

# SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA AÇÃO DE ONDAS SOBRE UM DISPOSITIVO DE CAPTAÇÃO DE ENERGIAS DAS ONDAS DO TIPO COLUNA DE ÁGUA OSCILANTE

Djavan P. Davyt<sup>1</sup>, Paulo R. F. Teixeira<sup>2</sup>, R. Ramalhais<sup>3</sup>, E. Didier<sup>4</sup>

## RESUMO

Neste trabalho é analisado um dispositivo de extração de energia das ondas do tipo coluna de água oscilante sob a ação de ondas regulares de diferentes períodos. São realizadas variações no comprimento submerso da parede frontal e no comprimento da câmara. Para tal é utilizado o código numérico FLUINCO, o qual é baseado nas equações RANS e a discretização é realizada utilizando o método semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos. Uma formulação lagrangeana-euleriana arbitrária (ALE) é utilizada para permitir a solução de problemas que envolvem movimentos da superfície livre. Alguns resultados são comparados com os obtidos utilizando o programa FLUENT. São apresentados a amplificação (relação entre a altura da onda incidente a e dentro da câmara), distribuição das velocidades e vetores de velocidade.

**PALAVRAS-CHAVE:** Energia das ondas. Coluna de água oscilante. Simulação numérica. Método dos elementos finitos. Fluinco.

## NUMERICAL SIMULATION OF WAVE ACTION OVER A WAVE ENERGY DEVICE OF THE OSCILLATING WAVE COLUMN TYPE

### ABSTRACT

In this work a wave energy extracting device of the oscillating water column type under the influence of regular waves of different periods was analyzed. Variations on the lip length and chamber size were performed. For this purpose the numerical code FLUINCO was used. This code is based on the RANS equations and the discretization is done using the semi-implicit two-step Taylor-Galerkin method. An arbitrary lagrangean-eulerian (ALE) formulation is used to enable solution of problems involving the displacement of the free surface. Some results were compared with those obtained using FLUENT program. The amplification (ratio between incident wave height and inside chamber free surface displacement), velocities distribution and velocity vectors are shown.

**KEY WORDS:** Wave energy. Oscillating water column. Numerical simulation. Finite element method. Fluinco.

---

<sup>1</sup> FURG; MsC; djavan\_perez@hotmail.com

<sup>2</sup> FURG; Dr; pauloteixeira@furg.br

<sup>3</sup> Universidade Nova de Lisboa; MsC; ruben\_ramalhais@hotmail.com

<sup>4</sup> Laboratório Nacional de Engenharia Civil; Dr; edidier@lnec.pt

## 1. INTRODUÇÃO

A energia das ondas em regiões de grande latitude, onde a média anual está entre 40 e 100 kW/m por frente de onda, é uma boa fonte alternativa. O potencial de energia das ondas estimado no sul do Brasil é de 30 kW/m, criando uma possível fonte de energia alternativa na região.

Baseados em vários métodos de extração de energia, uma grande variedade de sistemas têm sido propostos, mas poucos protótipos em tamanho real foram construídos e instalados. A maioria destes estão localizados na costa (*onshore*) ou perto dela (*nearshore*), e são denominados dispositivos da primeira geração. Estes dispositivos geralmente estão colocados sobre o fundo do mar ou são fixados numa parede rochosa ou despenhadeiro. Dispositivos onshore têm a vantagem de não precisarem amarrações ou longos cabos elétricos submersos. O dispositivo típico da primeira geração é o de coluna de água oscilante (CAO) (Falcão, 2009).

O dispositivo CAO consiste de uma câmara parcialmente submersa em uma estrutura de concreto ou aço no qual há uma abertura sob a superfície da água. O ar fica contido na câmara acima da superfície livre da água. As ondas incidentes fazem oscilar a superfície livre dentro da câmara, comprimindo e expandindo o ar sobre ela, forçando-o escoar através de uma turbina que conduz um gerador elétrico. Turbinas Wells, capazes de conservar o seu sentido de rotação independente do sentido do fluxo do ar, são geralmente utilizadas.

O primeiro protótipo deste sistema foi desenvolvido no final da década de 80, e protótipos em tamanho real foram construídos em Tofteshallen (Noruega), Sakata (Japão), Vizhinjam (Índia), Pico (Portugal) e Limpet (Escócia). A área da seção transversal destes CAOs está entre 80 e 250 m<sup>2</sup>. A capacidade instalada é de 60 a 500 kW (Falcão, 2009).

A teoria sobre dispositivos CAO onshore foi primeiramente desenvolvida por Evans (1982) e Sarmiento e Falcão (1985). Liu *et al.* (2009) analisaram o dispositivo CAO integrado com um quebra-mar, utilizando o código FLUENT. Horko (2007) também utilizou o código FLUENT para otimizar um dispositivo CAO segundo as características de onda locais. Estes estudos mapearam a elevação da superfície livre utilizando o método VOF (volume de fluido). Outros, incluindo Josset e Clément (2006), Brito-Melo (2000), Delauré e Lewis (2003) utilizaram códigos baseados no método dos elementos de contorno.

Pesquisas relativas a este tipo de problema se aproximam mais da realidade quando um modelo que considera as equações de Navier-Stokes na sua totalidade é utilizado. O modelo utilizado neste trabalho é o FLUINCO (Teixeira, 2001), que é um código baseado no método semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos para discretizar no tempo e no espaço as equações de Navier-Stokes. Adota um elemento tetraédrico linear, o qual tem a vantagem de se adaptar aos domínios de geometrias complexas e de ser um elemento de boa eficiência computacional. Uma formulação lagrangeana-euleriana arbitrária (do inglês *ALE, Arbitrary Lagrangian-Eulerian*) é utilizada para permitir a solução de problemas que envolvem grandes movimentos relativos entre corpos e superfícies e movimentos da superfície livre. A distribuição espacial da velocidade da malha é tal que a distorção dos elementos é minimizada pela sua suavização através do uso de funções que ponderam a influência da velocidade de cada nó pertencente às superfícies de contorno.

O caso de estudo consiste em um canal de 10 m de profundidade e comprimento de cinco vezes o comprimento de onda com a câmara no final. Inicialmente são apresentadas comparações entre os resultados obtidos pelo FLUINCO e os do FLUENT (FLUENT, 2006). Neste caso a profundidade do comprimento submerso da parede frontal é  $d=5.0$  m e o comprimento da câmara  $B=10.0$  m. Simularam-se ondas de períodos de 5 s a 18 s e altura 1 m. A seguir, utilizando o código FLUINCO, manteve-se o comprimento da câmara constante e variou-se a profundidade do comprimento submerso da parede frontal, em 2,5 m, 5,0 m e 7,5 m medidos a partir da superfície livre. Simularam-se ondas de períodos de 7 s a 15 s e altura 1 m. Por último, analisou-se o efeito das ondas de períodos de 5 s a 15 s para o caso da câmara com a metade do comprimento (5 m) e comprimento submerso da parede frontal de 5,0 m.

## 2. O MODELO FLUINCO

### 2.1. Discretização temporal das equações governantes

O algoritmo baseia-se na equação da continuidade, escrita da forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (i=1,2,3), \quad (1)$$

e das equações da quantidade de movimento, expressas como segue:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = -\frac{\partial f_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + w_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (i,j=1,2,3), \quad (2)$$

sendo  $\rho$  a massa específica,  $p$  a pressão,  $c$  a velocidade do som,  $w_j$  as componentes de velocidade da malha  $\tau_{ij}$  o tensor das tensões viscosas,  $U_i = \rho v_i$  e  $f_{ij} = v_j(\rho v_i) = v_j U_i$  ( $i,j=1,2,3$ ).

