



4^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária
Angra do Heroísmo, 20 e 21 de Outubro de 2005

MODELAÇÃO NUMÉRICA DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS NO SISTEMA DE ILHAS-BARREIRA DA RIA FORMOSA

Eric Didier¹, Luís Gil¹, Maria da Graça Neves², João Santos², Óscar Ferreira³

¹UNIDEMI- Faculdade de Ciências e Tecnologia da UNL
2829-516 Monte de Caparica
deric@fct.unl.pt, limg@fct.unl.pt,

²Laboratório Nacional de Engenharia Civil, Departamento de Hidráulica e Ambiente
Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa
gneves@lnec.pt, jasantos@lnec.pt

³FCMA/CIMA, Universidade do Algarve, Gambelas, 8005-139 Faro
oferreira@ualg.pt

RESUMO

O presente trabalho recorre à modelação numérica da propagação de um espectro de energia com o objectivo de estudar os efeitos não lineares que ocorrem na propagação de um estado de mar desde o largo até junto à costa. Para tal, o modelo CANAL, totalmente não linear, foi aplicado à propagação de um conjunto de ondas que representava de forma esquemática um estado de mar real e cujas características implicam a existência simultânea de condições de águas profundas, de profundidade finita e de pequena profundidade.

O espectro ao largo utilizado foi baseado no espectro medido numa bóia ondógrafo ao largo da Ilha da Barreta, na Ria Formosa, região onde também existem, em simultâneo, dados de agitação junto à costa. A gama dos períodos das ondas que se pretendem estudar, que vai dos períodos típicos de ondas de vento às ondas longas, exige cuidados acrescidos na sua modelação numérica.

Da aplicação do modelo pode concluir-se que o modelo consegue reproduzir correctamente as interacções não lineares que ocorrem na propagação de um conjunto de ondas desde o largo até antes da zona de rebentação.

1 INTRODUÇÃO

A caracterização da agitação marítima é de primordial importância em engenharia costeira e portuária. A aquisição de dados, nomeadamente através de bóias-ondógrafos, permite caracterizar o clima de agitação pontualmente, mas por razões económicas ou de escassez de meios nem sempre é possível ter dados de campo para as situações que se pretendem caracterizar ou estudar. Normalmente, os dados disponíveis dizem respeito a posições afastadas da linha de costa. A utilização de modelos físicos em escala reduzida ou de modelos numéricos para simular a propagação das ondas permite estimar as características da agitação relevantes numa zona mais abrangente.

Pretende-se neste trabalho estudar os efeitos não lineares que ocorrem na propagação de um estado de agitação desde o largo até junto à costa. Um dos fenómenos a estudar é a libertação de ondas longas associadas à propagação de grupos de ondas, já que estas ondas têm um papel importante na morfodinâmica costeira.

Para tal, escolheu-se uma zona de estudo onde se soubesse haver fortes efeitos não lineares na propagação da agitação do largo para a costa, com transferência de energia para a

gama das baixas frequências. Deste modo, era necessário escolher um local onde existissem dados de agitação ao largo e junto à costa e onde, com base nesses dados, se pudesse comprovar a existência deste fenómeno.

A zona escolhida foi a Ilha da Barreta, uma das ilhas que constituem o sistema de ilhas-barreira da Ria Formosa, para onde existem dados simultâneos de agitação ao largo (bóia-ondógrafo colocada a 93 ZH) e junto à costa (sensores de pressão). Ao largo, o conteúdo espectral da agitação verifica simultaneamente condições de profundidade finita e infinita. Junto à costa a superfície livre apresenta características rotacionais ligadas ao fenómeno da rebentação e condições de propagação típicas de pequena profundidade.

A variação da ordem de grandeza da profundidade relativa durante a propagação da agitação conduz à ocorrência de fenómenos não lineares distintos: trocas de energia entre diferentes componentes espectrais, geração de harmónicas, eventual geração de ondas livres (dependente do tipo de batimetria) e rebentação.

A vasta gama de períodos das ondas que se pretendem estudar, desde períodos típicos de ondas de vento (entre os 5 a 20 s) até ondas longas (com períodos superiores a 30 s), exige cuidados acrescidos quer na escolha dos modelos a utilizar na simulação numérica destes fenómenos, quer na sua acoplagem. A simulação numérica é, portanto, complexa.

Neste trabalho efectua-se um teste à capacidade de simulação do modelo numérico Canal, Clément e Gil (1999), totalmente não linear, na propagação de um conjunto de ondas cujas características implicam a existência simultânea de condições de águas profundas de profundidade finita e de pequena profundidade. Os efeitos não lineares de interacção entre ondas e de geração harmónica merecem especial atenção.

Os resultados numéricos, juntamente com os dados de campo, permitirão aprofundar o conhecimento dos efeitos não lineares que ocorrem na propagação de um estado de mar com forte agrupamento, como ocorre frequentemente na costa portuguesa.

2 MODELO NUMÉRICO UTILIZADO

O código numérico utilizado neste estudo denomina-se Canal e foi inicialmente escrito por Clément (1991). O domínio de cálculo corresponde a um canal bidimensional, equipado em cada extremidade com um batedor plano vertical do tipo pistão (figura 1). Estes batedores podem funcionar como geradores ou absorvedores dinâmicos de onda. Na zona próxima das extremidades do canal existe uma praia de absorção numérica que, em conjunto com a absorção dinâmica, permite evitar as reflexões e assim simular uma zona finita de um canal infinito. Sobre o fundo plano pode ser sobreposta, via programação directa, qualquer tipo de superfície impermeável o que na prática equivale a simular escoamentos sobre todo o tipo de fundos, sem quaisquer limitações quanto ao declive destes.

