baseado num método Lagrangiano e no conceito *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH). Os modelos AMAZON e COBRAS-UC foram já aplicados com bons resultados em estudos de interacção onda-estrutura, o primeiro especialmente ao estudo do galgamento de estruturas impermeáveis e o segundo a diferentes estudos de interacção de ondas com estruturas impermeáveis e porosas.

O modelo SPHysics tem vindo a ser utilizado, desenvolvido e validado no LNEC desde 2007 com o objectivo de verificar a sua aplicabilidade a estudos de interacção onda-estrutura, concretamente para o cálculo de galgamento, reflexão e forças em estruturas [4] [5] [6] [7] [8] [9]. Este modelo, baseado no método *Smoothed Particle hydrodynamics*, não necessita de malha e só entra no cálculo a parte do espaço ocupado pelo fluido. Assim, o método SPH apresenta uma grande potencialidade na simulação de escoamentos complexos, como os que ocorrem na interacção onda-estrutura e na rebentação, permitindo obter como resultados valores de diferentes grandezas, tais como o campo de velocidades e pressões, embora exija um elevado tempo de execução.

Neste artigo apresenta-se a aplicação do modelo SPHysics ao estudo da interacção da onda com um quebra-mar misto, estrutura especialmente adequada para costas de declive muito acentuado, onde a dimensão e o custo de um quebra-mar tradicional de talude seria consideravelmente superior. No dimensionamento destas estruturas é vital o conhecimento da sua resposta hidráulica, especialmente dos esforços na estrutura. Assim, esta aplicação difere das anteriores, já que se centra não só na simulação do galgamento mas também no cálculo de forças na estrutura.

Assim, no ponto 2 descreve-se o princípio do método SPH, o modelo SPHysics utilizado e a sua implementação numérica. No ponto 3 apresentam-se generalidades sobre os quebra-mares mistos e a configuração da estrutura estudada no presente artigo. A convergência dos resultados com a discretização (i.e. número de partículas) é analisada na secção 4, assim como

a validação do modelo com resultados de ensaios em modelo físico. Finalmente, no ponto 5, apresenta-se a análise dos esforços que actuam no quebra-mar em função da altura de onda incidente.

2 MODELO NUMÉRICO SPH

SPHysics é um modelo numérico bi e tri-dimensional, baseado num método Lagrangiano, que não necessita de malha e que resolve as equações da dinâmica dos fluidos (equações de Navier-Stokes) adequadamente escritas para a aplicação da técnica SPH [10], doravante designadas por equações SPH. Apresentam-se de seguida os princípios do método SPH, incluindo o *kernel* de interpolação utilizado para escrever as equações no formalismo SPH e as respectivas equações discretas. Descreve-se ainda o modelo SPHysics e a sua implementação numérica.

2.1. Princípios 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.

Numericamente, a função $f(r)$ é conhecida apenas em pontos discretos, as partículas, e os integrais de interpolação são aproximados por um somatório. Assim, 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 ρ_b a densidade da partícula b . As derivadas da função f são calculadas analiticamente, simplesmente derivando o *kernel*, o que constituiu uma das vantagens do método SPH.

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. 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).

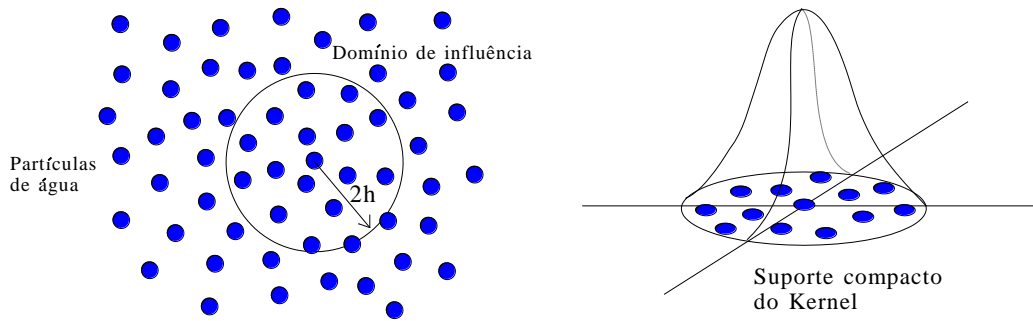


Figura 1: Domínio de influência do *kernel*, partículas que contribuem para a interpolação e suporte compacto do *kernel*

Existem diversos *kernels* na literatura [11]. Nas simulações numéricas realizadas no presente estudo foi utilizado o *kernel* de interpolação *quadratic* [12] [3], 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 $q = (r_a - r_b) / h$.

Este *kernel* não tem ponto de inflexão na sua derivada no intervalo de definição da função.

2.2. Modelo SPHysics

Os métodos SPH foram utilizados inicialmente em astrofísica por Gingold e Monaghan, em 1977 [13], e Lucy, em 1977 [14], e aplicados mais tarde à hidrodinâmica [10]. Neste caso, o fluido é considerado como constituído por partículas, ou seja, por volumes de água. O método SPH, que não necessita de malha, permite modelar as trajetórias 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, de acordo com a equação (1). 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 trajetória, 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 e que necessita de uma malha.

Um dos modelos SPH que se encontra actualmente em desenvolvimento é o modelo SPHysics, que permite modelar escoamentos com superfície livre. Este modelo resulta da colaboração de um grupo de investigadores das universidades Johns Hopkins (EUA), de Vigo (Espanha), de Manchester (Reino Unido) e de Roma La Sapienza (Itália) [15] [16]. O modelo SPHysics é um modelo bi e tri-dimensional que permite modelar fenómenos complexos de deformação de superfície livre, como a rebentação, a reflexão, o *sloshing*, a penetração de um objecto no fluido, etc. É composto por dois programas: um programa de pré-processamento para determinar a posição das partículas da fronteira, as condições limites e a distribuição

inicial das partículas fluidas e um segundo programa que permite resolver as equações discretizadas do problema em estudo.

O modelo numérico SPHysics, na sua versão 1.4 [17], é inspirado na formulação proposta por Monaghan, 1992 [18]. Neste modelo, é utilizada a técnica de fluido pouco compressível. Assim, a pressão no fluido é modelada através de uma equação de estado [19], que relaciona a pressão no fluido com a densidade, ao invés de modelar através de uma equação de pressão de Poisson [20] [21]. Com esta hipótese, a variação de densidade é inferior a 1% [3].

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

$$\frac{Dv_a}{Dt} = \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} + \Pi_{ab} \right) \cdot \nabla_a W_{ab} + g \quad (4)$$

onde t é o tempo, $g=(0, 0, -9.81)$ m.s⁻² é a aceleração da gravidade, v_a , P_a e ρ_a são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa volúmica de uma dada partícula a , P_b , ρ_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 um kernel de interpolação e Π_{ab} é o termo de viscosidade. Finalmente, $\nabla_a W_{ab}$ é dado por:

$$\nabla_a W_{ab} = \nabla_a W(r_a - r_b) = \frac{\partial W_{ab}}{\partial x_a} i + \frac{\partial W_{ab}}{\partial y_a} j \quad (5)$$

onde i e j são os vectores unitários na direcção dos eixos coordenados e (x_a, y_a) são as coordenadas da partícula genérica a .

