

INFLUÊNCIA DO CONTORNO DA BACIA PORTUÁRIA NO COMPORTAMENTO DE NAVIOS AMARRADOS EM PORTOS

João A. Santos¹, Sara Rodrigues^{1*}

1: Departamento de Hidráulica e Ambiente
Laboratório Nacional de Engenharia Civil
Av. do Brasil 101, 1700-066 Lisboa, Portugal
e-mail: {jasantos, srodrigues}@lnec.pt web: <http://www.lnec.pt>

Palavras-chave: Modelo Numérico, Relações de Haskind

Resumo. *Os modelos numéricos utilizados na resolução dos problemas de radiação e de difracção são capazes de simular o comportamento do navio livre sujeito a ondas regulares de amplitude infinitesimal e colocado em zonas de profundidade finita, mas não limitadas horizontalmente. Estes modelos são pouco adequados para estudar comportamento de navios no interior de portos.*

Em algumas situações, é razoável estudar o problema de radiação do navio livre considerando apenas uma parede vertical totalmente reflectora de comprimento infinito na proximidade do navio. Contudo, essa abordagem não é certamente válida para o problema de difracção de um navio no interior de um porto.

Tendo em vista o estabelecimento de um modelo numérico para resolver aqueles problemas quando o navio está colocado no interior de um porto cujo contorno pode ser parcialmente reflector para as frequências de oscilação consideradas, apresentam-se nesta comunicação os resultados obtidos para as componentes das forças de excitação utilizando uma abordagem semelhante à das relações de Haskind [1], em que se combinam os valores do potencial da onda incidente na posição do navio, na ausência do mesmo, com os dos potenciais de radiação segundo cada um dos modos de oscilação.

1. INTRODUÇÃO

A componente fundamental de qualquer modelo numérico para o estudo do comportamento de navios amarrados trata da resolução do problema da interacção de um corpo flutuante com as ondas.

Os modelos numéricos desenvolvidos para determinar os esforços e os movimentos de estruturas flutuantes destinadas à exploração petrolífera em mar alto podem ser utilizados

para resolver aqueles problemas. O modelo numérico WAMIT, [2], desenvolvido pelo Departamento de Engenharia Oceânica do Massachusetts Institute of Technology, é um desses modelos. Trata-se até de um modelo de utilização generalizada devido ao desempenho dos algoritmos utilizados no cálculo da função Green e suas derivadas apresentados em Newman [3].

Embora tal modelo seja capaz de determinar os potenciais de cada um dos problemas de radiação – navio oscilando com frequência constante segundo um dos seis graus de liberdade em águas de outra forma paradas – e o potencial do problema de difracção – navio imobilizado sujeito a uma onda monocromática – ele foi desenvolvido para corpos flutuantes colocados em zonas não limitadas horizontalmente. Como ele é baseado num método de painel, as fronteiras sólidas do domínio são discretizadas por um conjunto de painéis e as equações resultantes traduzem a influência em cada painel dos restantes painéis da fronteira – daqui resultando uma matriz cheia – tal significa que não é o modelo mais eficiente para resolver aqueles problemas quando o navio está colocado no interior de uma bacia portuária, face ao número de painéis que será então necessário utilizar. Com efeito, uma vez que o modelo só é válido para corpos em meios não limitados horizontalmente, a representação possível para a bacia portuária será sempre a de uma ilha artificial sendo por isso necessário distribuir painéis não só no contorno interior do porto mas também no contorno que define o exterior da ilha artificial.

Porque as ondas geradas pelo navio no problema de radiação tendem a decair rapidamente ao afastar-se do navio, presume-se que para este problema, quando o navio está no interior de uma bacia portuária, bastará considerar a fronteira da bacia portuária mais próxima do navio. Nesse caso, a modelação da totalidade da bacia portuária só será importante para o problema de difracção. Ora, um resultado interessante da teoria potencial para a interacção de ondas com corpos flutuantes são as chamadas relações de Haskind que permitem calcular a força segundo um dos modos de oscilação do navio associada ao problema de difracção a partir do conhecimento do potencial do problema de radiação correspondente a esse modo de oscilação com o potencial da onda incidente na posição do navio quando ele lá não está. Os modelos numéricos para a propagação de ondas monocromáticas para o interior de bacias abrigadas podem fornecer este último potencial.

O objectivo desta comunicação é apresentar os primeiros resultados do estabelecimento de um procedimento para cálculo das forças de difracção de um corpo flutuante colocado no interior de uma bacia portuária levando em conta as relações de Haskind. Estes resultados foram obtidos para um navio face a uma parede finita, tendo-se utilizado o modelo numérico WAMIT para obter quer os potenciais do problema de radiação, quer o potencial da onda incidente na posição do navio quando ele lá não está. O navio usado para a realização dos testes tem um deslocamento de 122 714 kg, um comprimento entre perpendiculares de 236 m, uma boca de 43 m e um calado de 14.1 m.