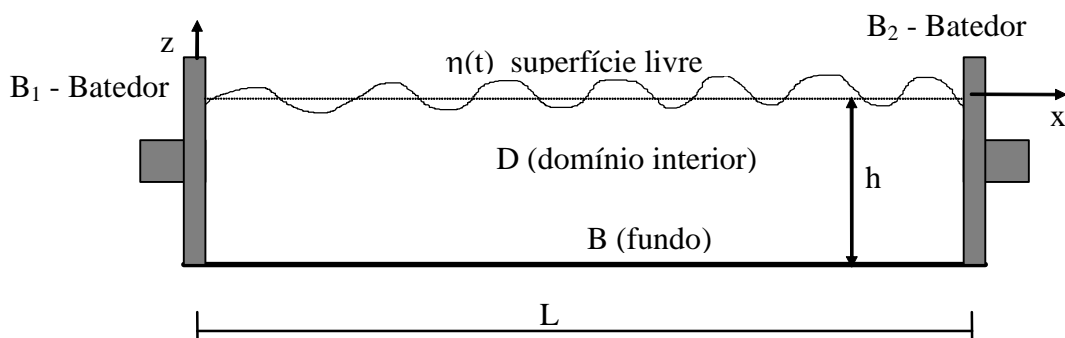


Figura 1 - Domínio de cálculo.

A geração de ondas pode ser feita através do movimento dos batedores ou recorrendo a técnicas numéricas específicas do tipo dipolo rotativo, Gil, Didier et Chatry (2002).

Na concepção do modelo numérico, supõe-se o fluido incompressível e invíscido. Ignoram-se os efeitos da tensão superficial, admite-se o escoamento como irrotacional e plano. O problema é assim tratado no quadro da teoria dos escoamentos potenciais bidimensionais. A pressão sobre a superfície livre é suposta constante e nula, estando o fluido em repouso no instante inicial.

Estas hipóteses conduzem a um problema bidimensional de valores fronteira. Pode, de forma clássica, ser definido um potencial de velocidade:

$$\vec{U} = \text{grad}\phi = \nabla\phi \quad (1)$$

Neste caso particular a equação da continuidade conduz à equação de Laplace:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = \nabla^2\phi = 0 \quad (2)$$

A resolução do problema consiste na determinação do potencial ϕ que verifica conjuntamente a equação (2) e condições sobre a fronteira e iniciais. As soluções particulares dependem assim das condições de fronteira e iniciais consideradas.

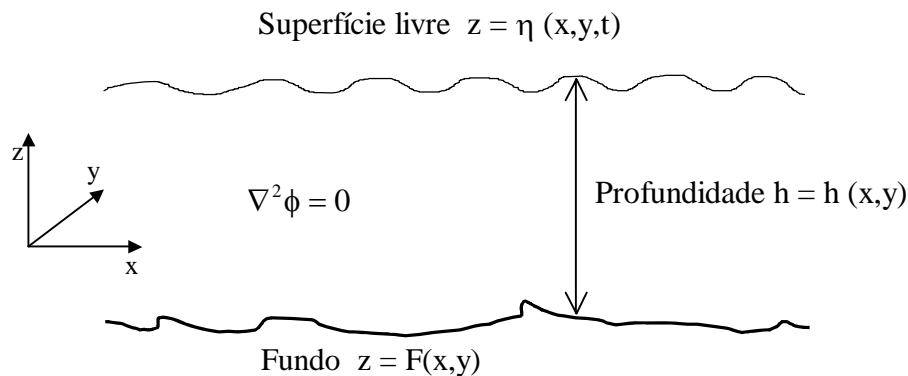


Figura 2 - Configuração do problema de valores fronteira.

Em cada uma das regiões da fronteira, (figura 3), verificam-se condições particulares. O fundo é impermeável, pelo que a velocidade normal é nula:

$$\vec{U} \cdot \vec{n} = \frac{\partial\phi}{\partial n} = 0 \quad \text{para } z = F \quad (3)$$

A superfície livre está sujeita à pressão atmosférica uniforme. A aplicação da equação de Bernoulli permite obter a chamada condição dinâmica de superfície livre:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{p_{\text{atm}}}{\rho} + gz = c(t), \quad \text{para } z = \eta \quad (4)$$

com p_{atm} a pressão atmosférica e $c(t)$ uma função dependente apenas da variável tempo, que é nula se a cota média da superfície livre não se alterar com o decorrer do tempo.

Qualquer partícula pertencente à superfície livre, $z = \eta(x,y,t)$, num determinado instante faz parte desta mesma superfície num instante posterior. A derivada, no sentido euleriano, da função η ajusta-se à condição acima mencionada:

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{\partial\phi}{\partial x} \frac{\partial\eta}{\partial x} + \frac{\partial\phi}{\partial y} \frac{\partial\eta}{\partial y}, \quad \text{para } z = \eta \quad (5)$$

Esta equação é a expressão matemática da denominada condição cinemática de superfície livre.

O sistema de equações diferencial a resolver é definido pelas equações (2) a (5) e pelas leis de movimento impostas aos batedores B_1 e B_2 .

As variáveis espaciais (x,y) e temporais (t) são adimensionalizadas utilizando respectivamente a profundidade, h , e $(h/g)^{1/2}$.

A resolução do sistema de equações anterior, depois de adimensionalizado, é efectuada recorrendo a um método misto de Euler-Lagrange. A resolução numérica é assegurada por um esquema do tipo B.E.M. (Boundary Element Method) empregando fontes e dipolos normais linearmente distribuídos sobre a fronteira, previamente discretizada em segmentos.