No modelo SPHysics, foram implementados três modelos para os termos viscosos Π_{ab} : viscosidade artificial [18], viscosidade laminar [22] e viscosidade laminar associada ao modelo de turbulência SPS – *Sub-Particle Scale* [23] [24]. Este último modelo é o utilizado nas presentes simulações numéricas, 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*). Foi verificado também que o modelo de viscosidade artificial, relativamente utilizado nas simulações em SPH, introduz uma difusão numérica importante, alterando significativamente a altura das ondas: a amplitude das ondas diminui quando o parâmetro do modelo de viscosidade artificial aumenta [6].

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

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (u_a - u_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \quad (6)$$

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

$$\frac{dr_a}{dt} = u_a + \varepsilon \sum_b m_b \frac{v_{ab}}{\rho_{ab}} W_{ab} \quad (7)$$

onde $v_{ab}=v_a-v_b$ e $\bar{\rho}_{ab}=(\rho_a-\rho_b)/2$. O último termo da equação, incluindo o parâmetro ε , corresponde à correcção XSPH de Monaghan [10], que garante que as partículas na vizinhança de uma outra se movem com velocidades próximas, evitando que partículas com velocidades diferentes ocupem aproximadamente a mesma posição. O valor tipicamente utilizado do parâmetro ε é de 0.5 (valor por defeito) e é este também o valor usado no modelo SPHysics [17]. No entanto, uma análise de sensibilidade do modelo SPHysics a este parâmetro, efectuada no âmbito da modelação da propagação e rebentação das ondas [6], mostrou que aparecem instabilidades numéricas ao longo do tempo quando é utilizado o valor por defeito do parâmetro ε . As instabilidades, que se traduzem por acumulações locais de partículas que atravessam as fronteiras sólidas, desaparecem quando a correcção XSPH de Monaghan é anulada, ou seja, quando o parâmetro ε é nulo.

É necessário ainda uma última equação, a equação de estado [19], que relaciona a pressão no fluido com a massa volúmica e é dada por:

$$P = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (8)$$

onde $\gamma=7$ e $B = c_0^2 \rho_0 / \gamma$, sendo ρ_0 a massa volúmica de referência e c_0 a velocidade do som. 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 normalmente considerado, no cálculo, um valor de velocidade do som consideravelmente menor do que o seu valor real.

2.3. Implementação numérica

Na implementação numérica do modelo, é utilizado o esquema numérico *predictor-corrector* [25], para a integração no tempo.

O passo de tempo é controlado automaticamente, respeitando as condições propostas por Monaghan e Kos [26]. A velocidade das partículas é calculada usando a equação discreta de conservação da quantidade de movimento (equação 4), a massa volúmica é definida a partir da equação discreta de continuidade (equação 6) e a posição das partículas é calculada usando a equação 7, sem a correcção XSPH de Monaghan, como foi referido anteriormente. A pressão é calculada a partir da massa volúmica, usando a equação de estado (equação 8).

Quanto às condições de contorno, estas não aparecem de forma natural no formalismo SPH. Quando uma partícula se aproxima da fronteira sólida, nos somatórios apenas intervêm as partículas situadas no interior do meio fluido, sem qualquer tipo de interacção proveniente do exterior. Esta contribuição pode gerar efeitos pouco realistas [27]. As diferentes soluções empregues para evitar problemas de contorno consistem na geração de uma série de partículas virtuais que caracterizem os limites do sistema (condição de fronteira dinâmica) ou na determinação de uma força de repulsão nas partículas da fronteira (condição de fronteira repulsiva). Esta última condição é a utilizada nas presentes simulações de propagação de ondas e emprega o mínimo de partículas sólidas necessárias para definir a condição de fronteira sólida do domínio computacional.

Quanto às condições iniciais, as partículas fluidas são colocadas numa determinada posição no espaço, que corresponde às coordenadas espaciais dos nós de uma determinada malha, em geral rectangular. Se se considerar inicialmente o fluido em repouso, a velocidade inicial das partículas é nula e a pressão é calculada em função da profundidade (pressão hidrostática). A Figura 2 apresenta um exemplo de distribuição inicial das partículas sólidas e fluidas. Mais detalhes sobre as opções do modelo e as implementações numéricas podem ser encontrados no *User Guide* do modelo SPHysics [28].

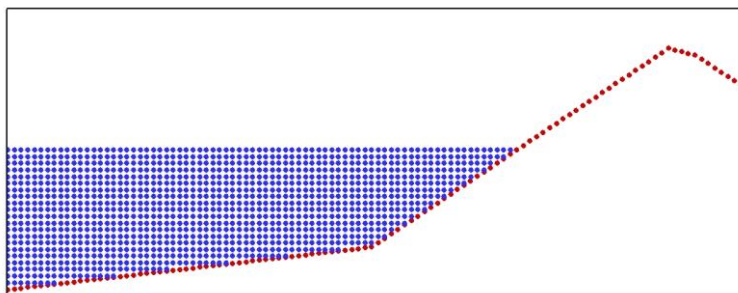


Figura 2: Domínio computacional com a posição das partículas sólidas da fronteira (vermelho) e a distribuição inicial das partículas fluidas (azul)

A geração de ondas é realizada através um batedor flexível que permite impor às partículas um perfil de velocidade variável com a profundidade de acordo com o perfil de velocidade vertical de uma onda regular, considerando a teoria linear das ondas. No entanto, na sua versão actual, o batedor não permite absorver dinamicamente as ondas reflectidas.

3 QUEBRA-MAR MISTO: CONFIGURAÇÃO E CONDIÇÕES DE AGITAÇÃO

De entre os vários tipos de estruturas de protecção costeira, o mais utilizada em Portugal é o quebra-mar de taludes. Este tipo de estrutura tem a grande vantagem de ser de fácil manutenção e relativamente eficiente na dissipação de energia das ondas. Outro tipo de quebra-mar, muito utilizado em costas de fundos com grande declive, como é o caso da costa da Madeira, é o quebra-mar vertical, formado por uma parede vertical, impermeável, onde a onda é reflectida para o largo. Quando comparados com os quebra-mares de talude tradicionais, os quebra-mares verticais permitem uma economia substancial de material, com importantes consequências económicas e ambientais. No entanto, têm como desvantagens, entre outras, o facto de sofrerem ruína abrupta, sendo também o seu paramento interior muito reflector, não contribuírem para o amortecimento da agitação residual dentro da bacia abrigada. Um exemplo de uma estrutura deste tipo em Portugal é o quebra-mar do molhe poente Porto Comercial do Caniçal, na Ilha da Madeira (Figura 3).

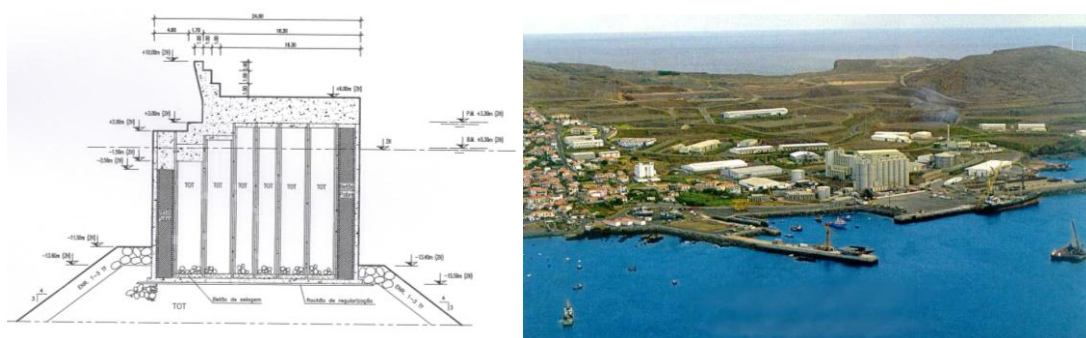


Figura 3: Perfil do quebra-mar e aspecto do Porto Comercial do Caniçal, Madeira.