O algoritmo utiliza o método de Taylor-Galerkin de dois passos para a discretização no tempo e no espaço das equações de Navier-Stokes. No primeiro passo, calculam-se as variáveis de campo no instante de tempo  $t+\Delta t/2$  através da seguinte equação (Teixeira e Awruch, 2000):

$$U_i^{n+1/2} = U_i^n + \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial U_i^n}{\partial t} \quad (i=1,2,3), \quad (3)$$

sendo que o termo  $\partial U_i^n / \partial t$  é obtido pela Eq. (2) avaliada no instante  $n$  como segue:

$$\frac{\partial U_i^n}{\partial t} = -\frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial p^{n+\theta}}{\partial x_i} + w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_j} \quad (i,j=1,2,3), \quad (4)$$

onde  $p^{n+\theta} = p^n + \theta \Delta p$ ,  $\Delta p = p^{n+1} - p^n$  e  $\theta$  é um parâmetro de limites  $0 \leq \theta \leq 1$ . No presente trabalho utiliza-se  $\theta = 1/2$  tornando o algoritmo condicionalmente estável (Zienkiewicz e Codina, 1995). Substituindo a Eq. (4) na Eq. (3), obtém-se:

$$U_i^{n+1/2} = U_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left( \frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} - w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_j} \right) \quad (i,j=1,2,3). \quad (5)$$

Introduzindo a variável  $\tilde{U}_i^{n+1/2}$ , que é dada pela Eq. (5), sem o termo de variação de pressão, tem-se:

$$\tilde{U}_i^{n+1/2} = U_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left( \frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} - w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_i} \right) \quad (i,j=1,2,3), \quad (6)$$

então

$$U_i^{n+1/2} = \tilde{U}_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \quad (i=1,2,3). \quad (7)$$

A discretização no tempo da Eq. (1) resulta na expressão (Zienkiewicz e Codina, 1995):

$$\Delta \rho = \frac{1}{c^2} \Delta p = -\Delta t \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} \quad (i = 1,2,3). \quad (8)$$

Substituindo a Eq. (7) na Eq. (8) tem-se:

$$\Delta \rho = \frac{1}{c^2} \Delta p = -\Delta t \left[ \frac{\partial \tilde{U}_i^{n+1/2}}{\partial x_i} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \right] \quad (i = 1,2,3) \quad (9)$$

No segundo passo, calculam-se as variáveis de campo no instante de tempo  $t+\Delta t$  utilizando as variáveis em  $t+\Delta t/2$ , resultando:

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \Delta t \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial t} \quad (i=1,2,3) \quad (10)$$

e utilizando as equações da quantidade de movimento, Eq. (2), com todas as variáveis no instante  $t+\Delta t/2$ , tem-se:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \Delta t \left( \frac{\partial f_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} + \frac{\partial p^{n+1/2}}{\partial x_i} - w_j^{n+1/2} \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} \right) \quad (i,j=1,2,3). \quad (11)$$

A superfície livre é a interface entre dois fluidos, a água e o ar, onde a pressão atmosférica é considerada constante (geralmente o valor de referência é nulo) e deve ser imposta a condição de contorno cinemática da superfície livre (CCCSL). Usando a formulação ALE, esta condição é expressa da forma (Ramaswamy e Kawahara, 1987):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \left( {}^{(s)}\mathbf{v}_i - {}^{(s)}\mathbf{w}_i \right) \frac{\partial \eta}{\partial x_i} = 0 \quad (i=1,2,3), \quad (12)$$

onde  $\eta$  é a elevação de superfície,  ${}^{(s)}\mathbf{v}_i$  e  ${}^{(s)}\mathbf{w}_i$  são as componentes de velocidade do fluido e da malha na superfície livre, respectivamente. O sistema de coordenadas adota as direções  $x$  e  $y$  no plano horizontal, onde se utiliza uma formulação euleriana, e  $z$  na direção vertical, onde a formulação usada é a ALE.

A discretização temporal da CCCSL é realizada como apresentada para as equações de quantidade de movimento. Depois de aplicar a expansão em series de Taylor, as expressões de  $\eta$  em  $n+1/2$  (primeiro passo) e  $n+1$  (segundo passo) ficam:

$$\eta^{n+1/2} = \eta^n + \frac{\Delta t}{2} \left( {}^{(s)}\mathbf{v}_3 - {}^{(s)}\mathbf{v}_1 \frac{\partial \eta}{\partial x_1} - {}^{(s)}\mathbf{v}_2 \frac{\partial \eta}{\partial x_2} \right)^n \quad (13)$$

$$\eta^{n+1} = \eta^n + \Delta t \left( {}^{(s)}\mathbf{v}_3 - {}^{(s)}\mathbf{v}_1 \frac{\partial \eta}{\partial x_1} - {}^{(s)}\mathbf{v}_2 \frac{\partial \eta}{\partial x_2} \right)^{n+1/2} \quad (14)$$

A discretização especial é desenvolvida adotando elementos triangulares coincidentes com as faces dos tetraedros da superfície livre e aplicando o método de Galerkin nas Eq. (13) e (14). As equações resultantes são solucionadas de uma forma iterativa tal como ocorre para as equações da quantidade de movimento.

## 2.2. A lei de movimento da malha

Para atender problemas com superfície livre, o algoritmo utiliza uma descrição Arbitrária Lagrangeana-Euleriana (ALE). As componentes de velocidade da malha  $w_3$  (vertical) no interior do domínio são suavizadas através de funções que ponderam a influência da velocidade da malha de cada nó pertencente às superfícies de contorno, que são a superfície livre, a superfície do fundo e a superfície de corpos imersos, caso existam (ver a Figura 1). A atualização da velocidade da malha, nos pontos  $i$  do interior do domínio, está baseada na velocidade da malha nos pontos  $j$ , pertencentes às superfícies de contorno da seguinte forma (Teixeira, 2001):

$$w_{3i}^{n+1} = \frac{\sum_{i=1}^{n_s} a_{ij} w_{3j}^{n+1}}{\sum_{j=1}^{n_s} a_{ij}}, \quad (15)$$

onde  $w_{3i}^{n+1}$  e  $w_{3j}^{n+1}$  são as componentes verticais das velocidades da malha no interior do domínio e nas superfícies de contorno (superfície livre, do fundo e dos corpos submersos), respectivamente.  $n_s$  é o número total de pontos pertencentes às superfícies e  $a_{ij}$  são os coeficientes de influência entre os pontos no interior do domínio e os de superfície, dados pela seguinte expressão:

$$a_{ij} = \frac{1}{d_{ij}^4} \quad (16)$$

sendo  $d_{ij}$  a distância entre os pontos  $i$  e  $j$ . Na realidade,  $a_{ij}$  representa o peso que cada ponto  $j$  da superfície tem sobre o valor da velocidade da malha nos pontos  $i$  do interior do domínio.