O código CANAL resolve assim numericamente o sistema de equações fundamentais sem efectuar outras aproximações para além das que decorrem da necessária discretização do domínio de cálculo. A comparação dos resultados referentes à propagação de ondas obtidos por via numérica com os teóricos permite verificar a validade física das hipóteses efectuadas. Os pormenores deste método numérico podem ser consultados em Gil (1999).

3 SIMULAÇÃO NUMÉRICA

3.1 Dados de campo

Os dados de campo disponíveis foram obtidos na parte oeste da Ilha da Barreta, uma das ilhas que constituem o sistema de ilhas-barreira da Ria Formosa (Figura 3). Nesta zona existem dados simultâneos de agitação ao largo (bóia-ondógrafo do Instituto Hidrográfico colocada a -93 m ZH) e junto à costa (sensores de pressão do CIACOMAR, da Universidade do Algarve, posicionados a uma profundidade de 2.6 m em relação ao nível médio), Santos et al. (2002).



Figura 3 - Localização da Ria Formosa e localização da área de estudo.

Ao largo, a máxima altura de onda significativa raramente excede os 5 m e os períodos de pico variam entre 6 e 12 s, sendo a direcção de propagação mais frequente de W (Costa, 1994). As marés são semi-diurnas, com uma amplitude média de 2 m, podendo atingir valores até 3.5 m.

O conteúdo espectral da agitação ao largo verifica simultaneamente condições de profundidade finita e infinita enquanto, junto à costa, a superfície livre apresenta características rotacionais ligadas ao fenómeno da rebentação e condições de propagação típicas de pequena profundidade.

A batimetria da zona (Figura 3), foi representada através do perfil medido, apresentado na Figura 4. Esta batimetria, depois de devidamente discretizada, foi introduzida no código canal como condição de fronteira de fundo.

Para a aplicação do modelo escolheu-se um caso de estudo em que houvesse dados simultâneos na bóia ao largo e no sensor de pressão instalado antes da zona de rebentação e em que estes espectros tivessem determinadas características, a fim de se poder modelar

correctamente os fenómenos. Procurou-se, assim, que espectro ao largo fosse correctamente representado por uma soma de um número limitado de sinusóides de diferentes frequências e que não houvesse agitação com energia significativa proveniente de mais de uma direcção, dado que o modelo CANAL é bi-dimensional. O espectro resultante do sinal medido no sensor de pressão deveria ser tal que a energia em frequências mais baixas fosse significativa, para que se pudesse esperar, à partida, uma forte interacção não linear na propagação.

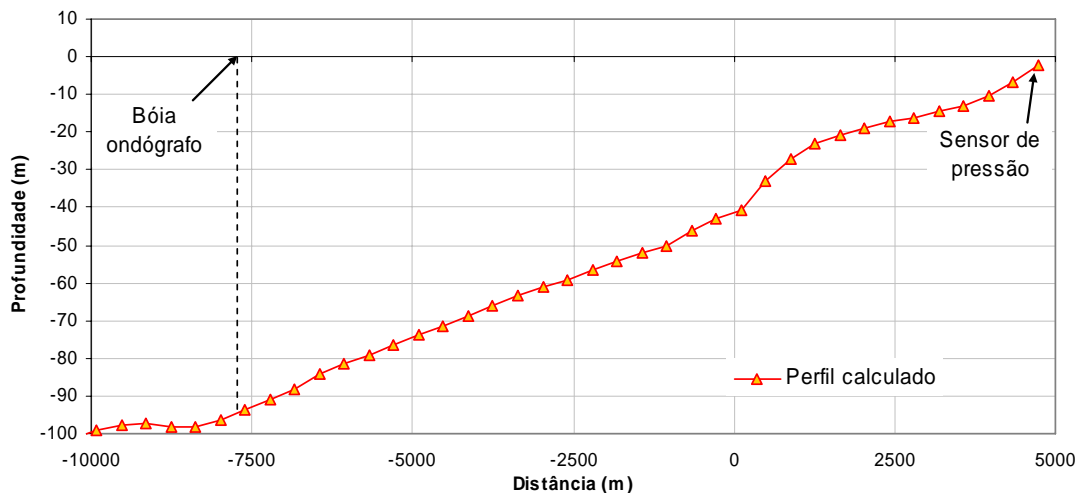


Figura 4 - Perfil utilizado na modelação.

Assim, os dados escolhidos foram os medidos no dia 10 de Fevereiro de 2001, às 00h. O espectro resultante do sinal medido na bóia e o periodograma do sinal medido no sensor de pressão são os que se apresentam na Figura 5.

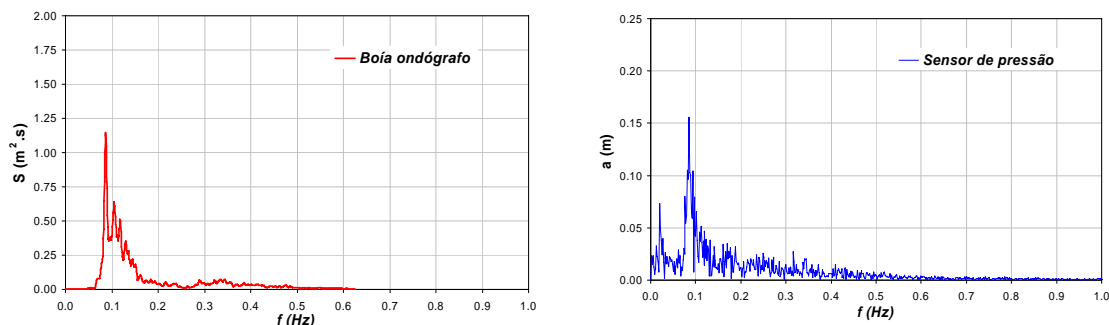


Figura 5 - Espectro do sinal proveniente da bóia ondógrafo e periodograma do sinal proveniente do sensor de pressão no dia 10 de Fevereiro de 2001.