A estrutura considerada, no presente estudo, é um quebra-mar misto, constituído por um prisma de enrocamento que se estende desde o fundo até uma determinada cota, sobre a qual é assente uma parede vertical. O seu funcionamento é, até determinada altura de onda, análogo ao quebra-mar vertical. Para alturas superiores, ao provocar a rebentação, funciona em parte como quebra-mar de talude e em parte como quebra-mar vertical. Agrega assim as vantagens (e alguns dos inconvenientes) dos dois tipos de estrutura. Um exemplo de uma estrutura deste tipo em Portugal é o molhe leste do porto de Peniche.

As características geométricas do quebra-mar utilizado neste estudo para a aplicação do modelo SPHysics, correspondem ao do quebra-mar utilizado nos ensaios em modelo físico de Wang et al. [29], Figura 4. No presente caso, no entanto, o prisma de enrocamento é considerado como impermeável. A força que se exerce na parede vertical do quebra-mar é calculada e comparada com os referidos dados dos ensaios em modelo físico.

O domínio simulado é constituído por um batedor de tipo pistão flexível, situado numa zona horizontal de 3.8m de comprimento, seguida de uma curta rampa de 0.525m com um declive de 1:3 e de uma plataforma horizontal de 0.7m, que representa o prisma de enrocamento, sob o qual está assente o quebra-mar vertical. A parte superior do prisma atinge a cota 0.175m. O batedor, em repouso, está situado a 0.2m do início da zona horizontal. Uma representação esquemática é apresentada na Figura 4 para o caso de uma profundidade de água de 0.325m, para o qual o coroamento da estrutura se encontra 0.21m acima da superfície livre em repouso.

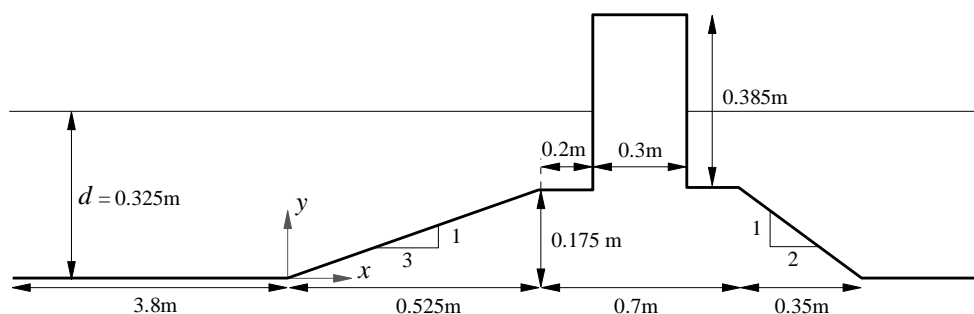


Figura 4: Representação esquemática da estrutura modelada.

4 VALIDAÇÃO DO MODELO SPHYSICS

Para a aplicação do modelo ao estudo da interacção de ondas com um quebra-mar misto são utilizados o *kernel quadratic*, o esquema numérico de integração no tempo *predictor-corrector* e o modelo de viscosidade SPS. A discretização utilizada para a análise de convergência da força corresponde a uma distância inicial entre partículas de 0.0040m, sendo o domínio de cálculo constituído de 84124 partículas.

Na validação do modelo para esta configuração, foram escolhidas as características de onda e de profundidade utilizadas por Wang et al. [29]. A onda tem um período de 1.3s e uma altura de 0.168m. A profundidade de água é de 0.325m.

A análise de convergência do modelo numérico é realizada em duas etapas:

- Comparação da força na parede vertical do quebra-mar para várias dimensões de zona de integração da pressão, já que a pressão, no modelo SPH, é determinada nas partículas fluidas;
- Comparação da elevação de superfície livre em duas sondas, situadas em $x=3.800\text{m}$ e 4.325m , e da força na parede vertical do quebra-mar para varias discretizações, caracterizadas pela distância inicial entre as partículas fluidas. Esta distância varia de 0.0100m até 0.0030m.

A validação do modelo é finalmente realizada comparando os resultados numéricos com os dados de ensaios em modelo físico realizados por Wang et al. [29]. No entanto, as condições consideradas nas simulações numéricas diferem ligeiramente das dos ensaios, nos quais, devido à forma como são medidas as forças, através de sensores de força, o quebra-mar pode mover-se na direcção horizontal (propagação das ondas). No entanto, segundo Wang et al., a deslocação da estrutura, devido à força de impacto na parede frontal, é inferior a 0.001m por onda.

4.1. Análise de convergência da força no quebra-mar em função da zona de determinação da pressão

A força na parede vertical, na direcção normal à parede, é calculada integrando a pressão. No entanto, a pressão não é directamente obtida nas superfícies sólidas no método SPH, mas a partir da pressão conhecida nas partículas fluidas. A determinação da pressão numa superfície sólida necessita alguns cuidados devido às instabilidades de pressão que se observam no método SPH convencional (i.e. baseado na formulação de Monaghan, 1992 [18]). Assim, é necessário definir um volume de controlo fluido, junto à parede sólida, onde a pressão é calculada [30]. No presente estudo, a pressão média é calculada a partir da pressão das partículas contidas no volume de controlo, como indicado na Figura 5. O volume de controlo é definido pelos parâmetros l_{int} e d_{int} , respectivamente o comprimento à parede e o comprimento no fluido (Figura 5).

A pressão média num ponto M da parede é calculada pela relação:

$$P_M = \sum_{j=1}^N P_j / N \quad (9)$$

onde N é o número de partículas contidas no volume de controlo e P_j a pressão nas partículas. A força F é calculada por integração da pressão média, P_M , que por sua vez é calculada em vários pontos da parede vertical, de superfície total S , discretizada em superfícies elementares ds .

$$F = \int_s P_M ds \quad (10)$$

Uma análise de sensibilidade do cálculo da pressão média, em função do volume de controle utilizado para a determinação desta pressão é realizada. A Tabela 1 indica as várias dimensões do volume de controle, variando os dois parâmetros, l_{int} e d_{int} (normalizados pelo *smoothing length* h).

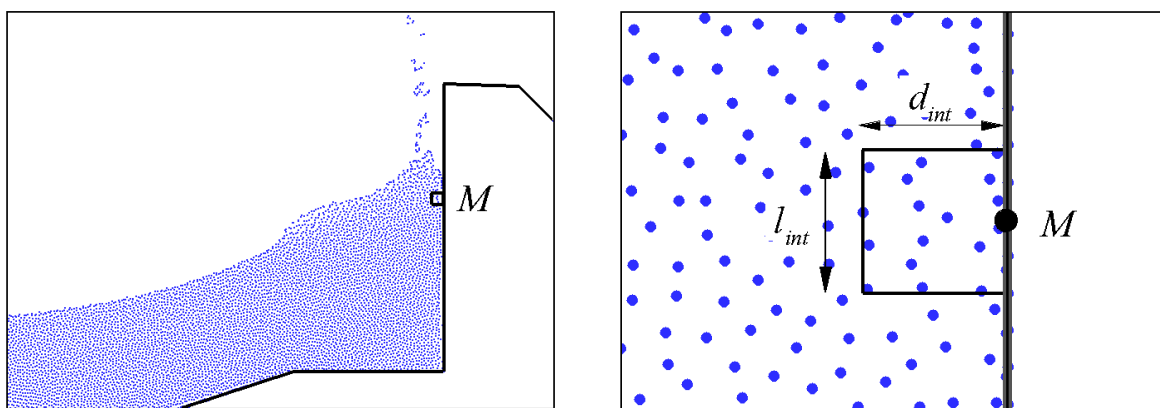


Figura 5: volume de controle para a determinação da pressão no ponto M da parede do quebra-mar.