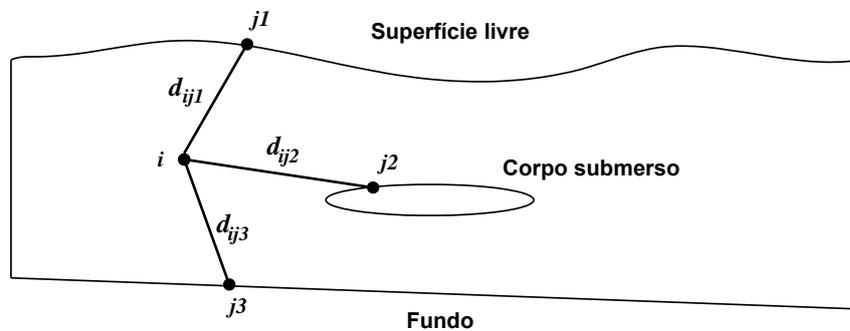


Figura 1 – Superfícies de contorno em problemas com superfície livre.

Assim, após a discretização espacial, o código soluciona o sistema de equações como segue:

- (1) Cálculo de  $\eta^{n+1/2}$  e  $\tilde{U}_i^{n+1/2}$ , Eqs. (13) e (6).
- (2) Cálculo de  $\Delta p$ , Eq. (9).
- (3) Cálculo de  $U_i^{n+1/2}$ , Eq. (7).
- (4) Cálculo de  $U_i^{n+1}$ , Eq. (11).
- (5) Cálculo de  $\eta^{n+1}$ , Eq. (14).

(6) Atualização do campo de velocidade da malha  $w_3$  e das coordenadas  $x_3$ , como segue:

(6.1) Cálculo do campo de velocidades da malha na superfície livre em

$$t + \Delta t: {}^{(S)}\mathbf{w}_3^{n+1} = (\eta^{n+1} - \eta^n) / \Delta t.$$

(6.2) Cálculo do campo de velocidades da malha no interior do domínio em  $n+1$  e  $n+1/2$  (exclusive os nós da superfície livre, do fundo e dos corpos submersos), através da Eq.(15) e da média

$$w_3^{n+1/2} = \frac{(w_3^{n+1} + w_3^n)}{2}, \text{ respectivamente.}$$

(6.3) Atualização das coordenadas no interior do domínio:

$$x_3^{n+1/2} = x_3^n + w_3^n \frac{\Delta t}{2}, \quad x_3^{n+1} = x_3^n + w_3^{n+1/2} \Delta t.$$

### 2.3. Discretização espacial

As equações resultantes das discretizações temporais são discretizadas no espaço aplicando o método clássico dos resíduos ponderados de Galerkin e empregando o elemento tetraédrico. Utiliza-se uma função de interpolação constante para as variáveis no instante  $t+\Delta t / 2$ , enquanto que em  $t$  e  $t+\Delta t$  é empregada uma função de interpolação linear. Assim, as variáveis são expandidas como segue:

$$U_i^{n+1/2} = \mathbf{P}_E \bar{U}_i^{n+1/2}; \tilde{U}_i^{n+1/2} = \mathbf{P}_E \tilde{U}_i^{n+1/2}; U_i^n = \mathbf{N} \bar{U}_i^n; p^n = \mathbf{N} \bar{p}^n; \quad (17)$$

onde  $\mathbf{N}$  é o vetor que contém as funções de interpolação,  $\bar{U}_i^n$  e  $\bar{p}^n$  são os vetores com os valores nodais das incógnitas e  $\mathbf{P}_E$  é a função de interpolação com um valor constante não nulo apenas para o elemento  $E$ .  $\bar{U}_i^{n+1/2}$  e  $\tilde{U}_i^{n+1/2}$  são constantes em todo o domínio do elemento. Considerando as Equações (1) a (4) e integrando por partes os termos convectivos e viscosos, o seguinte sistema de equações é obtido em nível de elemento ( $\mathbf{P}_E=1$ ):

$$\tilde{U}_i^{n+1/2} = \Omega_E^{-1} \left[ \mathbf{C} \bar{U}_i^n - \frac{\Delta t}{2} (\mathbf{T} \bar{U}_i^n + \mathbf{L}_i \bar{p}^n - \mathbf{f}_u) \right], \quad (18)$$

$$\left( \tilde{\mathbf{M}} + \frac{\Delta t^2}{2} \theta \mathbf{H} \right) \Delta \bar{p} = \Delta t (\mathbf{L}_i^T \tilde{U}_i^{n+1/2} + \mathbf{f}_a), \quad (19)$$

$$\bar{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} = \tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{4\Omega_E} \mathbf{L}_i \Delta \bar{\mathbf{p}}, \quad (20)$$

$$\bar{\mathbf{U}}_i^{n+1} = \bar{\mathbf{U}}_i^n + \mathbf{M}^{-1} \Delta t \left[ \mathbf{K}_u \bar{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} + \mathbf{Q}_i \left( \bar{\mathbf{p}}^n + \frac{1}{2} \Delta \bar{\mathbf{p}} \right) - \mathbf{S} + \mathbf{f}_b \right], \quad (21)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathbf{C} &= \int_{\Omega} \mathbf{N} \, d\Omega; & \mathbf{L}_i &= \int_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_i} \, d\Omega; & \mathbf{T} &= \int_{\Omega} \frac{\partial (u_i \mathbf{N})}{\partial x_i} \, d\Omega \\ \mathbf{f}_u &= \int_{\Omega} \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} \, d\Omega; & \Omega_E &= \int_{\Omega} \, d\Omega; & \tilde{\mathbf{M}} &= \int_{\Omega} \mathbf{N}^T \left( \frac{1}{c^2} \right) \mathbf{N} \, d\Omega & \mathbf{H} &= \int_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_i} \, d\Omega; \\ \mathbf{f}_a &= \int_{\Gamma} \mathbf{N}^T n_i \tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} \, d\Gamma; & \mathbf{M} &= \int_{\Omega} \mathbf{N}^T \mathbf{N} \, d\Omega \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_u &= \int_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_i} u_i \, d\Omega; & \mathbf{Q}_i &= \int_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_i} \mathbf{N} \, d\Omega; & \mathbf{S} &= \int_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_j} \tau_{ij}^{n+1/2} \, d\Omega \\ \mathbf{f}_b &= - \int_{\Gamma} \mathbf{N}^T u_i n_i \bar{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} \, d\Gamma + \int_{\Gamma} \mathbf{N}^T \tau_{ij}^{n+1/2} n_j \, d\Gamma - \int_{\Gamma} \mathbf{N}^T \mathbf{N} n_i \left( \bar{\mathbf{p}}^n + \frac{1}{2} \Delta \bar{\mathbf{p}} \right) \, d\Gamma. \end{aligned}$$

As equações referentes a CCCSL são discretizadas utilizando elementos triangulares lineares coincidentes com as faces dos tetraedros que pertencem a superfície livre. Aplicando o método de Galerkin nas Eq. (13) e (14), tem-se:

$$\int_{A^{n+1/2}} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \bar{\eta}^{n+1/2} = \int_{A^n} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \bar{\eta}^n + \frac{\Delta t}{2} \left( \int_{A^n} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \bar{\mathbf{v}}_3^n - \int_{A^n} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \left( {}^{(s)} \bar{\mathbf{v}}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right)^n \right) \quad (23)$$

$$\int_{A^{n+1}} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \bar{\eta}^{n+1} = \int_{A^n} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \bar{\eta}^n + \Delta t \left( \int_{A^{n+1/2}} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \bar{\mathbf{v}}_3^{n+1/2} - \int_{A^{n+1/2}} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s \, dA \left( {}^{(s)} \bar{\mathbf{v}}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right)^{n+1/2} \right)$$

onde  $i = 1, 2$ ;  $A$  é a área do elemento triangular,  $\mathbf{N}_s$  é a função de forma linear,  $\bar{\eta}^n$ ,  $\bar{\eta}^{n+1/2}$  e  $\bar{\eta}^{n+1}$  são os valores nodais das elevações nos instantes  $t$ ,  $t + \Delta t / 2$  e  $t + \Delta t$ , respectivamente. As Equações (23) são resolvidas de forma iterativa, tal como procedido nas equações da quantidade de movimento.