O sinal medido na bóia tem um período de pico de 11,5 s e uma altura de onda significativa de 0,8 m e é composto por uma série de picos com frequências próximas da frequência de pico, como se pode observar na Figura 5. O sinal medido no sensor de pressão é composto por dois picos, um com a frequência de pico do sinal medido na bóia e um com uma frequência muito mais baixa, como se pode observar na mesma figura.

3.2 Aplicação do modelo ao caso de estudo

Na construção do modelo numérico foram efectuadas algumas simplificações com o objectivo de reduzir o elevado tempo de cálculo. Tais simplificações não devem, no entanto, comprometer a qualidade dos resultados numéricos nem das respectivas conclusões.

O espectro da agitação ao largo foi aproximado por três componentes harmónicas de energia equivalente, tal como se apresenta no Quadro 1, onde f é a frequência de cada harmónica e a amplitude correspondente.

Quadro 1 - Frequências e alturas da agitação gerada.

$f(\text{Hz})$	$a(\text{m})$
0.087	0.290
0.105	0.158
0.118	0.128

Numa primeira fase de ensaios concluiu-se que o espectro da agitação ao largo não tem alterações importantes entre a bóia ondógrafo e a posição $x=0\text{m}$, $ZH=40\text{m}$ (figura 4). Este resultado pode ser observado através dos periodogramas obtidos para profundidades até 30m (Figura 6).

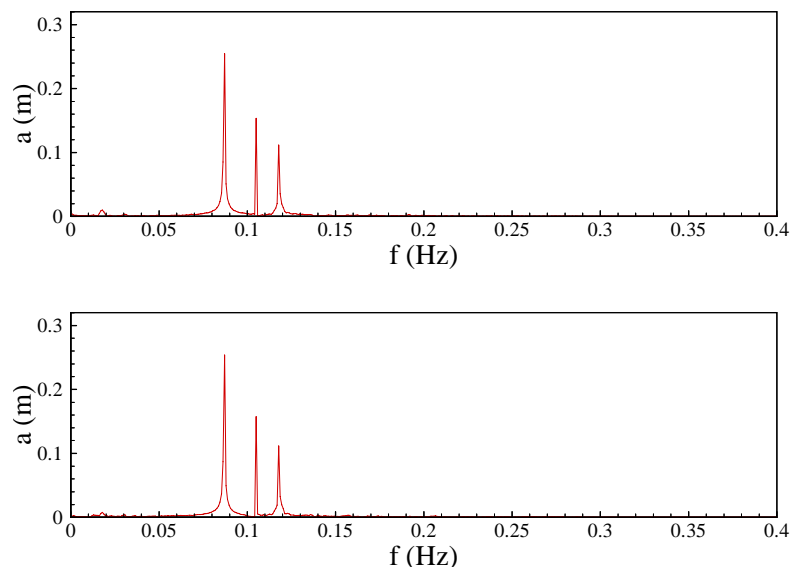


Figura 6 - Periodogramas relativos aos sinais das sondas posicionadas em 35 m e 30m.

Desta forma o restante domínio foi discretizado no limite das capacidades de cálculo do computador utilizado, tal como se apresenta no Quadro 2.

Quadro 2 - Parâmetros numéricos.

Número de segmentos sobre a superfície livre	1110
Número de segmentos sobre o fundo	920
Passo de tempo	0.2 s
Tempo de simulação	1413 s

Os segmentos resultantes da discretização da superfície livre têm uma distribuição não homogénea. Garantiu-se um número mínimo de 15 segmentos por comprimento de onda da harmónica de menor comprimento de onda. Este critério obrigou à utilização de uma

discretização fina a partir da profundidade de 10 m, zona onde são geradas as harmónicas de mais alta frequência.

Não obstante todas as anteriores opções efectuadas para reduzir o tempo de cálculo, este foi de 189 horas, num computador PC com 2GB de memória e 3.2Ghz de velocidade de relógio do processador.

A geometria do domínio simulado está representada na figura 6, onde a origem das abcissas coincide com a posição ZH=40m.

A onda é gerada na secção de montante, através do movimento de um batedor plano. Na parte final do canal foi introduzida uma zona de profundidade constante onde se situa uma praia de absorção numérica que, em conjunto com a absorção dinâmica, permite evitar que a agitação se reflecta para o interior do domínio de cálculo.

A introdução da zona de profundidade constante e igual a 4m, com um comprimento de 160m, evita a ocorrência de rebentação (não modelada pelo código Canal) e permite a absorção das ondas.

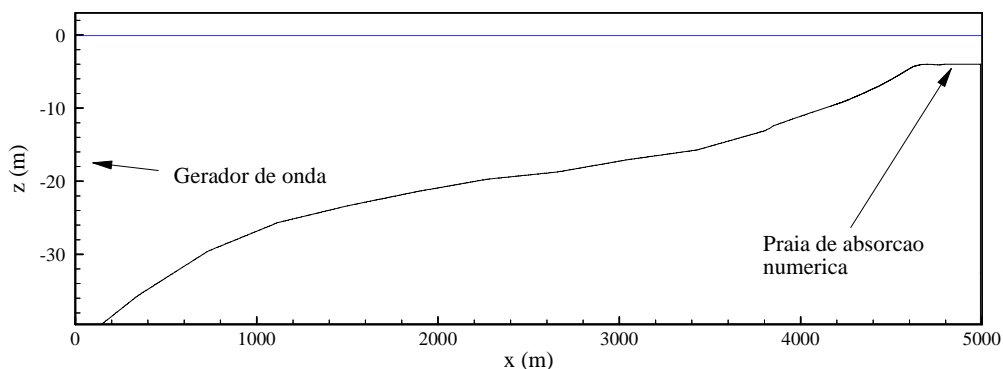


Figura 6 - Domínio de cálculo.

3.3 Resultados do modelo

Os resultados do modelo são as séries temporais da posição e intensidade das singularidades distribuídas sobre a fronteira do domínio de cálculo (fronteiras sólidas e superfície livre deformada). Com base nessa informação é possível calcular a função potencial em todos os pontos do domínio e, conseqüentemente, os campos de velocidade e pressão em qualquer ponto do domínio fluido. Através do pós-processamento dos resultados, é possível colocar sondas numéricas em qualquer ponto do domínio fluido e assim obter as respectivas séries temporais (deformada da superfície livre, velocidade e pressão).

Na figura 7 apresenta-se um aspecto da superfície livre em todo o domínio para o instante de cálculo de 1300s, para o qual o campo de ondas já se encontra estabilizado em todo o domínio, e a correspondente batimetria.

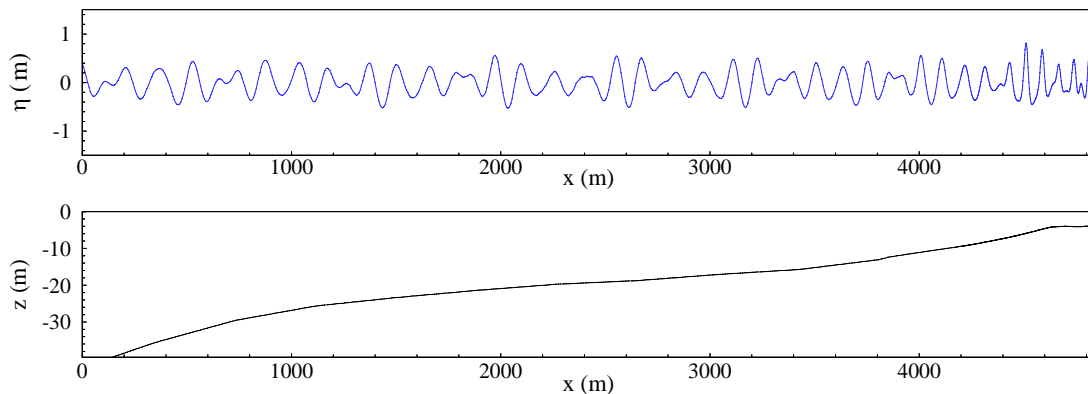


Figura 7 - Aspecto da superfície livre.

A fim de estudar os efeitos não lineares que ocorrem durante a propagação, foram analisados quer a variação da superfície livre no tempo quer os periodogramas em diferentes profundidades. Foram escolhidos pontos de medição sobre as profundidades de 35m (profundidade próxima daquela onde a onda se começa a transformar, tal como foi referido anteriormente), 5m (profundidade próxima da zona de rebentação), e sobre duas profundidades intermédias (15m e 10m). O cálculo do periodograma foi feito numa janela temporal para a qual o estado de agitação se encontrava estabilizado, o que implica a variabilidade daquela janela com a posição da sonda numérica.

Na figura 8 apresentam-se as deformadas da superfície livre para os quatro pontos escolhidos. Como se pode observar nesta figura, à medida que a profundidade diminui, a forma da onda torna-se assimétrica, evidenciando efeitos não lineares.

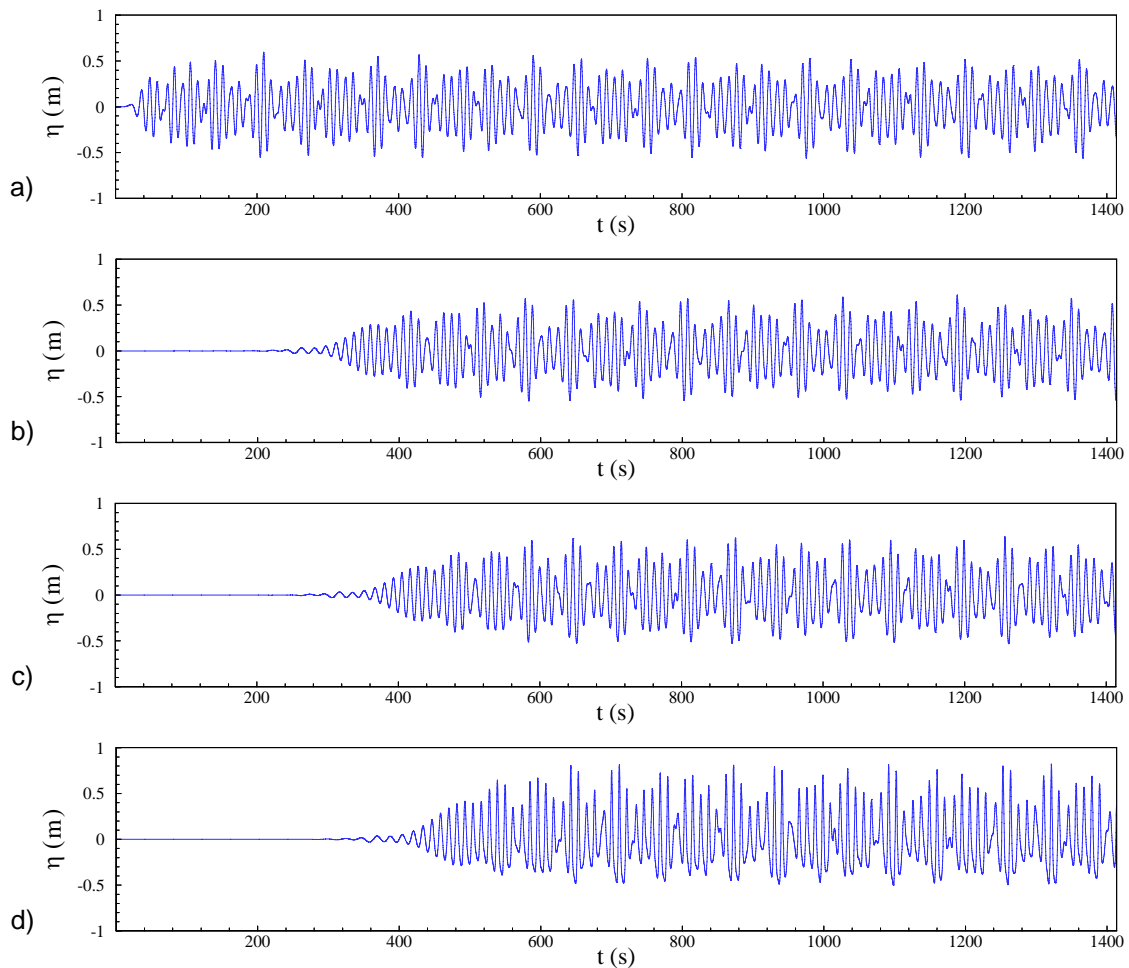


Figura 8 - Deformadas da superfície livre para sondas posicionadas em: a) 35m; b) 15m; c) 10m e d) 5m.

Estes efeitos podem ser também observados na figura 9, onde se representam os respectivos periodogramas, e no Quadro 3, onde se apresentam os valores das amplitudes de cada harmónica nas mesmas sondas.

Analisando estes periodogramas, vê-se claramente o aparecimento das sub-harmónicas fruto da interacção não linear das harmónicas principais, como por exemplo, a sub-harmónica na frequência 0.018Hz, que corresponde à diferença das duas primeiras harmónicas e a frequência 0.031Hz que correspondente à diferença entre a 1^a e a 3^a harmónica. Da mesma forma observamos a geração de super-harmónicas relativa às interacções das diferentes componentes harmónicas. Quanto ao valor das amplitudes das sub-harmónicas e das super-harmónicas, estas aumentam com a propagação e só apresentam valores significativos para as profundidades mais baixas. No entanto o mesmo não se verifica em relação às frequências

principais, cuja amplitude na sonda dos 5m é inferior à amplitude no início do domínio de cálculo (ver Quadro 1). Este facto pode estar, no entanto, relacionado com a posição das sondas.

A fim de observar a evolução do valor da amplitude de cada harmónica à medida que se propagam ao longo do canal, apresenta-se na figura 10 esta evolução para as harmónicas apresentadas no Quadro 3.

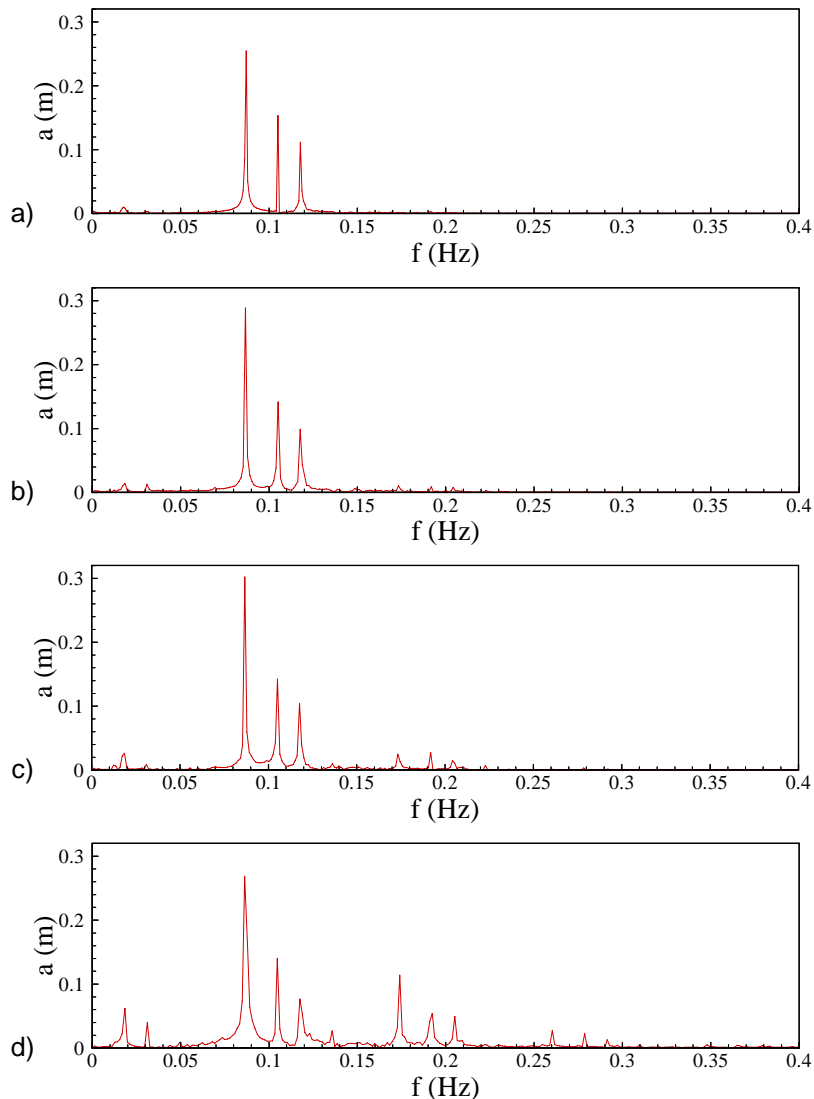


Figura 9 - Periodogramas relativos aos sinais das sondas posicionadas em 35 m 15 m, 10 m e 5 m.

Quadro 3 - Amplitudes de cada harmónica nos pontos de medição.

	f(Hz)	A(m)			
		35 m	15 m	10 m	5 m
Sub-harmónicas	0.018	0.010	0.013	0.025	0.062
	0.031	0.003	0.012	0.008	0.039
Frequências principais	0.087	0.252	0.288	0.298	0.269
	0.105	0.149	0.142	0.139	0.140
	0.118	0.109	0.098	0.100	0.076
Super-harmónicas	0.174	0.001	0.010	0.025	0.114
	0.192	0.003	0.008	0.027	0.053
	0.205	0.001	0.006	0.015	0.048

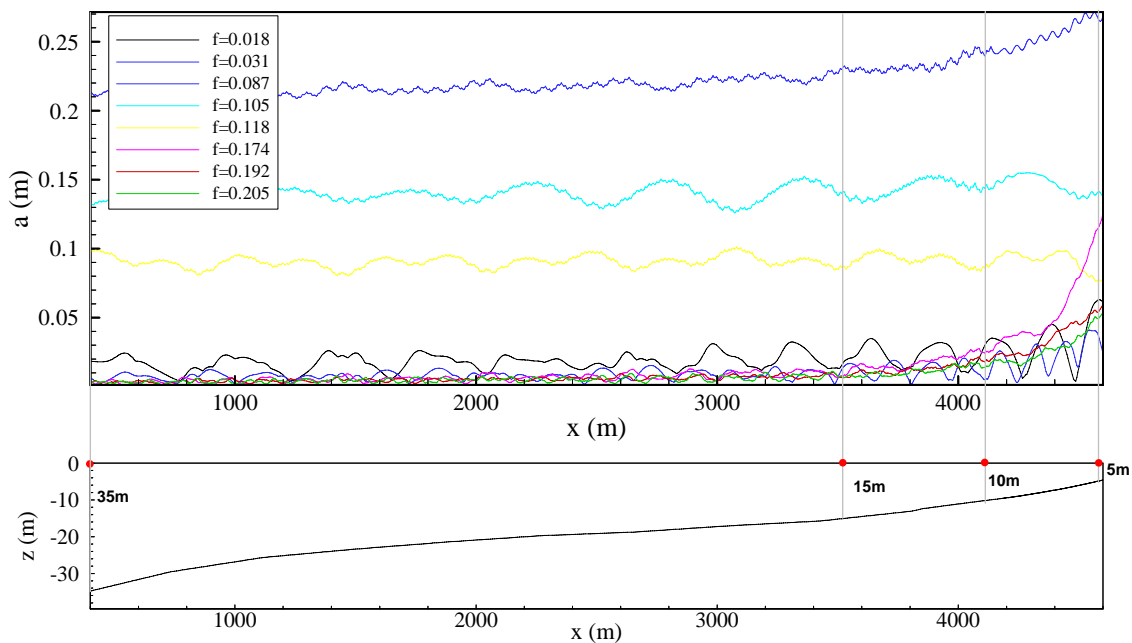


Figura 10 - Evolução das harmónicas relevantes ao longo da direcção de propagação.

Na figura 10 pode observar-se que as amplitudes de as harmónicas principais e as sub-harmónicas apresentam oscilação de amplitude, a qual se deve possivelmente ao facto da praia ser bastante reflectiva, estando a medir-se, em cada sonda, o conjunto das ondas incidentes e reflectidas na praia. No entanto, o valor médio da amplitude das frequências principais e das sub-harmónicas e o valor da amplitude das super-harmónicas mantêm-se sem grandes alterações até a profundidade de, aproximadamente, 10 m ($x=3880$ m).

A partir dessa profundidade, verifica-se um aumento gradual do valor da amplitude das super-harmónicas com a redução da profundidade, como se já se havia observado anteriormente. Este facto é mais notório para a frequência de 0.174 Hz, onde o valor da amplitude aumenta exponencialmente para as menores profundidades de cálculo. Quanto às sub-harmónicas, verifica-se que o seu valor para maiores profundidades é significativo, especialmente a de menor frequência, e que não aumenta de forma notória com a diminuição da profundidade. Isto está de acordo com o que seria espectável: as super-harmónicas ao aproximarem-se da costa, empolam e rebentam, não se reflectindo para o largo. Assim, para maiores profundidades a sua amplitude é muito baixa e aumenta para profundidades baixas. No entanto, as sub-harmónicas, ao aproximarem-se da costa, reflectem-se e propagam-se para ao largo como ondas livres. Daí a sua amplitude ser superior às das super-harmónicas em águas profundas e haver uma forte oscilação no valor da amplitude.

Importa referir que a distância entre mínimos consecutivos da amplitude da sub-harmónica com a frequência 0.018 Hz vai variando ao longo do canal e é compatível com a sobreposição de uma onda incidente com outra reflectida da mesma frequência. Assim, para a profundidade de 30 m, em que o comprimento de onda livre com aquela frequência deve ser cerca de 950 m, aquela distância é 440 m e para a profundidade de 10 m, onde o comprimento de onda deve ser cerca de 550 m, aquela distância desce para cerca de 270 m.

Quanto às frequências principais, enquanto a primeira harmónica ($f=0.087$ Hz) aumenta de valor nas menores profundidades, as outras duas harmónicas mantêm em média o seu valor. Isto deve-se ao facto de a 1^a harmónica ser a primeira a sentir o fundo (maior período) e daí ser a primeira a alterar a sua amplitude.

Comparando os resultados obtidos na sonda dos 5 m, apresentados na figura 9, com os medidos no sensor de pressão, apresentado na figura 5, pode concluir-se que a energia nas baixas frequências apresenta valores muito semelhantes. No entanto, no sensor de pressão a energia na gama das altas frequências (super-harmónicas) é muito baixa e nas frequências



4^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária Angra do Heroísmo, 20 e 21 de Outubro de 2005

fundamentais a energia é mais reduzida. Nesta comparação de resultados, deve-se ter em conta que a profundidade do ponto de medição do modelo Canal não coincide com a do sensor de pressão, diferindo dela de 2.4 m. Para a profundidade em que está localizado o sensor, muitas ondas que estariam presentes aos 5m já podem ter rebentado, especialmente as de maiores frequências, e por isso não apresentam energia significativa a essa profundidade. No entanto as de menor frequência, por serem reflectidas para o largo, ainda se encontram presentes no sinal medido no sensor. É ainda de referir que o modelo utilizado não simula o fenómeno da rebentação.

Na zona de menor profundidade, onde a hipótese de fluido ideal não é válida pois ocorre rebentação, deve ser utilizado outro tipo de modelo que tenha em conta este fenómeno. No entanto, o fenómeno não linear da geração de sub-harmónicas, confirmada pela existência dum segundo pico no espectro da figura 5, é perfeitamente modelado pelo código numérico, como pode ser confirmado na Figura 9, onde são facilmente identificados dois picos de baixa frequência.

4 CONCLUSÕES

Com o objectivo de estudar os efeitos não lineares que ocorrem na propagação de um estado de agitação desde o largo até junto à costa, efectuou-se, neste artigo, um teste à capacidade de simulação do modelo numérico totalmente não linear Canal na propagação de um grupo de ondas cujas características implicam a existência simultânea de condições de águas profundas de profundidade finita e de pequena profundidade.

Para tal, escolheu-se como caso estudo a ilha da Barreta, já que, com base em dados ao largo e junto à costa verificou-se que aí ocorrem fortes efeitos não lineares na propagação da agitação do largo para a costa, com transferência de energia para a zona das baixas frequências.

O espectro proveniente da agitação medida na bóia localizada ao largo foi utilizado como entrada do modelo CANAL, permitindo assim a análise da transformação do sinal ao longo da sua propagação até próximo da costa. A gama dos períodos das ondas que se pretendem estudar, desde períodos típicos de ondas de vento (entre os 5 a 20 s) e ondas longas (com períodos superiores a 30s), exige cuidados acrescidos na aplicação do modelo.

Os resultados obtidos permitem concluir que o modelo consegue reproduzir correctamente as interacções não lineares que ocorrem na propagação de um conjunto de ondas desde o largo até à costa, excepto na zona de rebentação. Para resolver problemas deste tipo, pretende-se no futuro utilizar de forma acoplada dois modelos numéricos: o modelo Canal, na zona de maior profundidade e para o qual os efeitos não lineares e dispersivos são convenientemente simulados; o modelo Funwave, Kirby et al. (1998), na zona de menor profundidade, onde a hipótese de fluido ideal não é válida pois ocorre rebentação e os efeitos dissipativos no fundo. Também se pretende, em trabalhos futuros, gerar não apenas as suas principais componentes mas todo o espectro medido. Neste caso, o tempo de cálculo estimado para uma discretização conveniente aponta para a necessidade de cálculo paralelo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS:

Clément, A. H. (1991) "Exemples de simulations d'écoulements instationnaires non-linéaires à surface libre par la méthode mixte Euler-Lagrange". 3ième Journées de l'Hydrodynamique, Grenoble, pp 69-83, (1991).

Clément, A. e Gil, L. (1999), Fully non linear numerical simulation of self and dual interaction, Journal Offshore and Polar Eng. 9:4 264-270.

Costa, M., Silva, R. and Vitorino, J. (2001), Contribuição para o clima de ondas da costa portuguesa, 2^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária.

Gil L. (1999) "Interacções onda-onda num canal bidimensional (estudo experimental e numérico)", Tese de doutoramento em Hidrodinâmica, Ecole Centrale de Nantes e FCT-UNL.



4^as Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária
Angra do Heroísmo, 20 e 21 de Outubro de 2005

Gil L., Didier E. e Chatry G., (2002) “Estudo comparativo de dois métodos de geração numérica de grupos de ondas de gravidade”, V Congresso de Métodos Numéricos em Engenharia SEMNI, Madrid, España, 171, pp. 1-14.

Santos, J. A; Neves, M. G.; Ferreira, O.; Gil, L. e A Matias (2002) – Cross-Shore long-wave propagation at Ria Formosa. “International Conference on Coastal Engineering”, Cardif, Julho