Caso	l_{int}/h	d_{int}/h
01	3.0	2.0
02	2.0	2.0
03	1.0	2.0
04	0.5	2.0
05	3.0	3.0
06	2.0	3.0
Caso	l_{int}/h	d_{int}/h
07	2.0	1.0
08	1.0	1.0
09	2.0	0.5
10	1.0	0.5
11	0.5	0.5

Tabela 1: Dimensões do volume de controle para a determinação da pressão.

A Figura 6 apresenta a série temporal da força para algumas dimensões do volume de controle utilizado para a determinação da pressão. A Tabela 2 indica alguns parâmetros estatísticos: desvio padrão, rms , $bias$ e índice de concordância (IC). A análise está realizada considerando o Caso 05 como referência, que corresponde ao maior volume de controle. Observa-se que o volume de controle não pode ser demasiado pequeno: o parâmetro l_{int}/h não deve ser inferior a 1.0 e o parâmetro d_{int}/h não deve ser inferior a 2.0. Verifica-se que o parâmetro d_{int}/h tem mais importância que o parâmetro l_{int}/h para a determinação da força e para a obtenção da independência dos resultados com o volume de integração. Assim, é escolhido o volume de controle determinado por $l_{int}/h = 3.0$ e $d_{int}/h = 3.0$ para calcular a pressão ao longo da parede vertical e a força resultante.

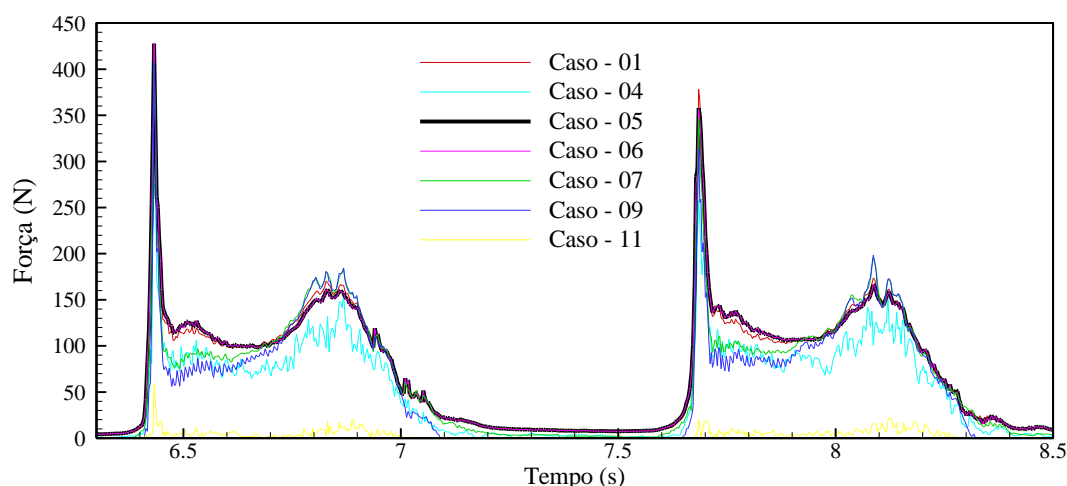


Figura 6: Força na parede vertical do quebra-mar vs o tempo para as várias dimensões do volume de controle para a determinação da pressão.

Caso	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11
<i>rms</i>	3.29	3.31	3.45	22.12	-	0.64	11.8	19.13	18.70	34.81	73.70
<i>Bias</i>	0.88	0.69	0.47	17.51	-	0.13	2.47	14.20	8.88	26.02	57.14
<i>IC (%)</i>	0.110	0.112	0.121	5.962	-	0.004	1.479	3.938	3.778	14.534	54.545

Tabela 2: Parâmetros estatísticos: Força na parede vertical do quebra-mar para as várias dimensões do volume de controle para a determinação da pressão.

4.2. Análise de convergência em função da discretização

A convergência dos resultados (elevação de superfície livre e força na parede vertical) com a discretização é analisada nesta secção. Como não existe malha na formulação SPH, a discretização é determinada através a distância inicial, do , entre as partículas dispostas num grelha cartesiana e pelo número total de partículas (fluidas e sólidas). A Tabela 3 apresenta os seis níveis de discretização, da mais grosseira, com 13665 partículas, até a mais refinada, com 148791 partículas. O volume das partículas é também indicado bem como o *smoothing length*, h , correspondente.

do (m)	Volume (m^3/m)	h (m)	Número de partículas
0.0100	100.0×10^{-6}	0.0141	13665
0.0070	49.0×10^{-6}	0.0099	27644
0.0050	25.0×10^{-6}	0.0071	54216
0.0040	16.0×10^{-6}	0.0057	84124
0.0035	12.25×10^{-6}	0.0049	110103
0.0030	9.0×10^{-6}	0.0042	148791

Tabela 3: Características das várias discretizações.

As Figuras 7 e 8 apresentam a comparação da série temporal de elevação de superfície livre, η , para as várias discretizações, para as sondas situadas em $x=3.8\text{m}$ e 4.325m , respectivamente. Não se obtém uma convergência nítida dos resultados de elevação de superfície livre, embora se verifique uma maior concordância à medida que o refinamento aumenta. Os pormenores da deformação da superfície livre, para as duas sondas, são similares a partir de um refinamento com $do=0.0040\text{m}$.

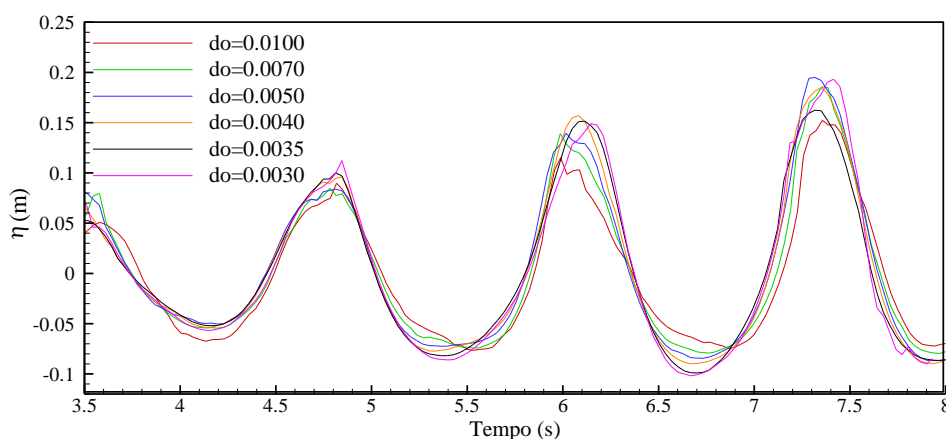


Figura 7: Séries temporais de elevação de superfície livre para as várias discretizações para a sonda localizada em $x=3.8\text{m}$.