### 3. A SIMULAÇÃO NUMÉRICA

#### 3.1. Descrição do caso e condições de simulação

O caso de estudo consiste em um canal de 10 m de profundidade e comprimento de cinco vezes o comprimento de onda com a câmara no final. Primeiramente, são apresentadas comparações entre os resultados obtidos pelo FLUINCO e os do FLUENT. Para isso, utilizou-se a profundidade do comprimento submerso da parede frontal  $d=5.0$  m e o comprimento da câmara  $B=10.0$  m. Simularam-se ondas de períodos de 5 s a 18 s.

A seguir, utilizando o código FLUINCO, manteve-se o comprimento da câmara constante e variou-se a profundidade do comprimento submerso da parede frontal ( $d$ ), em 2,5 m, 5,0 m e 7,5 m medidos a partir da superfície livre. Os períodos da onda incidente são de 7 s a 15 s e a altura foi mantida constante em 1 m. Por último, analisou-se o efeito destas ondas para o caso da câmara com a metade do comprimento (5 m) e comprimento submerso da parede frontal de 5,0 m.

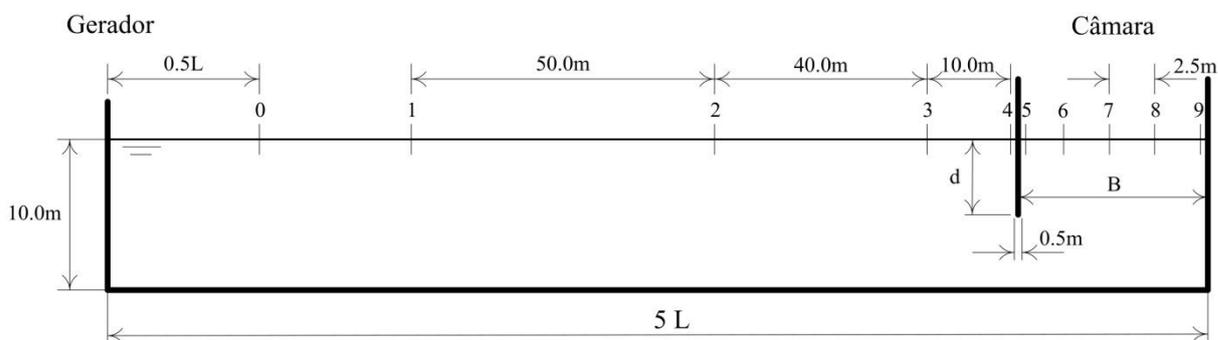


Figura 2 - Domínio de simulação e posição das sondas

Na discretização espacial, utilizaram-se 44 camadas na direção vertical, empregando uma maior resolução próximo à superfície livre, fundo e profundidade da parede frontal, lugares onde se espera uma maior perturbação do fluido. Na direção horizontal, o tamanho dos elementos respeita o valor máximo de  $L/50$ , sendo  $L$  o comprimento da onda. Perto da parede frontal e dentro da câmara o tamanho dos elementos é menor, chegando a 0,1. O passo de tempo empregado é de 0,0015 s, o qual satisfaz a condição de Courant. A geração da onda é feita impondo a elevação e as componentes da velocidade de uma onda linear a cada instante no

início do canal. A condição de não deslizamento é imposta no fundo e nas paredes. Tempo de processamento utilizando processador Intel QuadCore i7 2.80GHz, 8GB de memória, sistema operacional de 64 bits, fica em torno de 2 horas por período de onda.

### 3.2. Resultados e discussões

Apresentam-se aqui comparações entre resultados obtidos utilizando o modelo FLUINCO e o modelo FLUENT. Na Figura 3 têm-se a elevação dentro da câmara para uma onda incidente de período 11s. Os resultados de ambos modelos estão muito próximos, porém pequenas diferenças de amplitude podem ser notadas.

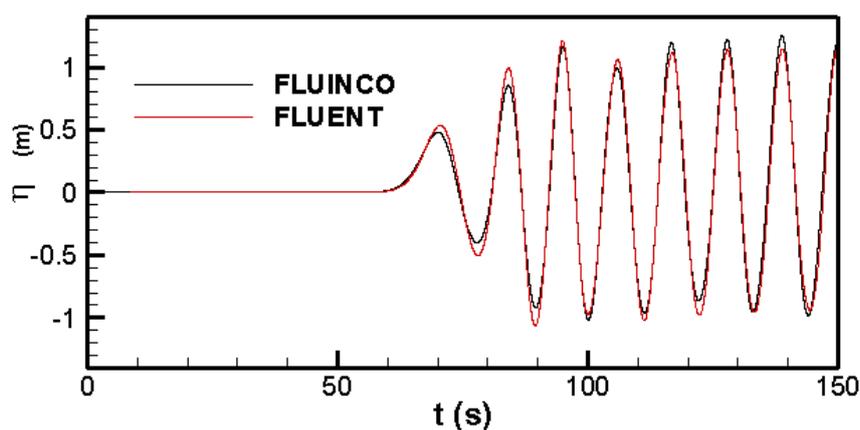


Figura 3 - elevação da superfície livre dentro da câmara para T=11s

A Figura 4 mostra os vetores de velocidade e a distribuição do módulo da velocidade perto da abertura num dado tempo e um quarto de período depois para uma onda de 7s de período. Pode-se observar a perturbação do fluido acompanhando o movimento da superfície livre. Novamente, um comportamento muito similar do fluido resulta da análise de ambos modelos.

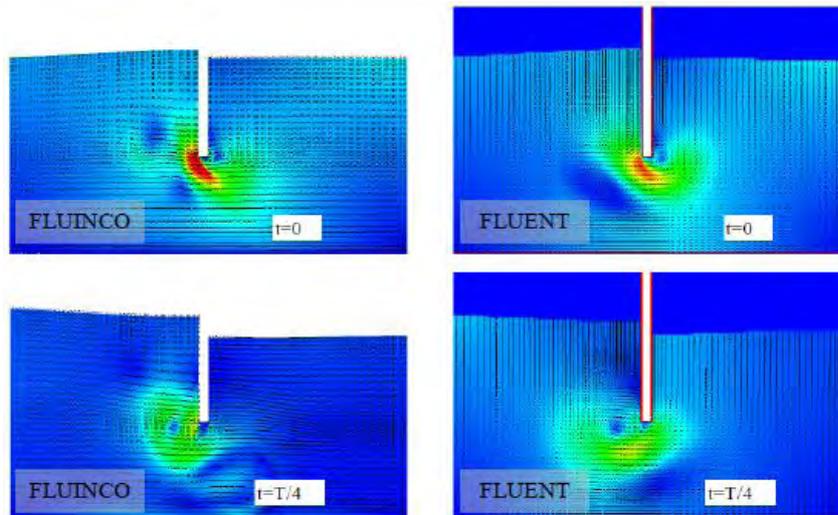


Figura 4 - vetores de velocidade e módulo da velocidade para  $T=7s$  em dois instantes obtidos com FLUINCO e FLUENT

Na Figura 5 representa-se o fator de amplificação, definido como a razão entre a elevação dentro da câmara e a elevação da onda incidente. Devido ao *sloshing* dentro da câmara, utilizou-se uma elevação média obtida a partir das elevações das sondas internas. Para períodos abaixo de 7s, o fator de amplificação é inferior a 1; acima deste valor a amplificação cresce até períodos de 15 s e depois estabiliza. Observa-se boa concordância entre os modelos, com pequenas diferenças em torno dos períodos de 10 e 15 s.