Depois deste capítulo de introdução, descrevem-se, no capítulo 2, as equações que regem os potenciais associados aos problemas de radiação e de difracção, bem como a determinação das forças de excitação a partir pelas relações de Haskind. No capítulo 3

apresenta-se o modelo numérico WAMIT e os procedimentos numéricos implementados para utilização daquelas relações. No capítulo 4 apresentam-se os resultados da aplicação daqueles procedimentos na determinação das forças de excitação do navio referido no parágrafo anterior quando está colocado frente a uma parede vertical de comprimento finito e totalmente reflectora.

2. FORMULAÇÃO ANALÍTICA DO PROBLEMA

Apoiando-se na linearidade do sistema corpo flutuante / ondas, a interacção de um corpo flutuante com as ondas pode resolver-se com base no princípio de sobreposição dos efeitos, decompondo em dois aquele problema: o problema da difracção e o problema de radiação. Consideram-se forças de excitação, as forças e os momentos que é necessário fazer para manter imobilizado o corpo quando sujeito à acção das ondas, enquanto as forças de radiação designam as forças que são necessárias para oscilar o corpo em águas de outra forma paradas.

2.1. Potencial de velocidade

Seja ϕ o potencial de escoamento quando o navio se move sob a acção de ondas. Da linearidade do sistema navio / ondas é possível decompor o potencial na soma de vários potenciais devidos cada um deles a uma das seguintes causas, Tuck [4]:

- onda incidente, ϕ_0
- onda difractada pelo navio parado, ϕ_7
- ondas geradas pelo movimento do navio em águas de outro modo paradas, segundo cada uma das seis coordenadas generalizadas ϕ_1 a ϕ_6

$$\phi = \text{Re} \left[\sum_{j=0}^7 \phi_j \right] \quad (1)$$

Seja X_j a coordenada j do ponto P do corpo flutuante. Como o sistema corpo flutuante / ondas é linear, se a agitação incidente tem frequência angular ω então o movimento caracterizado por X_j terá a mesma frequência ω . Assim

$$X_j = \text{Re} \left[\varepsilon_j e^{-i\omega t} \right] \quad (2)$$

em que ε_j é a amplitude complexa do movimento do corpo segundo a coordenada j .

Utilizando a factorização proposta por Tuck [4], que corresponde a escrever cada um dos potenciais devidos ao movimento segundo a coordenada j em função da amplitude complexa da velocidade do mesmo movimento, a expressão (1) fica

$$\phi = \left[\varphi_0 + \varphi_7 + \sum_{j=1}^6 -i\omega\varphi_j\varepsilon_j \right] e^{-i\omega t} \quad (3)$$

onde ϕ_j é um potencial complexo estacionário. Assim consegue separar-se o problema do escoamento do movimento do corpo, sendo apenas necessário determinar os potenciais do escoamento para velocidades de amplitude unitária segundo cada uma das coordenadas generalizadas.

Atendendo à forma de cada um dos potenciais ϕ_j , as condições que eles satisfazem reflectem-se no potencial ϕ_j respectivo. Assim, da equação de continuidade, válida em todo o domínio fluido, tem-se:

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

para a condição de superfície livre linearizada, tem-se, em $z = 0$:

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial t^2} + g \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0 \Rightarrow \omega^2 \phi_j - g \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

e para a condição de fronteira de fundo e outros limites sólidos fixos do domínio, tem-se:

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \phi_j}{\partial n} = 0 \quad (6)$$

Além destas equações, os potenciais ϕ_j devem também verificar uma condição de fronteira na superfície molhada do corpo flutuante.

Para os potenciais ϕ_0 e ϕ_7 , relacionados ao problema de difracção, em cada ponto do casco do navio, a soma das componentes normais ao casco da velocidade do escoamento resultante de cada um dos potenciais deve ser nula, uma vez que o navio se encontra parado.

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} + \frac{\partial \phi_7}{\partial n} = 0 \quad (7)$$

Para os potenciais ϕ_1 a ϕ_6 , a componente normal ao casco do navio da velocidade do escoamento deve igualar a componente segundo a mesma normal da velocidade local do movimento do corpo

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = \dot{X}_j n_j \quad (8)$$

onde \dot{X}_j representa a componente segundo a coordenada generalizada j da velocidade do movimento e n_j a normal exterior generalizada à superfície molhada do corpo flutuante, num ponto de coordenadas x_j .