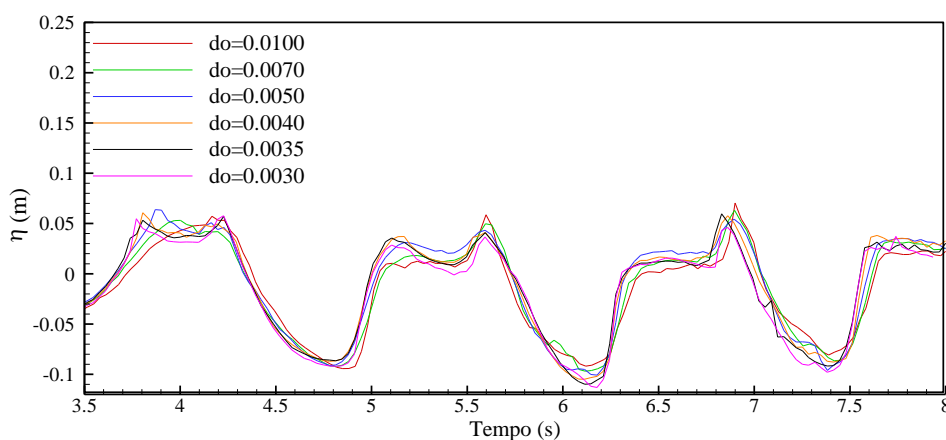


Figura 8: Séries temporais de elevação de superfície livre para as várias discretizações para a sonda localizada em $x=4.325\text{m}$.

A Figura 9 apresenta a série temporal da força que actua na parede vertical do quebra-mar, para as seis discretizações. Como se pode verificar, os dois máximos de força estão largamente subestimados usando as discretizações grosseiras, $do=0.0100$ e 0.0070m . No caso da discretização $do=0.0100\text{m}$, o primeiro máximo de força é da mesma ordem de grandeza que o segundo. Para as discretizações mais refinadas, do inferior ou igual a 0.0040m , os resultados são similares, quer para a força máxima quer para o segundo máximo.

Pode verificar-se a convergência da força com a discretização na Tabela 4, onde são apresentados os erros relativos da força máxima (primeiro máximo) e do segundo máximo. O erro relativo é calculado comparando os resultados das várias configurações com os obtidos para a discretização mais refinada ($do=0.0030\text{m}$). Para as discretizações mais finas, o erro

relativo é da ordem de 6%, o que é muito razoável dada a complexidade da interacção entre a onda e a estrutura que, na presente configuração, origina uma força impulsiva no quebra-mar. Para as simulações numéricas apresentadas na secção 5 é utilizada uma discretização com $do=0.0040m$, resultando de um compromisso entre tempo CPU de cálculo e precisão dos resultados.

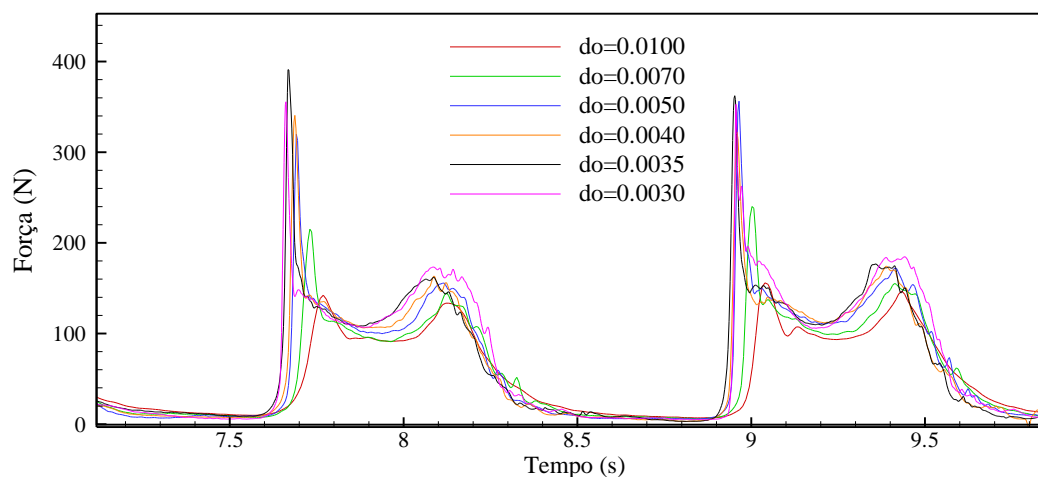


Figura 9: Série temporal da força na parede vertical do quebra-mar para as várias discretizações.

do (m)	Erro do primeiro máximo (%)	Erro do segundo máximo (%)	Erro médio (%)
0.0100	57.7	21.2	39.5
0.0070	35.1	14.2	24.7
0.0050	6.8	8.5	7.7
0.0040	5.7	7.1	6.4
0.0035	6.8	5.1	6.0
0.0030	-	-	-

Tabela 4: Erro relativo do primeiro e segundo máximo da força na parede vertical do quebra-mar para as várias discretizações.

4.3. Validação do modelo

A validação do modelo é realizada considerando ensaios em modelo físico onde a parede vertical do quebra-mar se pode deslocar conforme a força resultante da interacção entre a onda e a estrutura. No entanto, a deslocação da estrutura devido à força de impacto na parede frontal por onda é inferior a $0.001m$. Na presente configuração da estrutura e para as características de onda escolhidas, a força que actua na estrutura é do tipo força de impulso (PROVERBS - *Probabilistic modelling and analysis of extreme wave-induced loads on vertical breakwaters* [31]). Esta força se caracteriza por um pico de força estreito devido ao impacto da onda na estrutura, seguido de um segundo máximo de menor amplitude.

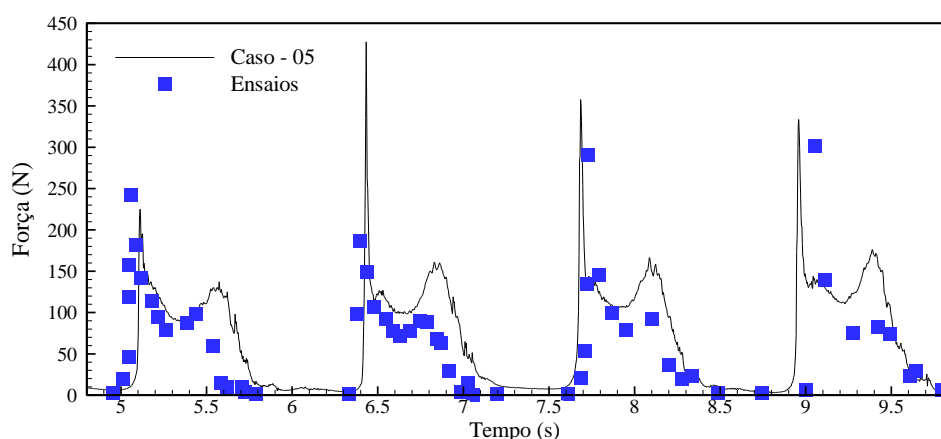


Figura 10: Força na parede vertical do quebra-mar obtida com o modelo SPHysics e com o modelo físico.

A análise da Figura 10 permite verificar que a variação da força ao longo do tempo apresenta uma concordância razoável entre a modelação numérica e física:

- O primeiro máximo, pico estreito, indica a existência de uma forte e brutal variação de força, devido ao impacto da onda na parede vertical. O valor da força correspondente ao impacto da onda na parede vertical varia entre 225N e 429N para o numérico e 187N e 303N para o experimental.
- O segundo máximo, de menor amplitude, é devido ao empolamento da onda na estrutura. Verifica-se que o segundo máximo é sobrestimado numericamente.