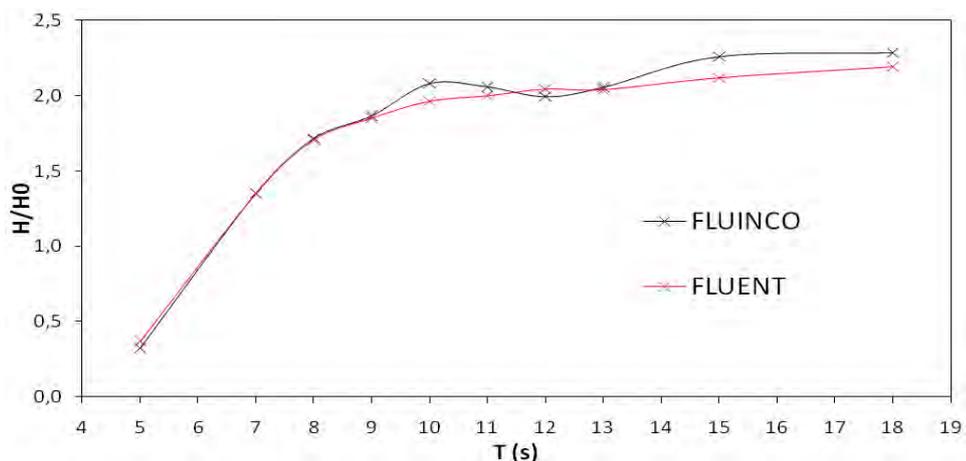


Figura 5 - Amplificação

Na Figura 6 apresenta-se o ângulo de fase ( $\theta$ ), ou seja, a diferença angular entre a onda dentro e fora da câmara, obtidos com o modelo FLUINCO e FLUENT.

Ambas curvas apresentam as mesmas características gerais. Observa-se que os ângulos de fase são menores (abaixo de 30° para o FLUINCO e 45° para o FLUENT) para períodos maiores (acima de 10 s). Nesta faixa, o fator de amplificação é maior, entre 2 e 2,3 (ver Figura 5). Para períodos abaixo de 10 s, o ângulo de fase aumenta, alcançando 190 graus para T=5 s, e o fator de amplificação diminui até 0,3 para T=5 s.

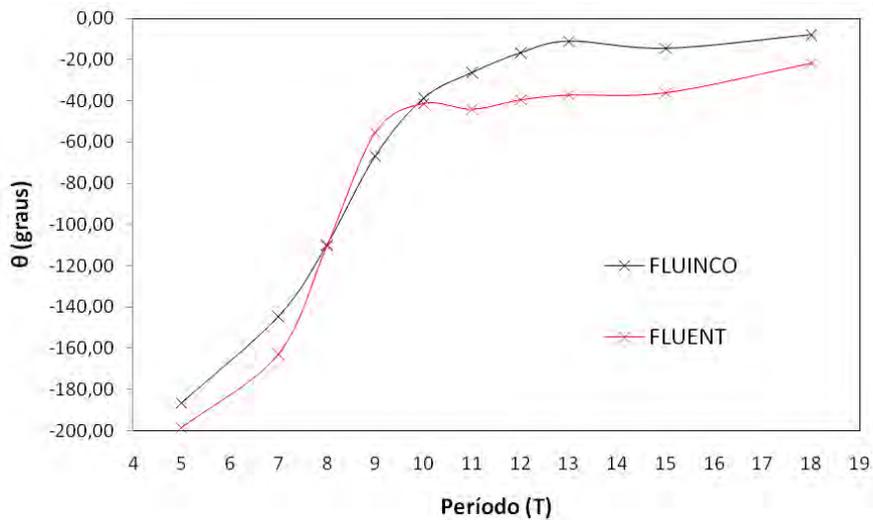


Figura 6 - Ângulo de fase

Na figura 7 representa-se o parâmetro de *sloshing* (s), definido aqui como a média da diferença máxima entre a elevação da superfície livre dentro da câmara no *lip* menos a elevação da superfície livre dentro da câmara na parede final. Encontrou-se um pico neste parâmetro em 7 s, apesar de que o modelo FLUENT apresenta magnitude um pouco acima do modelo FLUINCO (s=0,65 m e 0,5 m, respectivamente). Valores menores são encontrados para períodos abaixo de 11 s (por volta de 0,1 m). Não obstante, o *sloshing* exibe o mesmo comportamento nos dois modelos.

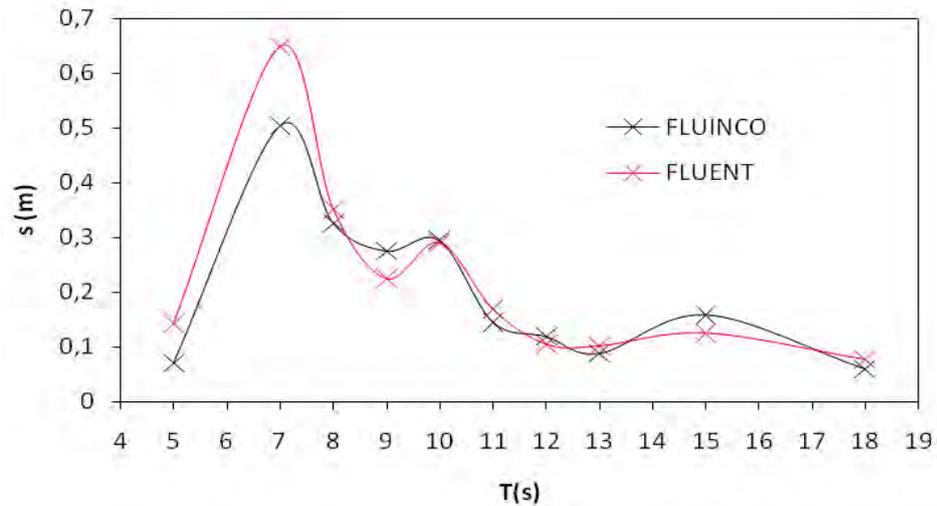


Figura 7 - Parâmetro de sloshing

A seguir, utilizando o modelo FLUINCO, analisa-se a influência da variação do comprimento submerso da parede frontal no fator de amplificação. Para tal, variou-se o parâmetro “d”, atribuindo ao mesmo os valores de 2,5, 5,0 e 7,5 m e mantendo o comprimento da câmara constante em 10 m. As ondas incidentes têm períodos de 7 a 15 s. Para a faixa de períodos de onda simulados não se nota diferença significativa entre o desempenho do *lip* de 2,5 m e o *lip* de 5,0 m. O *lip* de 7,5 m apresenta desempenho inferior para todas as ondas simuladas.