Conhecido o potencial de velocidade, as pressões sobre o corpo flutuante podem ser determinadas a partir da equação de Bernoulli linearizada.

$$p = -\rho g z - \rho \frac{\partial \phi_j}{\partial t} \quad (9)$$

Considerando apenas a parcela dinâmica, já que a restante parcela está contabilizada no cálculo da matriz de restituição hidrostática, a força actuante segundo cada uma das coordenadas k vem dada por:

$$F_k = i\rho\omega \int_S (\phi_0 + \phi_7) n_k e^{-i\alpha x} dS + \sum_{j=1}^6 -\rho\omega^2 \varepsilon_j \int_S \phi_j n_k e^{-i\alpha x} dS \quad (10)$$

A primeira parcela da soma anterior representa a força associada ao problema de difracção

$$F_k^D = i\rho\omega \int_S (\phi_0 + \phi_7) n_k e^{-i\alpha x} dS \quad (11)$$

enquanto a segunda força está associada ao problema de radiação

$$F_k^R = \text{Re} \left[\sum_{j=1}^6 T_{kj} \varepsilon_j e^{-i\alpha x} \right] \quad (12)$$

sendo a matriz T_{kj} definida por:

$$T_{kj}(\omega) = -\rho\omega^2 \int_S \phi_j n_k dS \quad (13)$$

Nas expressões anteriores, S representa a superfície molhada do corpo flutuante e n_k a normal segundo a coordenada generalizada k .

2.2. Relações de Haskind

Utilizando a segunda igualdade de Green é possível mostrar que não é necessário determinar o potencial da onda difractada pelo corpo, ϕ_7 , para calcular as componentes da força associada ao problema de difracção, equação (11).

Com efeito, de acordo com aquela igualdade, dado um volume Ω , limitado por uma fronteira $\partial\Omega$, no qual as funções f e g são duas vezes diferenciáveis

$$\int_{\Omega} (f \nabla^2 g - g \nabla^2 f) dV = \int_{\partial\Omega} \left(f \frac{\partial g}{\partial n} - g \frac{\partial f}{\partial n} \right) dS \quad (14)$$

onde n é a normal exterior à fronteira.

Considerando volume Ω limitado pelas fronteiras sólidas do domínio, pela superfície livre, pela superfície molhada do corpo, S , e por uma superfície vertical cilíndrica colocada a grande distância do corpo e fazendo corresponder a f , ϕ_j e a g , ϕ_k , da aplicação da segunda igualdade de Green tem-se:

$$\int_{\Omega} (\varphi_j \nabla^2 \varphi_k - \varphi_k \nabla^2 \varphi_j) dV = \int_{\partial\Omega} \left(\varphi_j \frac{\partial \varphi_k}{\partial n} - \varphi_k \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} \right) dS \quad (15)$$

Uma vez que φ_j e φ_k satisfazem a equação de Laplace em todo o domínio, o integral em volume de (15) é nulo. A condição de fronteira linearizada na superfície livre, equação (5), permite concluir que nessa fronteira do volume Ω o integral da direita é nulo. Por outro lado, na superfície vertical cilíndrica colocada a grande distância do corpo, porque os potenciais φ_1 a φ_7 verificam uma condição de radiação nessa superfície, para esses potenciais aquele integral também é nulo. Pode então concluir-se que, para os potenciais φ_1 a φ_7 , é válida a seguinte igualdade

$$\int_S \varphi_j \frac{\partial \varphi_k}{\partial n} dS = \int_S \varphi_k \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} dS \quad (16)$$

Atendendo às condições de fronteira nas superfícies sólidas do domínio nos problemas de radiação e de difracção e à igualdade anterior, a equação de definição da força associada ao problema de difracção pode escrever-se da forma apresentada em Haskind [1], habitualmente conhecida por relação de Haskind

$$F_k^D = -i\rho\omega \int_S \left(\varphi_0 \frac{\partial \varphi_k}{\partial n} - \varphi_k \frac{\partial \varphi_0}{\partial n} \right) dS e^{-i\omega t} \quad (17)$$

Com base nesta relação, em vez de se determinar o potencial associado ao problema da difracção φ_D , só é necessário conhecer o potencial da onda incidente nos pontos ocupados pela superfície molhada do corpo φ_0 , bem como os potenciais associados ao problema da difracção para os mesmos pontos φ_k .

3. MODELO NUMÉRICO

Para a resolução dos problemas de radiação e de difracção no domínio da frequência, é utilizado o modelo WAMIT. Este modelo resolve as equações integrais para os potenciais associados aos problemas acima mencionados quando o corpo flutuante está numa região não limitada horizontalmente.

A utilização do teorema de Green permite transformar em equações integrais as equações diferenciais que controlam os potenciais associados aos problemas de radiação e de difracção. Em vez de se ter um conjunto de equações válidas em todo o domínio, obtém-se um conjunto de equações de modo a satisfazer as apenas nas fronteiras desse domínio, a região mais relevante para a determinação das forças induzidas pelo escoamento.

As equações integrais dos potenciais φ_j associados ao problema da radiação, são dadas por:

$$2\pi\varphi_j(x') + \int_S \varphi_j(x) \frac{\partial G(x',x)}{\partial n} dS = \int_S G(x',x) \frac{\partial \varphi_j(x)}{\partial n} \quad (18)$$

enquanto para o potencial de difracção φ_D , resultante da sobreposição dos potenciais da onda incidente, φ_0 , e da onda difractada pelo corpo, φ_S , se tem a seguinte equação integral:

$$2\pi\varphi_D(x') + \int_S \varphi_D(x) \frac{\partial G(x',x)}{\partial n} dS = 4\pi\varphi_0(x') \quad (19)$$

A função Green, $G(x',x)$, é o potencial de velocidade num ponto x devido a uma fonte de intensidade -4π colocada em x' e que satisfaz não só a condição de fronteira da superfície livre como a condição de radiação.

Aproximando a posição média da superfície molhada do corpo flutuante por um conjunto de painéis, triangulares ou quadrangulares, em cada um dos quais se assume um valor constante do potencial de velocidades. As equações integrais reduzem-se a um sistema de equações lineares para os valores do potencial de velocidade em cada um dos painéis. Para os potenciais de radiação vem

$$2\pi\varphi_j(x_i) + \sum_{k=1}^N D_{ik} \varphi_j(x_k) = \sum_{k=1}^N S_{ik} \frac{\partial \varphi_j(x_k)}{\partial n} \quad (20)$$

em que $i=1, \dots, N$, sendo N o número de painéis. Para o potencial de difracção, o sistema de equações é dado por:

$$2\pi\varphi_D(x_i) + \sum_{k=1}^N D_{ik} \varphi_D(x_k) = 4\pi\varphi_0(x_i) \quad (21)$$

As matrizes D_{ik} e S_{ik} são definidas por:

$$D_{ik} = \int_{S_k} \frac{\partial G(x_i, \xi)}{\partial n} d\xi \quad (22)$$

$$S_{ik} = \int_{S_k} G(x_i, \xi) d\xi \quad (23)$$

em que S_k representa a superfície do painel k , n a normal a essa superfície e ξ uma variável de posição na mesma superfície. Embora os pontos onde são escritas as equações integrais estejam localizados no centróide de cada um dos painéis, x_i e x_k , os integrais das equações (22) e (23) a realizar em cada um dos painéis k são realizados utilizando uma fórmula de quadratura de Gauss com quatro pontos seleccionados no painel k . A mesma fórmula de quadratura é utilizada pelo modelo WAMIT para calcular as forças de difracção através das relações de Haskind, equação (17).

No modelo WAMIT é trivial a determinação do potencial da onda monocromática incidente e da respectiva derivada segundo a normal ao painel nos pontos da fórmula de quadratura de Gauss correspondentes à posição do navio imobilizado. Com efeito, uma vez que o navio está numa zona não limitada horizontalmente, a onda que incide na posição do navio, quando ele lá não está, é simplesmente uma onda de crista rectilínea cujo potencial e derivada segundo uma direcção qualquer têm fórmulas bem definidas.

Na implementação das relações de Haskind que se pretende realizar agora, a onda monocromática incidente na posição do navio poderá já ter sido refractada ou difractada antes de chegar a esta posição esperando-se que seja caracterizada pelas amplitudes complexas da elevação da superfície livre, $\eta(x, y)$ e das componentes horizontais, $U_0(x, y)$ e $V_0(x, y)$ no nível de repouso, $z = 0$, da velocidade do escoamento por ela induzido.

Da condição de fronteira dinâmica linearizada da superfície livre, tem-se, em $z = 0$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial t} = g\eta \Rightarrow \omega \phi_0 = g\eta \quad (24)$$

Assumindo válida a hipótese de declive suave, então a variação na vertical do potencial de velocidades será do tipo $\phi_0(x, y, z) = \phi_0(x, y, z = 0) \cosh[k(d + z)] / \cosh kd$. Assim, conhecida a elevação da superfície livre é possível determinar o potencial $\phi_0(x, y, z)$ em qualquer cota z

$$\phi_0(x, y, z) = \frac{g}{\omega} \eta(x, y) \frac{\cosh[k(d + z)]}{\cosh kd} \quad (25)$$

A mesma hipótese de declive suave permite relacionar as amplitudes complexas das componentes horizontais da velocidade a qualquer cota com as amplitudes respectivas das mesmas componentes no nível de repouso:

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial x} = u(x, y, z) = U_0(x, y) \frac{\cosh[k(d + z)]}{\cosh kd} \quad (26)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial y} = v(x, y, z) = V_0(x, y) \frac{\cosh[k(d + z)]}{\cosh kd} \quad (27)$$

Para se obter a amplitude complexa da componente vertical da velocidade do escoamento induzido pela onda basta derivar a equação (25) em ordem a z , resultando então

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial z} = \frac{gk}{\omega} \eta(x, y) \frac{\sinh[k(d + z)]}{\cosh kd} \quad (28)$$

Do produto interno do vector velocidade do escoamento com a normal ao painel obtém-se a componente normal ao painel do vector velocidade ou a derivada segundo a normal ao painel do potencial do escoamento gerado pela passagem da onda. Do exposto fica claro que, assumindo válida a hipótese de declive suave, para determinar as funções necessárias à aplicação da relação de Haskind é necessário conhecer:

- o período da onda incidente;
- os potenciais dos problemas de radiação do navio no interior da bacia portuária em cada painel da discretização da área molhada do casco do navio;
- as derivadas normais dos mesmos potenciais nos mesmos painéis;
- as coordenadas dos pontos onde se pretende determinar aquelas funções (em cada painel, as coordenadas dos quatro pontos da fórmula de quadratura Gauss utilizada);
- as componentes do vector normal a cada painel;
- a profundidade na vertical de cada ponto da alínea anterior;
- as amplitudes complexas da elevação da superfície livre e das componentes horizontais da velocidade do escoamento induzido pela passagem das ondas.

Os cinco primeiros requisitos são satisfeitos pelos ficheiros de resultados do modelo numérico WAMIT, sendo que os dois primeiros estão no conjunto de resultados relativos ao problema de radiação enquanto os três últimos estão nos ficheiros de caracterização da geometria do problema. Os dois últimos requisitos são satisfeitos com os resultados do modelo que determina a propagação das ondas para o interior da bacia portuária quando o navio lá não está. O programa que trata de implementar as relações de Haskind combinando resultados do modelo WAMIT para os problemas de radiação com o campo de ondas incidente na posição do navio, apenas tem que gerir esta informação e efectuar um integral de superfície utilizando uma fórmula de quadratura de Gauss. No caso presente é a mesma utilizada pelo modelo WAMIT.

4. TESTE DE APLICAÇÃO

Nesta fase inicial de teste do funcionamento do procedimento implementado utilizou-se o WAMIT como o modelo numérico que fornece também as características da onda monocromática incidente no local que será depois ocupado pelo navio. Embora o modelo WAMIT seja capaz de determinar os valores das funções necessárias à aplicação das relações de Haskind em qualquer ponto do espaço, optou-se por utilizar apenas a informação básica expectável nos resultados dos modelos numéricos de propagação de ondas: as amplitudes complexas da elevação da superfície livre e das componentes horizontais da velocidade do escoamento no nível de repouso.

4.1. Navio frente a parede finita

Os primeiros testes à implementação das relações de Haskind foram realizados para um navio frente a uma parede finita de faces totalmente reflectoras que estava colocada numa zona de fundo horizontal à profundidade de 18 m. Utilizou-se a versão para vários corpos do modelo WAMIT [5].

A parede ocupava a totalidade da coluna líquida, tendo por isso uma altura de 18 m. O comprimento da parede era 750 m e a largura 50 m. As quatro faces desta parede foram discretizadas com 1284 painéis. O navio tinha um deslocamento de 122714 kg, um comprimento entre perpendiculares de 236 m, uma boca de 43 m e um calado de 14.1 m. A

superfície molhada do casco do navio com 3732 painéis. Na figura (1) apresenta-se um esquema da painelização do navio e da parede. Como pode observar-se nessa figura, o navio foi colocado com o seu eixo longitudinal paralelo ao da parede, tendo sido considerados quatro valores distintos para a distância da face da parede ao bordo mais próximo do navio: 15 m, 30 m, 150 m e 300 m. Na figura está representado o navio a 15 m da parede. O meio do navio foi colocado a igual distância das extremidades da parede.

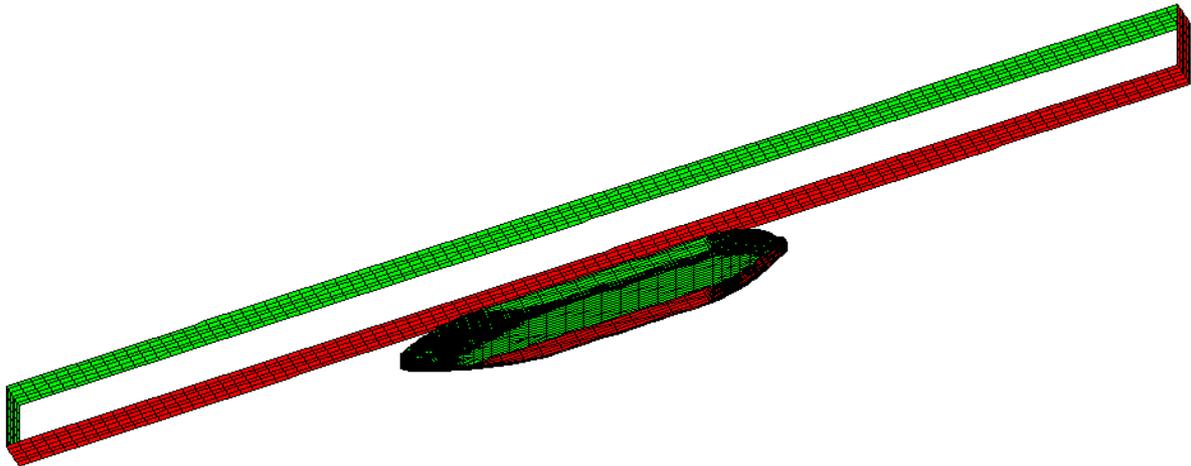


Figura 1 – Esquema da painelização do navio e da parede simulados.

Determinaram-se as forças associadas ao problema de difracção para um conjunto de 75 frequências igualmente espaçadas entre 0.0125 rad/s e 0.8875 rad/s. Como neste exercício não se procurou avaliar o abrigo produzido pela difracção das ondas em torno da parede, as três direcções de onda testadas (90°, 135° e 180°) correspondem a incidências directas no navio. Os resultados das figuras (2) a (4) mostram a evolução com a distância do navio à parede das forças exercidas por ondas de vante (180°) no navio parado. Nas mesmas figuras, para estabelecer o limite quando a fosse infinita a distância do navio à parede, estão representadas as curvas correspondentes às forças no navio isolado.

A figura (2), para a força segundo o avanço, mostra que embora a existência da parede perturbe a simetria do escoamento a influência nesta força da proximidade da parede só é significativa quando o navio está a 15 m ou a 30 m da parede. Para as outras duas distâncias as curvas pouco se afastam da correspondente ao navio isolado.

Algo semelhante se passa com a força segundo a arfagem, figura (4). Aqui o resultado mais interessante, confirmando o esperado, é a coincidência das curvas para as diversas distâncias com a curva do navio isolado quando a frequência é baixa, aproximando-se do valor que se obteria considerando apenas a hidrostática.

É para o eixo transversal ao navio que a interrupção da simetria do escoamento produz resultados mais notáveis, como pode observar-se na figura (3). Com efeito, ondas de vante incidentes num corpo flutuante isolado com simetria estibordo - bombordo, como é comum nos navios, não deveriam originar qualquer força segundo o eixo longitudinal do navio. A

interrupção da simetria do escoamento pela proximidade da parede induz o aparecimento de forças transversais tão mais importantes quanto a parede está próximo do navio.

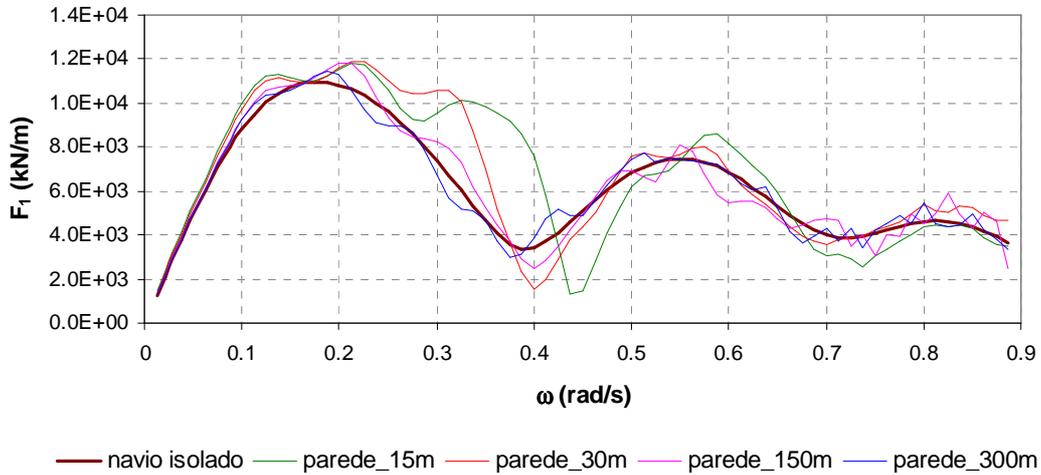


Figura 2 – Evolução, com a frequência e a distância à parede, da força segundo o avanço. Resultados do problema de difracção. Ondas de vante incidentes em navio próximo de parede vertical em zona com 18 m de profundidade.

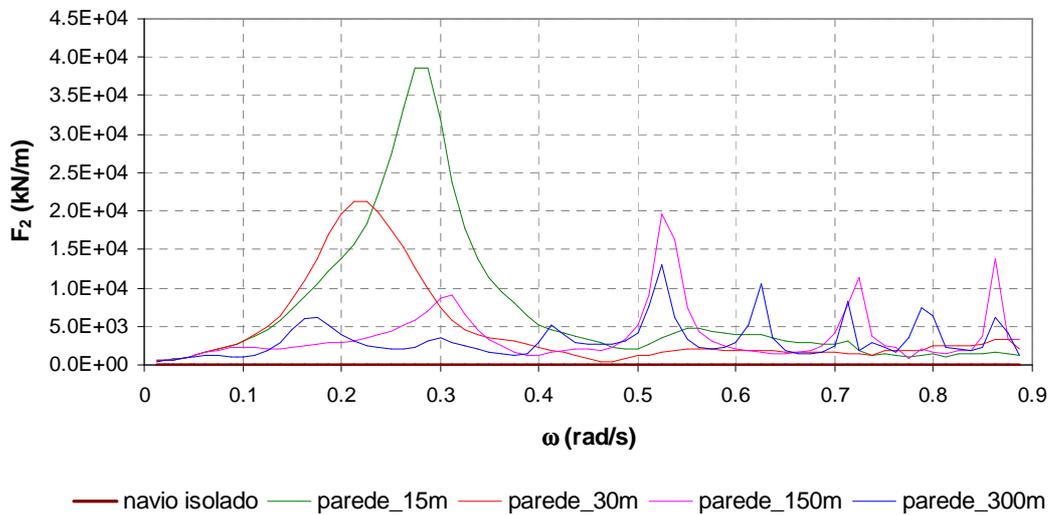


Figura 3 – Evolução, com a frequência e a distância à parede, da força segundo o abatimento. Resultados do problema de difracção. Ondas de vante incidentes em navio próximo de parede vertical em zona com 18 m de profundidade.

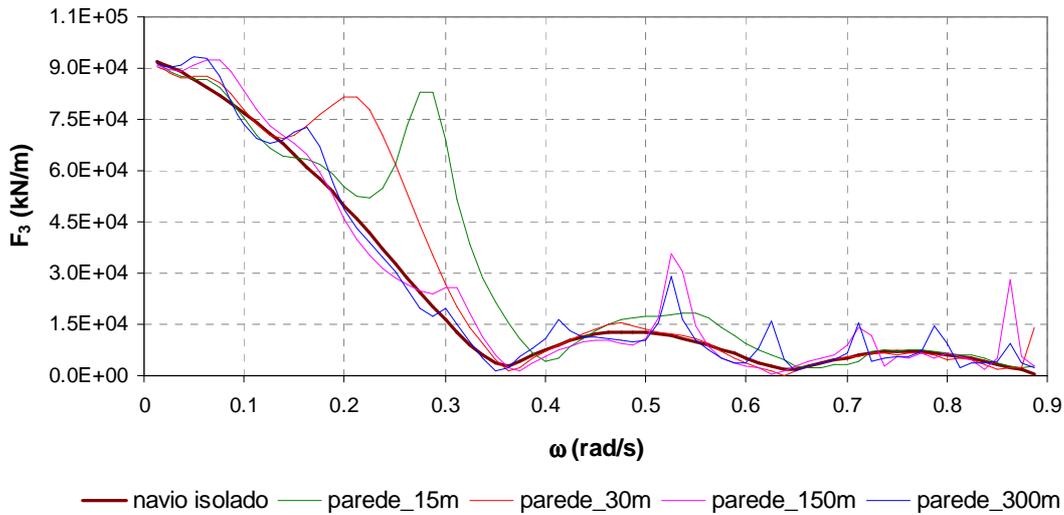


Figura 4 – Evolução, com a frequência e a distância à parede, da força segundo a arfagem. Resultados do problema de difracção. Ondas de vante incidentes em navio próximo de parede vertical em zona com 18 m de profundidade.

A verificação da implementação das relações de Haskind foi realizada utilizando os resultados do problema de radiação do navio frente à parede vertical e o campo de ondas incidente na posição onde o navio será colocado foi definido a partir dos resultados do problema de difracção da parede isolada. Os resultados dos dois problemas foram obtidos com o modelo numérico WAMIT. Como referido anteriormente, embora este modelo seja capaz de fornecer o campo das ondas incidentes e as respectivas derivadas segundo a normal aos painéis em qualquer ponto do domínio, uma vez que os resultados do problema de difracção da parede isolada pretendem emular os obtidos com um modelo numérico de propagação de ondas, os resultados do WAMIT considerados neste caso foram apenas as amplitudes complexas da elevação da superfície livre e das componentes horizontais da velocidade no nível de repouso. A figura (5) com a evolução, com a frequência da onda e a distância à parede, das forças segundo o eixo transversal do navio obtidas da aplicação das relações de Haskind mostra a coincidência quase total entre estas forças e as obtidas da resolução do problema de difracção do navio face a uma parede.

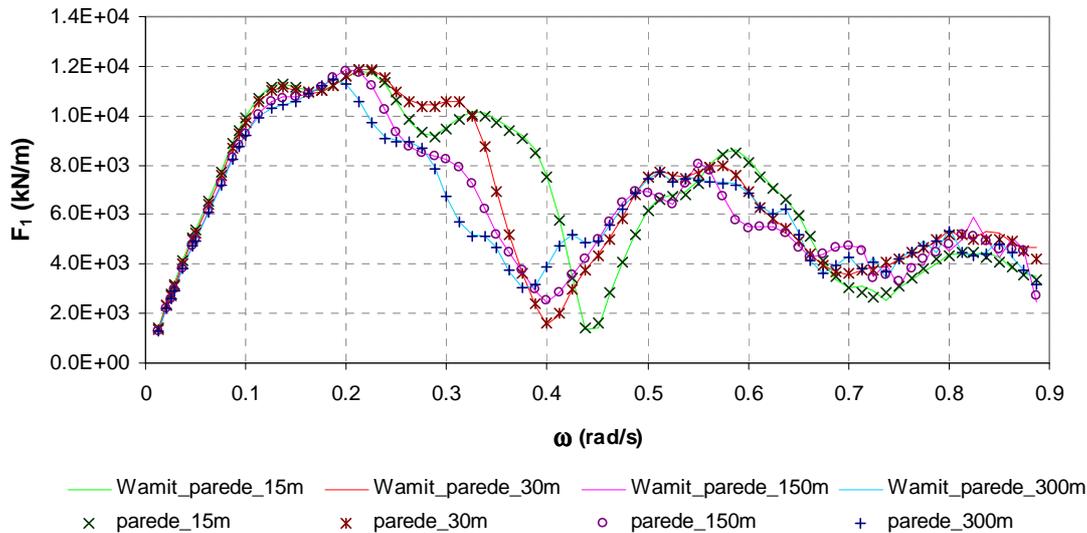


Figura 5 – Evolução, com a frequência e a distância à parede, da força segundo o avanço. Comparação dos resultados do problema de difracção com os obtidos da implementação das relações de Haskind. Ondas de vante incidentes em navio próximo de parede vertical em zona com 18 m de profundidade.

5. CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO

Apresentaram-se nesta comunicação os resultados do teste da implementação deu um procedimento para cálculo das forças associadas ao problema de difracção com base nas relações de Haskind. Este procedimento parte do conhecimento das amplitudes complexas da elevação da superfície livre e das componentes horizontais da velocidade no nível de repouso das ondas incidentes na posição do navio quando este lá não está e dos potenciais dos problemas de radiação do navio.

O teste foi realizado para um navio face a uma parede vertical e os resultados obtidos para várias distâncias do navio à parede e para várias frequências das ondas incidente são quase coincidentes com os obtidos da resolução do problema de difracção pelo WAMIT.

Os próximos testes avaliarão as consequências nos potenciais do problema de radiação da substituição do contorno da bacia portuária por uma parede vertical infinita.

7. AGRADECIMENTO

O trabalho apresentado nesta comunicação foi realizado no âmbito dos projectos “DOLPHIN – Análise do comportamento hidrodinâmico de dispositivos de acostagem e amarração. O caso crítico do terminal petrolífero do porto de Leixões” (PTDC/ECM/72835/2006) e “MOIA – Modelo operacional de apoio à gestão portuária” (PTDC/ECM/73145/2006) que são financiados pela Fundação para a Ciência e a Tecnologia com fundos da República Portuguesa e da União Europeia.

REFERÊNCIAS

- [1] Haskind, M.D. (1957), “The exciting forces and wetting of ships in waves (em russo)”, *Izvestia Akademii Nauk S.S.S.R, Otdelenie Tekhnicheskikh Nauk*, 7, pp. 65-79. (existe tradução na lingual inglesa: David Taylor Model Basin Translaction N°.307, March 1962).
- [2] Newman, J. N., Sclavounos, P. D. (1988). “The computation of wave loads on large offshore structures”. In *Boss 88 Conference, Norway*, pp. 1-19.
- [3] Newman, J.N. (1985), “Algorithms for the free-surface Green function”, *Journal of Engineering Mathematics*, Vol. 19, pp.7-67.
- [4] Tuck, E. O. (1970).”Ship motions in shallow wather”. *Journal of Ship Research*, Vol. 14, pp.317-328.
- [5] Korsemeyer, F.T., Lee, C.-H., Newman, J.N., Sclavounos, P.D. (1988) The analysis of wave effects on tension-leg platforms, *7th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Texas*, pp. 1-14.