Os resultados estão, no entanto, de acordo com as conclusões do projecto PROVERBS [31]. Para a presente configuração, o projecto prevê uma força impulsiva de impacto na estrutura, que se caracteriza por um pico de força de forte amplitude seguido de um máximo de menor amplitude (Figura 11). Verifica-se que o ratio entre a força máxima, $F_{h,max}$, e a força no segundo máximo, $F_{h,q}$, obtidas pelo modelo SPHysics, é de 2.4, comparável com o critério determinado pelo PROVERBS, que prevê um valor igual ou superior a 2.5 (Figura 11).

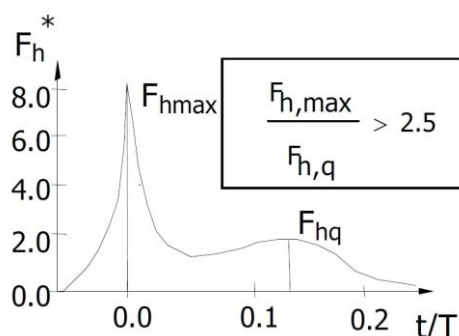


Figura 11: Força na parede vertical do quebra-mar prevista pelo projecto PROVERBS [31].

5 ANÁLISE DA VARIAÇÃO DA FORÇA NO QUEBRA-MAR EM FUNÇÃO DA ALTURA DA ONDA INCIDENTE

No âmbito do projecto PROVERBS [31] foi desenvolvido um mapa que, recorrendo a parâmetros adimensionais, permite descrever a probabilidade de ocorrência de um dado esforço sobre uma estrutura de tipo quebra-mar vertical. Nesta secção é feita uma análise dos

efeitos da altura da onda incidente na variação dos esforços resultantes na estrutura. No âmbito do projecto PROVERBS, isto corresponde a variar o parâmetro adimensional H_s^* , relação entre a altura de onda, H , e a altura de água no pé da estrutura. Este parâmetro permite prever o tipo de solicitação no quebra-mar.

Na modelação numérica, a discretização do domínio de cálculo corresponde a uma distância inicial entre as partículas de $do=0.0040\text{m}$, como anteriormente referido. As alturas de onda, H , variam entre 0.040m e 0.168m . A Tabela 5 apresenta os vários casos de altura de onda modelados e o correspondente H_s^* . A previsão do tipo de esforço em função da altura de onda, definida pelo projecto PROVERBS, é também indicada.

H (m)	H_s^*	Tipo de impacto
0.040	0.12	Onda quase estática
0.060	0.18	Onda quase estática
0.080	0.25	Força de impacto
0.100	0.31	Força de impacto
0.120	0.37	Força de impacto
0.140	0.43	Força de impacto
0.168	0.52	Força de impacto

Tabela 5: Tipo de impacto em função de altura de onda.

A Figura 12 apresenta as séries temporais da força para as várias alturas de onda incidente testadas. Para a maior altura de onda, $H=0.168$, verifica-se que o modelo numérico está de acordo com a previsão do PROVERBS. Para as alturas de ondas pequenas, inferiores a $H=0.060\text{m}$, verifica-se também uma boa concordância entre os resultados numéricos e a previsão dada pelo PROVERBS. No entanto, para ondas intermédias, $H=0.100\text{m}$ até 0.140m , os resultados numéricos e as previsões do PROVERBS estão em desacordo. É extremamente difícil, actualmente, explicar esta diferença: pode estar ligada à discretização, demasiado grosseira para modelar correctamente a rebentação ao pé da estrutura (onde a altura de água é muito pequena) ou a um caso particular para o qual as previsões do PROVERBS não se verificam.

Conclui-se então que, apesar de uma discretização $do=0.0040\text{m}$ apresentar uma boa convergência de resultados, é ainda insuficiente para traduzir fenómenos como a rebentação, recomendando-se algum cuidado na escolha da mesma tendo em conta a altura de onda prevista.

A Figura 13 apresenta a intensidade da força máxima em função da altura de onda incidente. A força máxima é calculada considerando a média entre os três valores máximos de força no intervalo de tempo entre 6 e 10 segundos.

Pode verificar-se que quanto maior a altura de onda, maior é o impacto e a força resultantes, como seria de esperar. Verifica-se uma grande diferença de intensidade na força entre as alturas de onda menores que 0.140m e a altura de onda de 0.168m . É actualmente, como já foi referido anteriormente, extremamente difícil explicar esta forte variação na força: pode estar ligado à discretização demasiado grosseira para modelar correctamente a rebentação ao pé da estrutura ou a um caso particular para o qual as previsões do projecto PROVERBS não se verificam. Ensaio em modelo físico poderão permitir obter uma resposta mais conclusiva.

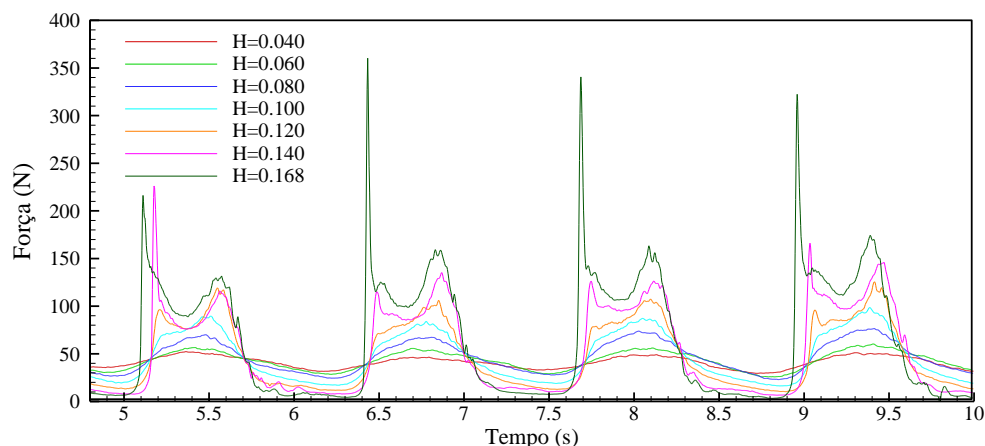


Figura 12: Série temporal da força para várias alturas de onda.

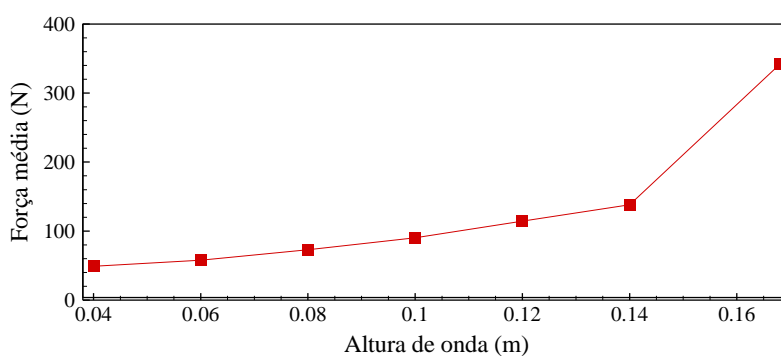
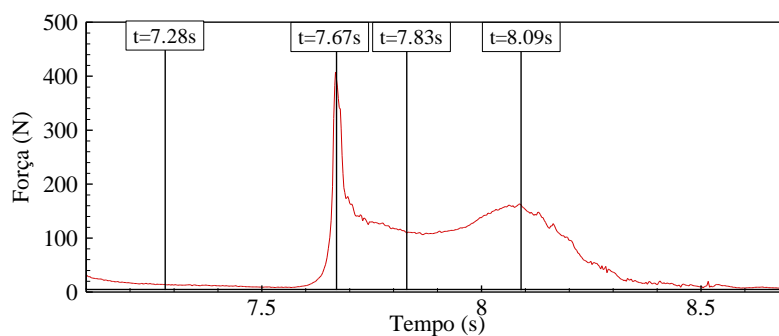


Figura 13: Força máxima média em função de altura de onda.

Figura 14: Força na parede vertical para $H=0.168\text{m}$ durante um período.

As Figuras 14 e 15 apresentam a força e o campo de pressão durante um período de onda para uma onda incidente com 0.168m de altura. Na Figura 14 são indicados os instantes onde está representado o campo de pressão no canal e nas proximidades da estrutura. Verifica-se que para um tempo $t=7.28\text{s}$, a altura de água ao pé da estrutura, em cima da plataforma, é muito pequena. A força na parede vertical é mínima e apenas devida à pressão hidrostática. O tempo $t=7.67\text{s}$ corresponde ao impacto da onda na parede frontal da estrutura. Nesta configuração, a onda rebenta na parede do quebra-mar. Observa-se um pico estreito mas de forte amplitude na força, o que corresponde a uma sobrepressão importante. Ao tempo $t=7.83\text{s}$, a força apresenta um mínimo que corresponde à elevação da coluna de água ao longo da parede vertical do

quebra-mar, produzindo um *splash* de forte intensidade. O tempo $t=8.09s$ corresponde ao segundo máximo da força, de intensidade muito inferior ao primeiro máximo. Observa-se uma sobrepressão ao pé da parede do quebra-mar devido ao *colapse* da coluna de água.

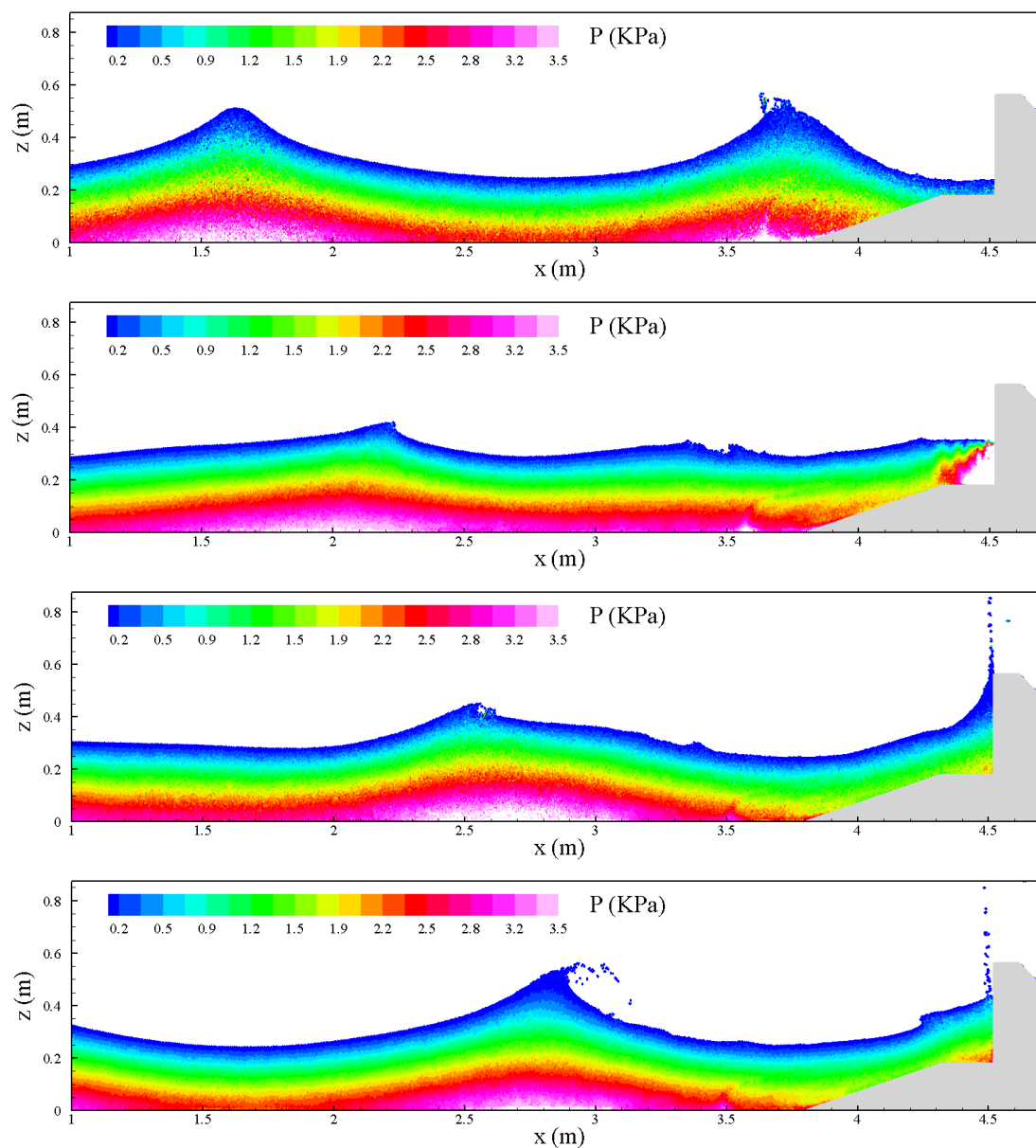


Figura 15: Campo de pressão aos instantes $t=7.28s$, $7.67s$, $7.83s$ e $8.09s$ para $H=0.168m$.

6 CONCLUSÕES

No presente artigo é apresentado um estudo numérico da interacção entre uma onda regular e uma estrutura de protecção costeira de tipo quebra-mar misto utilizando um modelo Lagrangiano. Para tal usou-se o modelo numérico SPHysics, baseado no conceito SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*). É feita uma breve apresentação das equações na formulação SPH, bem como dos conceitos fundamentais associado ao método.

Para verificar e validar a aplicabilidade do modelo à engenharia costeira, foi realizado um estudo de convergência com a discretização, i.e. a dimensão das partículas, e de validação com resultados experimentais. A força na parede frontal do quebra-mar misto é calculada recorrendo a uma integração da pressão. No entanto, a determinação da pressão necessita da definição de um volume de controlo suficientemente grande comparado com o *smoothing length*, h , para reduzir o efeito das instabilidades da pressão devido ao modelo convencional SPH utilizado. Esta parte do estudo permitiu:

- Determinar a dimensão do volume de controlo necessária à determinação da pressão na parede: $3hx3h$.
- Analisar a convergência dos resultados, elevação de superfície livre e força na estrutura, com a discretização e definir que a convergência é obtida para uma distância inicial entre partículas, $do=0.0040m$, fruto também de um compromisso entre a precisão dos resultados e o tempo de cálculo.
- Validar o modelo SPH com resultados experimentais e estudos resultantes do projecto PROVERBS. Para a configuração analisada, verificou-se que o modelo numérico permite simular correctamente os picos de força devidos ao impacto da onda na parede frontal do quebra-mar vertical.

O modelo numérico é utilizado para determinar a força na estrutura em função da altura da onda incidente. Verifica-se que a força aumenta quase linearmente com o aumento da altura da onda incidente, embora ligeiramente menos para as maiores alturas de onda testadas.

Comparando os resultados numéricos com as previsões o projecto PROVERBS, observa-se uma boa concordância para as ondas de maiores alturas. No caso das alturas de onda intermédias, existem diferenças entre o modelo numérico e a previsão do projecto PROVERBS, provavelmente induzidas por uma discretização insuficiente. A rebentação da onda ao pé da parede vertical do quebra-mar ocorre para uma altura de água muito pequena e a discretização, nesta configuração específica, pode ser demasiado grosseira. A garantia de uma discretização adaptada ao fenómeno de rebentação ao pé da estrutura é muito relevante, pois afecta significativamente os resultados.

O presente estudo é integrado num projecto de investigação onde estão planeados ensaios em modelo físico de quebra-mar de talude, verticais e mistos. As diferenças observadas entre os presentes resultados numéricos e as previsões do PROVERBS, particularmente para as ondas de alturas intermédias, devem ser elucidadas analisando os valores, a obter nos ensaios, da pressão em vários sensores localizados na parede vertical do quebra-mar. Espera-se, assim, demonstrar as potencialidades do modelo SPH a estudos de engenharia costeira.

AGRADECIMENTOS

Eric Didier agradece à FCT o financiamento da bolsa SFRH/BPD/37901/2007. Eric Didier e Maria da Graça Neves agradecem o suporte financeiro dado pela Fundação para a Ciência e a Tecnologia ao Projecto SPACE – PTDC/ECM/114109/2009.

REFERÊNCIAS

- [1] K. Hu K,C.G. Mingham and D.M. Causon, Numerical simulation of wave overtopping of coastal structures using non-linear shallow water equations, *Coastal Engineering*, Vol. **41**, pp. 433-465, (2000).

- [2] J.L. Lara, N. Garcia and I.J. Losada, RANS modelling applied to random wave interaction with submerged permeable structures, *Coastal Engineering*, Vol. **53**(5-6), pp. 395-417, (2006).
- [3] R.A. Dalrymple and B.R. Rogers, Numerical modeling of water waves with the SPH method, *Coastal Engineering*, Vol. **53**(2-3), pp. 141-147, (2006).
- [4] E. Didier and M.G. Neves, Estudo da interacção onda-estrutura utilizando um modelo numérico Lagrangiano, *Revista Recursos Hidricos*, Vol. **29**(2), pp. 15-26, (2008).
- [5] E. Didier and M.G. Neves, Wave overtopping of a typical coastal structure of the Portuguese coast using a SPH model, *Journal of Coastal Research*, SI, Vol. **56**, pp. 496-500, (2009).
- [6] E. Didier and M.G. Neves, *Coastal flow simulation using SPH: Wave overtopping on an impermeable coastal structure*, 4th International SPHERIC workshop, Nantes, França (2009), pp. 357-364.
- [7] E. Didier and M.G. Neves, *Metodo Lagrangiano para modelação numérica da interacção entre uma onda e uma estrutura costeira*, Delegação Portuguesa da PIANC eds., 6^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária, Funchal-Madeira, Portugal (2009), pp. 13 (12 p. CDRom).
- [8] E. Didier and M.G. Neves, *A Lagrangian Smoothed Particles Hydrodynamics – SPH – method for modelling waves-coastal structure interaction*, J.C.F. PERreira and A. Sequeira eds., V European Conference on Computational Fluid Dynamics, CFD2010 ECCOMAS, Lisboa, Portugal (2010), pp. 30 (15 p. CDRom).
- [9] E. Didier and M.G. Neves, Study of wave interaction with coastal structures using a SPH numerical model, *Journal of Integrated Coastal Zone Management*, Vol. **10**(4), pp. 435-455, (2010).
- [10] J.J. Monaghan, Simulating free surface flows with SPH, *Journal of Computational Physics*, Vol. **110**, pp. 399-406, (1994).
- [11] G.R. Liu, *Mesh free methods. Moving beyond the finite element method*, CRC press, (2003).
- [12] G. Johnson, R. Stryk and S. Beissel, SPH for high velocity impact calculations, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. **139**, pp. 347-373, (1996).
- [13] R.A. Gingold and J.J. Monaghan, Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. **181**, pp. 375-389, (1977).
- [14] L.B. Lucy, A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, *Astron. J.*, Vol. **82**(12), pp. 1013-1024, (1977).
- [15] A.J.C. Crespo, *Application of the Smoothed Particle Hydrodynamics model SPHysics to free-surface hydrodynamics*, 158 p., Dissertação de doutoramento, Universidade de Vigo, Vigo, Espanha, (2008).

- [16] A.J.C. Crespo, M. Gómez-Gesteira and R.A. Dalrymple, Modeling dam break behavior over a wet bed by a SPH technique, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. **134**(6), pp. 313-320, (2008).
- [17] SPHysics code v1.4, 2009. <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>
- [18] J.J. Monaghan, Smoothed Particle Hydrodynamics, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Vol. **30**, pp. 543-574, (1992).
- [19] G.K. Batchelor, *An Introduction to Fluid Dynamics*, 635 p., Cambridge University Press, UK, (1974).
- [20] S. Koshizuka, H. Tamako and Y. Oka, A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol. **4**(1), pp. 29-46, (1995).
- [21] S.D. Shao and Y.M.L. Edmond, Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface, *Advances in Water Resources*, Vol. **26**(7), pp. 787-800, (2003).
- [22] J.P. Morris, P.J. Fox and Y. Zhu, Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH, *Journal of Computational Physics*, Vol. **136**, pp. 214-226, (1997).
- [23] H. Gotoh, T. Shibahara and T. Sakai, Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering, *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol. **9**(4), pp. 339-347, (2001).
- [24] B.D. Rogers and R.A. Dalrymple, *SPH modeling of breaking waves*, 29th Int. Conference on Coastal Engineering, World Scientific Press, pp. 415-427, (2004).
- [25] J.J. Monaghan, On the problem of penetration in particle methods, *Journal Computational Physics*, Vol. **82**, pp. 1-15, (1989).
- [26] J.J. Monaghan and A. Kos, Solitary waves on a Cretan beach, *Journal of Waterways, Ports, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. **125**, pp. 145-154, (1999).
- [27] M. Gómez-Gesteira, R.A. Dalrymple, A.J.C. Crespo and D. Cerqueiro D, Uso de la técnica SPH para el estudio de la interacción entre olas y estructuras, *Ingeniería del Agua*, Vol. **11**(2), pp. 147-170, (2004).
- [28] M. Gómez-Gesteira, B.D. Rogers, R.A. Dalrymple, A.J.C. Crespo and M. Narayanaswamy, User Guide for the SPHysics Code v1.4, (2009), <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>.
- [29] Y.Z. Wang, N.N.Chen and L.H. Chi, Numerical simulation on joint motion processes of various modes of caisson breakwater under wave excitation, *Comm. Num. Meth. Engng.*, Vol. **22**, pp. 535-545, (2006).
- [30] G. Oger, M. Doring, B. Alessandrini and P. Ferrant, Two-dimensional SPH simulations of wedge water entries, *Journal of Computational Physics*, Vol. **213**, pp. 803-822, (2006).
- [31] PROVERBS, <http://www.tu-bs.de/~i5102401>.