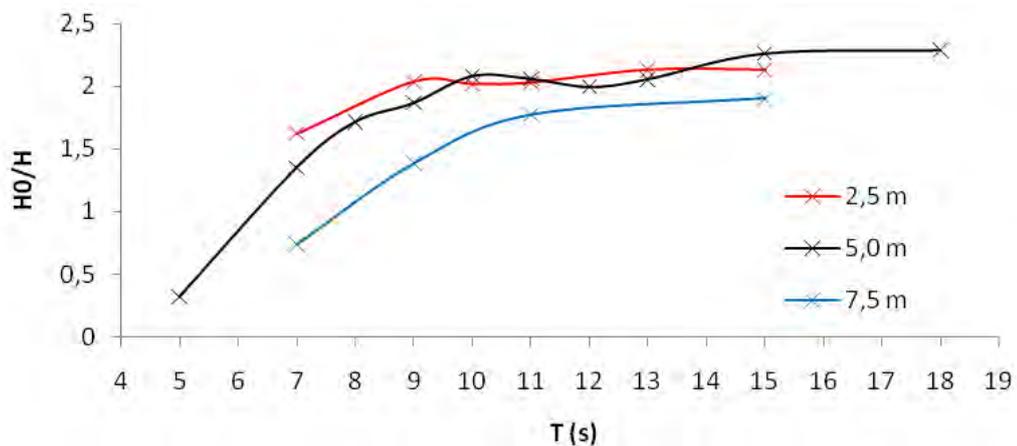


Figura 8 - Amplificação x período para os três comprimentos de *lip*, FLUINCO

Nas Figuras 9,10 e 11 apresentam-se os vetores de velocidade e o módulo da velocidade para o comprimento submerso da parede frontal de 2,5, 5,0 e 7,5 m respectivamente, para a onda de período de 11 s. Observa-se uma forte perturbação

do fluido, com a formação de vórtices, porém não chegando a conformar movimento turbulento do fluido.

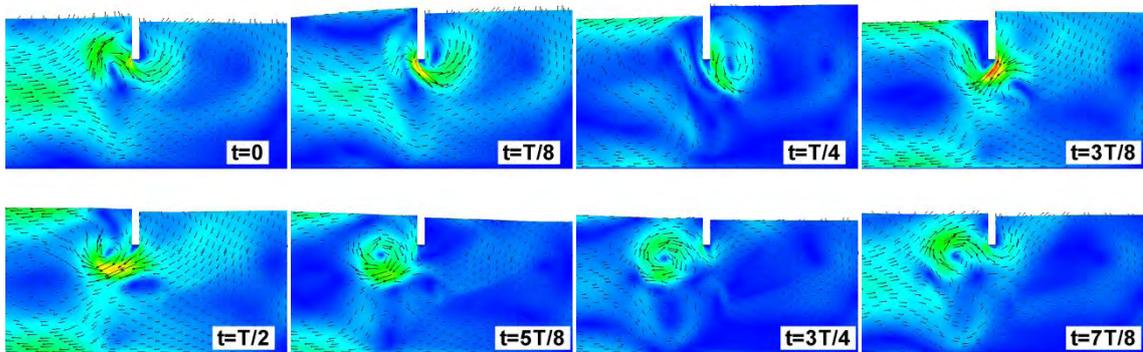


Figura 9 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=11s$ ,  $d=2,5m$  utilizando FLUINCO

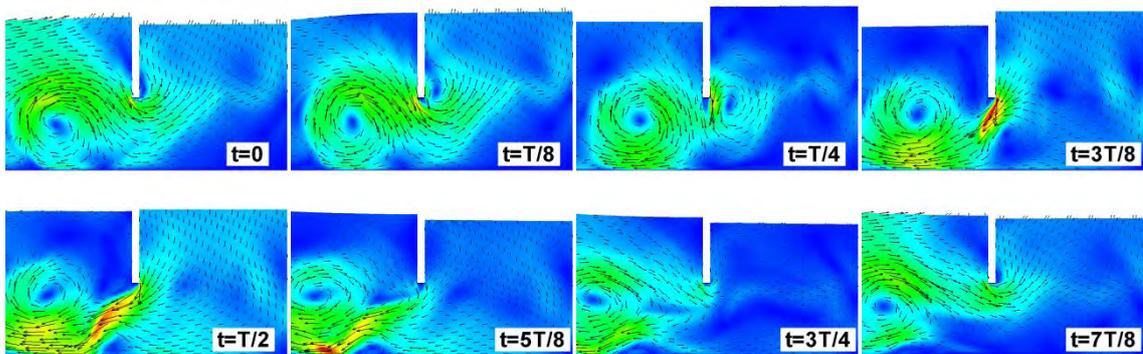


Figura 10 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=11s$   $d=5,0m$  utilizando FLUINCO

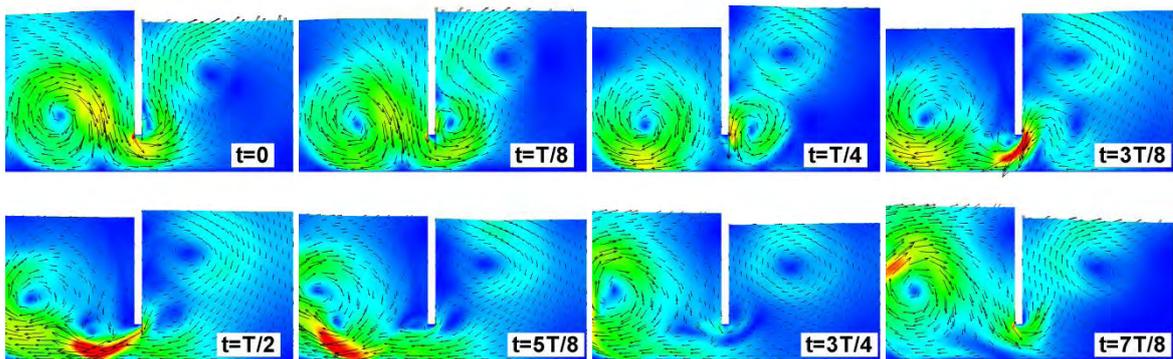


Figura 11 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=11s$   $d=7,5m$  utilizando FLUINCO

Nas Figuras 12,13 e 14 apresentam-se os vetores de velocidade e o módulo da velocidade para a onda de 7 s, realizando as mesmas variações no comprimento submerso da parede frontal. Como era de esperar, a dinâmica do fluido não é tão

forte como no caso da onda de 11 s, uma vez que o comprimento da onda aqui é menor.

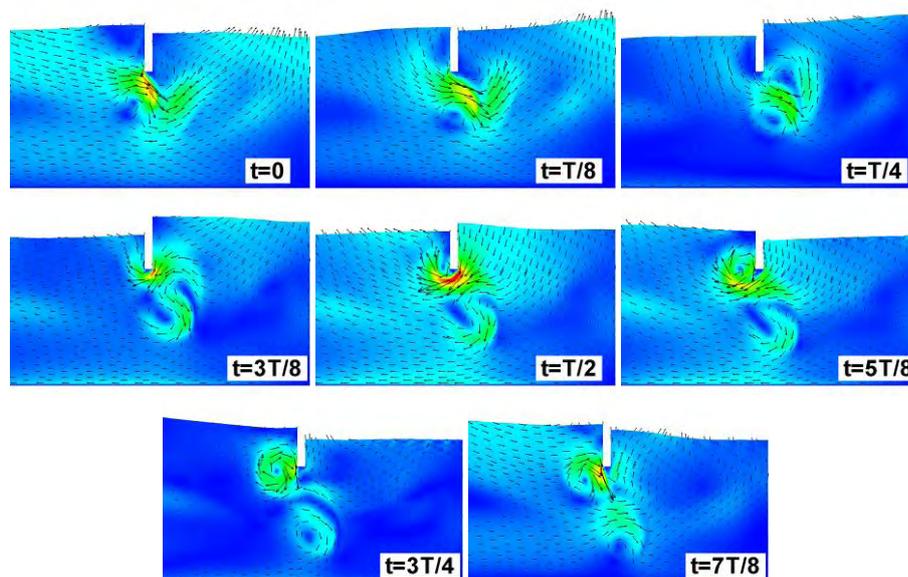


Figura 12 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=7s$ ,  $d=2,5m$  utilizando FLUINCO

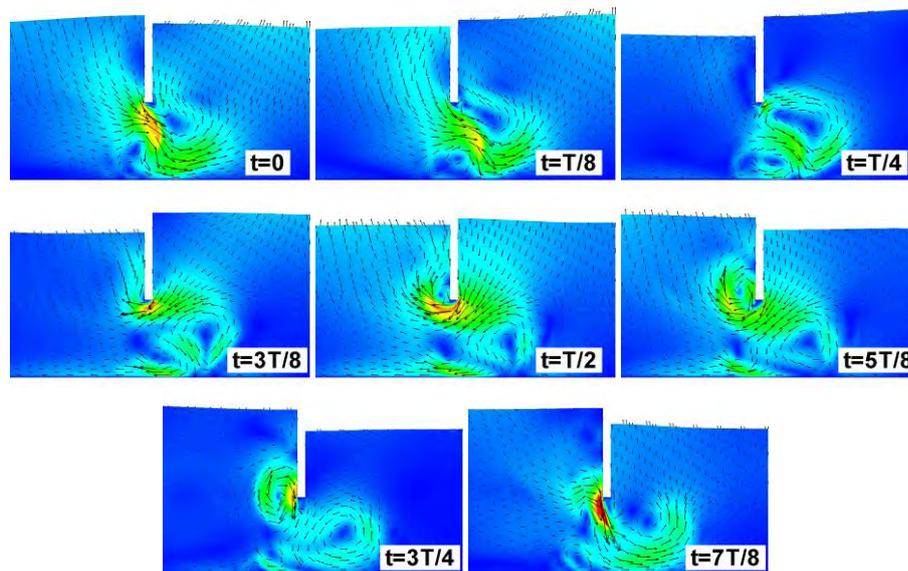


Figura 13 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=7s$   $d=5,0m$  utilizando FLUINCO

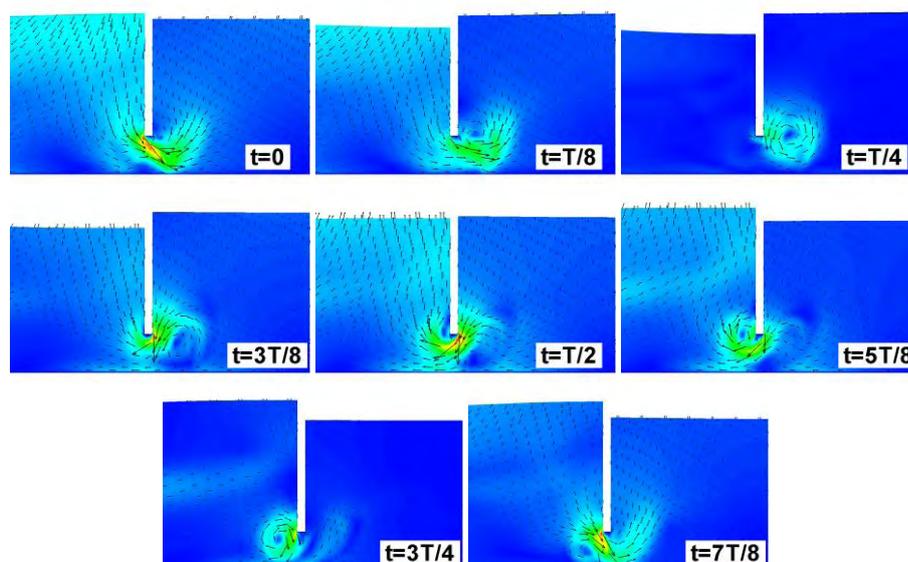


Figura 14 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=7s$ ,  $d=7,5m$  utilizando FLUINCO

A seguir realizaram-se simulações com o código FLUINCO mudando o comprimento da câmara para 5 m, mantendo a profundidade do “lip” em 5 m, e comparou-se com os resultados obtidos para a câmara de 10 m. A Figura 15 apresenta o período versus amplificação, para as duas dimensões consideradas. Observa-se que a amplificação aumentou para os períodos de onda considerados. Particularmente a onda de 8 s, que para o comprimento da câmara de 10 m apresentava uma baixa amplificação, mostrou um aumento expressivo no fator de amplificação, o qual é um máximo entre as simulações realizadas.

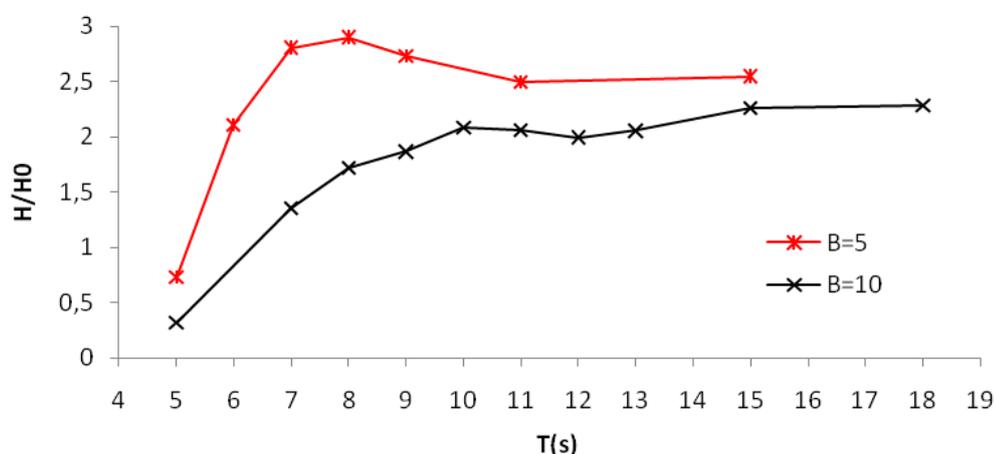


Figura 15 - Período versus amplificação, para a câmara de 5 e 10 m utilizando o modelo FLUINCO

Na Figura 16 apresentam-se os vetores de velocidade e o módulo da velocidade para a onda de 7 s e comprimento da câmara de 5 m. A figura 17 apresenta os vetores de velocidade e o módulo da velocidade para a onda de 11 s e mesmo comprimento da câmara. Neste caso, observa-se uma dinâmica mais forte na onda de 7 s.

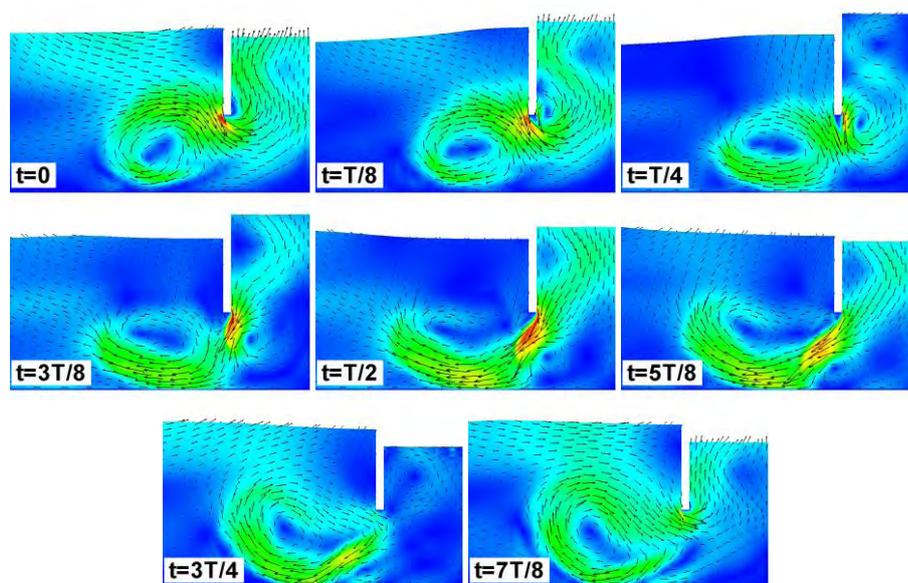


Figura 16 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=7s$ ,  $B=5,0m$  utilizando FLUINCO

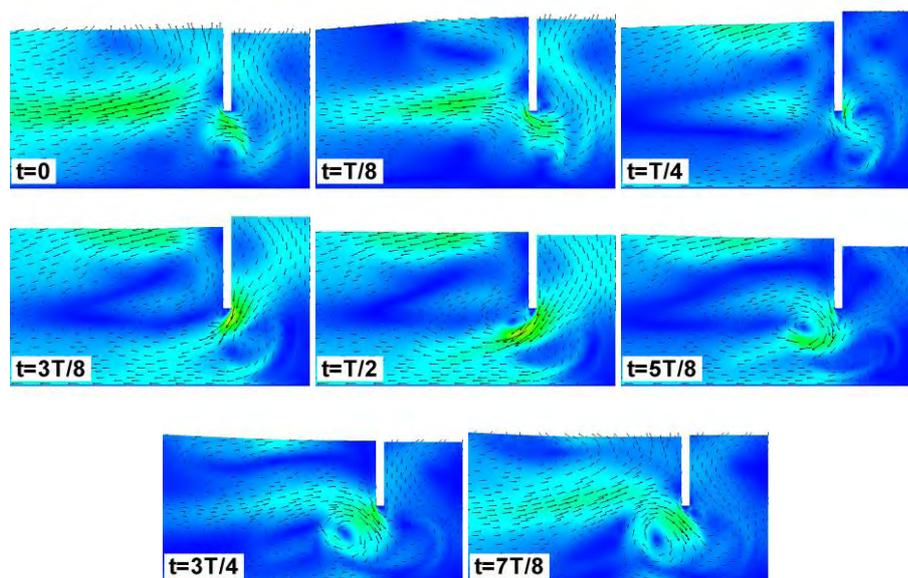


Figura 17 - Vetores e módulo da velocidade para  $T=11s$   $B=5,0m$  utilizando FLUINCO

## 4. CONCLUSÕES

Neste trabalho, estudou-se numericamente o comportamento do fluido em um dispositivo de extração de energia do tipo CAO. Para tal, primeiramente realizaram-se comparações entre resultados obtidos utilizando o modelo FLUINCO e o modelo FLUENT. Ambos modelos apresentaram boa concordância de resultados.

Estudou-se a seguir a influência da variação do comprimento submerso da câmara mantendo fixo o comprimento interno da câmara. Consideraram-se os efeitos de ondas incidentes de 7 s a 15 s de período, mantendo a altura das mesmas em 1 m. Os valores estudados para o comprimento submerso da parede frontal foram 2,5, 5,0 e 7,5 m. Não se nota diferença significativa entre o desempenho do *lip* de 2,5 m e o *lip* de 5,0 m. O *lip* de 7,5 m apresenta desempenho inferior para todas as ondas simuladas.

Como próximo passo variou-se o comprimento interno da câmara mantendo fixo o comprimento da parede frontal em 5 m. Analisou-se a diminuição do comprimento para 5 m, e simulou-se para as ondas de 7 s a 15 s, comparando com os resultados obtidos com a câmara interna de 10 m. Aqui as três ondas apresentaram aumento na amplificação. Observou-se ainda que a onda de 8 s apresenta para a câmara de 5 m uma amplificação maior que as ondas de maior período, diferentemente do observado na câmara de 10 m.

A análise apresentada neste trabalho permite que, no futuro, sejam considerados os efeitos da turbina, ou seja, o amortecimento na superfície livre devido a pressão do ar. Um seguimento também importante será a aplicação desta metodologia em um dispositivo colocado nos molhes de Rio Grande (RS), sob as condições reais de ondas da região. Ressalta-se que o modelo FLUINCO é tridimensional, permitindo que sejam realizadas simulações mais próximas da realidade.

## REFERÊNCIAS

BRITO-MELO, A., 2000, **Modelação e pré-dimensionamento de centrais de coluna de água oscilante: aplicação à central de energia das ondas do Pico, Açores**, PhD Thesis, Instituto Superior Técnico, École Centrale de Nantes.

DELAURÉ, Y.M.C. and LEWIS, A., 2003, **3D Hydrodynamic modeling of fixed oscillating water column wave power plant by a boundary element methods**, Ocean Engineering, Vol.30, pp. 309-330.

EVANS, D.V., 1982, **Wave-Power Absorption by Systems of Oscillating Surface Pressure Distributions**, J Fluid Mech, Vol.114, pp. 481-499.

FALCÃO, A.F. de O., 2009, **Wave energy utilization: A review of the Technologies**, Renewable and Sustainable Energy Reviews 14 (2010), pp. 899–918.

FLUENT-ANSYS, 2006, **Fluent 6.3.26 User's Guide**.

HORKO, M., 2007, **CFD Optimisation of an Oscillating Water Column Energy converter**, Master of Engineering Science Thesis, School of Mechanical Engineering, The University of Western Australia, Australia, 145 p.

JOSSET, C. and CLEMENT, A.H., 2006, **A time-domain numerical simulator for oscillating water column wave power plants**, Renewable Energy 32 (2007), pp. 1379-1402.

RAMASWAMY, R. and KAWAHARA, M., 1987, **Arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for unsteady, convective, incompressible viscous free surface fluid flow**, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.7, pp. 1053-1075.

SARMENTO, A.J.N.A. and FALCÃO, A.F. de O. ,1985, **Wave Generation by an Oscillating Surface-Pressure and Its Application in Wave-Energy Extraction**, J. Fluid Mech., Vol.150, pp. 467-485.

TEIXEIRA, P.R.F. **Simulação numérica da interação de escoamentos tridimensionais de fluidos compressíveis e incompressíveis e estruturas deformáveis usando o método de elementos finitos**. Porto Alegre, 2001. Tese de doutorado, PPGECC-UFRGS.

TEIXEIRA, P.R.F.; AWRUCH, A.M. **Numerical simulation of three dimensional incompressible flows using the finite element method**. ENCIT, n. 8, 2000, Porto Alegre.

ZIENKIEWICZ, O.C; CODINA, R.A. **General algorithm for compressible and incompressible flow. Part I. The split, characteristic-based scheme**. International Journal for Numerical Methods in Fluids, v. 20, p. 869-885, 1995.

ZHEN LIU, Z., SHI, H. and BEOM-SOO HYUN, B.S., 2009, **Practical design and investigation of the breakwater OWC facility in China**, Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden.