

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE - FURG
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA OCEÂNICA**

**ANÁLISE NUMÉRICA DE UM DISPOSITIVO DE EXTRAÇÃO DE
ENERGIA DAS ONDAS DO TIPO COLUNA DE ÁGUA OSCILANTE
ATRAVÉS DE UM MODELO BASEADO NAS EQUAÇÕES DE
NAVIER-STOKES**

DJAVAN PEREZ DAVT

Dissertação apresentada à Comissão de Curso de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica da Universidade Federal do Rio Grande, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Oceânica.

Orientador: Paulo Roberto de Freitas Teixeira, Dr.

Rio Grande, abril de 2012.

**ANÁLISE NUMÉRICA DE UM DISPOSITIVO DE EXTRAÇÃO DE
ENERGIA DAS ONDAS DO TIPO COLUNA DE ÁGUA OSCILANTE
ATRAVÉS DE UM MODELO BASEADO NAS EQUAÇÕES DE
NAVIER-STOKES**

DJAVAN PEREZ DAVYT

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de

MESTRE EM ENGENHARIA OCEÂNICA

tendo sido aprovada em sua forma final pela Comissão de Curso de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica.

Prof. Dr. José Antônio Scotti Fontoura
Coordenador da Comissão de Curso

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Paulo Roberto de Freitas Teixeira
Orientador – FURG

Prof. Dr. Liércio André Isoldi
FURG

Prof. Dr. Luiz Alberto Oliveira Rocha
UFRGS

Prof. Dr. Tales Luiz Popiolek
FURG

À minha família, em especial aos meus pais
Darlyng e Jorge.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais Darlyng e Jorge por tudo.

Aos meus irmãos Tadeo, Magalí, Marcio e Jairo por todos os momentos de felicidade.

Ao meu orientador, Professor Paulo Roberto de Freitas Teixeira, pela amizade, paciência, dedicação e todos os ensinamentos.

A Nilza pela amizade, ajuda e muita paciência.

Aos amigos Felipe, Samuel, Adriano e todos os outros que tornaram mais amena esta jornada e pelos momentos de diversão e o apoio.

A Capes pelo apoio financeiro.

RESUMO

O aumento da população mundial, o crescimento do consumo de energia per capita, a maior conscientização global no que concerne às questões ambientais, associado às indicações de diminuição das reservas mundiais de petróleo, têm alavancado o interesse por fontes de energia alternativas. A energia proveniente das ondas oceânicas perfila-se neste contexto como uma alternativa “limpa” e renovável, dentre outras. Sendo assim, o estudo de formas de converter este tipo de energia em energia útil e o aperfeiçoamento das formas existentes são problemas de engenharia complexos e de grande importância para a sociedade atual. Nesta dissertação, foi investigado o equipamento do tipo coluna de água oscilante *onshore* em um canal de profundidade de 10m e sujeito às ondas de alturas iguais a 1m e períodos que variam de 4s a 15s. As análises numéricas foram realizadas através do modelo *FLUINCO* que trata de problemas de escoamentos incompressíveis baseado nas equações de Navier-Stokes e que emprega o método Semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos. Para tal, foi necessário implementar um modelo aerodinâmico no código, baseado na metodologia apresentada por Josset e Clément. O trabalho foi dividido em duas fases. A primeira de comparação dos resultados do *FLUINCO* com os do modelo *FLUENT*, simulados por Ramalhais e os das soluções analíticas da eficiência do dispositivo, apresentadas por Evans e Porter. As comparações com o *FLUENT* mostraram a similaridade dos resultados obtidos por ambos os modelos em termos das variáveis do escoamento. No que se refere à eficiência do dispositivo, constatou-se um comportamento semelhante aquele previsto analiticamente, apenas o *FLUINCO* apresentou eficiências de magnitudes um pouco inferiores, também previstas por outros autores. A segunda fase consistiu na investigação da geometria e da relação característica da turbina os quais proporcionam o melhor desempenho do dispositivo. Com as variações do comprimento submerso da parede frontal, do comprimento da câmara, da relação característica da turbina e da altura da câmara, sugeriu-se o melhor dispositivo para as incidências de ondas propostas.

PALAVRAS-CHAVE: Simulação Numérica, Método dos Elementos Finitos, Energia das Ondas, Coluna de Água Oscilante, Modelo de Turbina.

ABSTRACT

The growth in world population, the rise in energy consumption, the growing global concern on ecological matters, together with researches indicating the decrease of world petroleum reserves, have raised the interest in alternative energy sources. In this sense, ocean wave energy has played a prominent role, since it is a “clean” and renewable source. Therefore, the study of ways of converting this type of energy into a useful one and the improvement of the existing equipment are complex engineering problems and very important issues in today's society. In this thesis, the onshore oscillating water column device in a 10m deep channel and subjected to 1m high waves and periods from 4s to 15s was investigated. The numerical analyzes were carried out using *FLUINCO* model that deals with incompressible flow problems based on the Navier-Stokes equations and employs the two-step semi-implicit Taylor-Galerkin method. In order to achieve this goal, an aerodynamic model, based on the methodology presented by Josset and Clément, was implemented. Analyzes were divided in two sections. In the first section, *FLUINCO* and *FLUENT* results, simulated by Ramalhais, are compared. Besides, *FLUINCO* results were also compared with the ones obtained by analytical solutions of the device efficiency, presented by Evans and Porter. The comparisons with *FLUENT*, in terms of flow variables, showed the similarity of the results. Concerning the device efficiency, *FLUINCO* presented similar behavior to the analytical results; although results obtained by *FLUINCO* showed lower values, which were also observed by other authors. In the second section, an investigation of the geometry and turbine characteristic relation that provide the best device performance was carried out. In this case, variations of submerged length of the front wall, chamber length, turbine characteristic relation and chamber height, were made.

KEYWORDS: Numerical Simulation, Finite Element Method, Wave Energy, Oscillating Water Column, Turbine Model.

SUMÁRIO

LISTA DE SÍMBOLOS.....	9
LISTA DE TABELAS	12
LISTA DE FIGURAS	13
1. INTRODUÇÃO	15
1.1 JUSTIFICATIVAS E OBJETIVOS.....	15
1.2 CONTEÚDO DO TRABALHO.....	17
2. EQUIPAMENTOS DE ENERGIA DAS ONDAS.....	19
2.1 SISTEMAS COM CORPOS OSCILANTES.....	19
2.2 DISPOSITIVOS DE GALGAMENTO.....	20
2.3 DISPOSITIVOS DE COLUNA DE ÁGUA OSCILANTE.....	21
2.4 A TURBINA WELLS.....	23
3. MECÂNICA DAS ONDAS.....	26
3.1 A TEORIA DA ONDA LINEAR OU DE AIRY.....	27
3.2 ONDAS DE AMPLITUDE FINITA.....	32
3.3 TRANSFORMAÇÃO DAS ONDAS.....	35
4. O PROGRAMA FLUINCO.....	37
4.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES.....	37
4.2 DISCRETIZAÇÕES TEMPORAL E ESPACIAL.....	38
4.3 CONDIÇÃO DE CONTORNO CINEMÁTICA DA SUPERFÍCIE LIVRE (CCCSL)	41
4.4 A LEI DE MOVIMENTO DE MALHA.....	42
4.5 MODELO AERODINÂMICO.....	43
5. SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO CAO.....	48
5.1 COMPARAÇÃO COM O MODELO FLUENT SEM A PRESENÇA DA TURBINA.....	48
5.2 COMPARAÇÃO COM O MODELO FLUENT COM A PRESENÇA DA TURBINA.....	54
5.3 COMPARAÇÃO COM A TEORIA DE EVANS E PORTER (1995).....	59
5.4 INVESTIGAÇÃO DAS VARIAÇÕES GEOMÉTRICAS DA CÂMARA E DA RELAÇÃO CARACTERÍSTICA DA TURBINA NO DESEMPENHO DO CAO.....	62
5.4.1 Variações do comprimento da parede frontal sem a presença da turbina.....	63
5.4.2 Variação do comprimento da câmara sem a presença da turbina.....	66
5.4.3 Variação do comprimento da câmara com a presença da turbina.....	68
5.4.4 Variação da relação característica da turbina.....	73
5.4.5 Variação da altura da câmara.....	74
6. CONCLUSÕES.....	77
7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	79

LISTA DE SÍMBOLOS

A_w	Semi-eixo maior da elipse da trajetória sob a onda	[m]
B_w	Semi-eixo menor da elipse da trajetória sob a onda	[m]
B	Comprimento longitudinal do CAO	[m]
C	Celeridade da onda	[m/s]
$C(t)$	Função de integração	
C_g	Velocidade de grupo	[m/s]
D	Comprimento transversal do CAO	[m]
E	Energia total por unidade de área	[J/m ²]
$E(t)$	Energia total	[J]
$E_C(t)$	Energia cinética	[J]
EC	Energia cinética por unidade de área	[J/m ²]
EP	Energia potencial por unidade de área	[J/m ²]
$E_P(t)$	Energia potencial	[J]
E_h	Eficiência hidrodinâmica	
E_w	Largura de captura	[m]
F_E	Potência da onda por unidade de largura no período	[W/m]
H	Altura da onda	[m]
H_0	Altura da onda incidente	[m]
K_t	Relação característica da turbina	[Pa m ⁻³ s]
L	Comprimento da onda	[m]
M	Matriz de massa	
M_S	Matriz de massa para elementos de superfície livre	
N	Função de interpolação linear	
N_S	Função interpolação linear do elemento triangular	
P_E	Função de interpolação constante	
Q_t	Fluxo de ar	[m ³ /s]
$P(t)$	Pressão do ar dentro da câmara	[Pa]
$P_t(t)$	Potência pneumática	[W]
P_0	Pressão do ar atmosférico	[Pa]
Re	Número de Reynolds	
T	Período da onda	[m]

T_e	Temperatura	[K]
U_r	Número de Ursell	
U_i	Variáveis de campo	
\tilde{U}_i	Variáveis de campo não corrigidas	
$U(t)$	Energia interna	[J]
V	Volume	[m ³]
W	Trabalho	[J]
a	Amplitude da onda	[m]
a_i	Componentes de aceleração	[m/s ²]
a_{ij}	Coefficientes de influência	
c	Velocidade do som	[m/s]
c_p	Calor específico à pressão constante	[J/kg K]
c_v	Calor específico a volume constante	[J/kg K]
d	Comprimento da parede frontal do CAO	[m]
e	Energia interna	[J]
f_{ij}	Vetor de fluxo da equação de quantidade de movimento	[m ² /s]
g	Aceleração da gravidade	[m/s ²]
h	Profundidade	[m]
h_c	Altura do CAO em relação à superfície livre em repouso	[m]
h_E	Tamanho característico do elemento	[m]
h_e	Entalpia específica	[J/kg]
k	Número de onda	[m ⁻¹]
κ	Condutividade térmica	[W/m K]
l	Comprimento de referência	[m]
l_w	Largura do dispositivo	[m]
m	Massa	[kg]
p	Pressão termodinâmica	[Pa]
r	Constante específica do gás	[J/kg K]
s	Parâmetro de <i>sloshing</i>	[m]
t	Instante de tempo	[s]
u, w	Componentes da velocidade nas coordenadas x e z	[m/s]
w_i	Componentes da velocidade da malha de elementos finitos	[m/s]
v_i	Componentes da velocidade do fluido	[m/s]

${}^{(s)}v_i$	Componente de velocidade vertical na superfície livre	[m/s]
x_i	Coordenadas espaciais	[m]
x, y, z	Coordenadas cartesianas	[m]
β	Fator de segurança	
τ_{ij}	Componentes do tensor desviador	[Pa]
ρ	Massa específica do fluido	[kg/m ³]
ρ_0	Massa específica do ar atmosférico	[kg/m ³]
μ	Coefficiente de viscosidade de cisalhamento	[Pa/s]
λ	Coefficiente de viscosidade volumétrica	[Pa/s]
η	Elevação da superfície	[m]
θ	Ângulo de fase	[°]
ϕ	Função potencial de velocidade	
σ	Frequência angular da onda	[rad/s]
$\bar{\eta}^n$	Valor nodal da elevação	
δ_{ij}	Delta de Kroenecker	
δq	Fluxo de calor elementar	[J/s]
δW	Fluxo de trabalho elementar	[J/s]
Δt	Passo de tempo	[s]
γ	Razão entre os calores específicos Cp e Cv	
ν	Viscosidade cinemática	[Pa/s]

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1 – Períodos e comprimentos de onda simulados.....	49
---	----

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Potência anual media em kW/m de frente de onda.....	16
Figura 2.1 - Protótipo do Wavebob.....	19
Figura 2.2 - Pelamis em funcionamento.....	19
Figura 2.3 - Archimedes Wave Swing.....	20
Figura 2.4 - WaveRoller, funcionamento e instalação.....	20
Figura 2.5 - Esquema do WaveDragon.....	20
Figura 2.6 - Princípio de funcionamento do WaveDragon.....	20
Figura 2.7 - Princípio de funcionamento do CAO.....	21
Figura 2.8 - CAO <i>onshore</i> , no Pico, Portugal.....	22
Figura 2.9 - CAO <i>onshore</i> , Limpet, Escócia.....	22
Figura 2.10 - Migthy Whale, no Japão.....	22
Figura 2.11 - CAO offshore Energetech, Austrália.....	22
Figura 2.12 - Características da turbina Wells.....	24
Figura 2.13- Turbina da central de Pico.....	24
Figura 2.14 - Turbina da central de Limpet.....	24
Figura 3.1 - Características da onda.....	26
Figura 3.2 - O problema de valor de contorno para ondas periódicas.....	28
Figura 3.3 - Campo de velocidades sob uma onda progressiva.....	30
Figura 3.4 - Órbita das partículas em águas profundas e rasas.....	31
Figura 3.5 - Teorias de ondas recomendadas (Baseado em LeMehaute,1969).....	35
Figura 4.1 - Superfícies de contorno em problemas com superfície livre.....	43
Figura 5.1 - Domínio de simulação e posição das sondas.....	49
Figura 5.2 - Detalhe da malha na região da parede frontal e na região de geração da onda (FLUINCO).....	50
Figura 5.3 - Elevação da superfície livre dentro da câmara para $T = 8$ s.....	51
Figura 5.4 - Elevação da superfície livre dentro da câmara para $T = 10$ s.....	51
Figura 5.5 - Vetores de velocidade e módulo da velocidade para onda incidente de $T=7$ s em dois instantes de tempo obtidos com o FLUINCO e FLUENT.....	52
Figura 5.6 - Fator de amplificação.....	53
Figura 5.7 - Ângulo de fase.....	53
Figura 5.8 - Parâmetro de <i>sloshing</i>	54
Figura 5.9 - Domínio computacional do FLUENT (Ramalhais, 2011).....	55
Figura 5.10 - Fator de amplificação.....	56
Figura 5.11 - Ângulo de fase.....	56
Figura 5.12 - Pressão no interior da câmara utilizando os dois modelos.....	57
Figura 5.13 - Vazão obtida utilizando os dois modelos.....	58
Figura 5.14 - Potência pneumática.....	59
Figura 5.15 - Definição do domínio utilizado por Evans e Porter (1995).....	60
Figura 5.16 - Comparação com a teoria de Evans e Porter.....	61
Figura 5.17 - Dimensões do CAO.....	62
Figura 5.18 - Variação do <i>lip</i> , câmara de 10 m.....	63
Figura 5.19 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11$ s, $d=2,5$ m.....	64
Figura 5.20 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11$ s, $d=5,0$ m.....	64

Figura 5.21 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11s$, $d=7,5m$	64
Figura 5.22 - Vetores e módulo da velocidade para $T=7s$, $d=2,5m$	65
Figura 5.23 - Vetores de e módulo da velocidade para $T=7s$, $d=5,0m$	65
Figura 5.24 - Vetores e módulo da velocidade para $T=7s$, $d=7,5m$	65
Figura 5.25 - Variação da câmara aberta para $d=5 m$	66
Figura 5.26 - Amplificação e ângulo de fase para $B=10 m$	67
Figura 5.27 - Amplificação e ângulo de fase para $B=5 m$	67
Figura 5.28 - Vetores e módulo da velocidade para $T=7s$, $B=5,0m$	67
Figura 5.29 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11s$, $B=5,0m$	67
Figura 5.30 - Potência pneumática para $B=5 m$ e $10 m$ e $d=2,5 m$	68
Figura 5.31 - Pressão, elevação, vazão e potência ao longo do tempo para a câmara de $B=5 m$ e ondas de períodos $4 s$, $6 s$, $8 s$, $10 s$, $12 s$ e $14 s$	69
Figura 5.32 - Pressão, elevação, vazão e potência ao longo do tempo para a câmara de $B=10 m$ e ondas de períodos $4s$, $6s$, $8s$, $10s$, $12s$ e $14s$	70
Figura 5.33 - Amplitudes da elevação, pressão e vazão.....	71
Figura 5.34 - Detalhe das variáveis ao longo de um período para a onda de $10 s$	72
Figura 5.35 - Vorticidade.....	72
Figura 5.36 - Variação da relação característica da turbina.....	73
Figura 5.37 - Variação da elevação, pressão, vazão e potência pneumática para a onda de $T=10 s$	74
Figura 5.38 - Variação da altura da câmara.....	75
Figura 5.39 - Desenho em escala do CAO que obteve o melhor desempenho.....	76

1. INTRODUÇÃO

1.1 JUSTIFICATIVAS E OBJETIVOS

O aumento da população mundial, o crescimento do consumo de energia per capita, a maior conscientização global no que concerne às questões ambientais, associado às indicações de diminuição das reservas mundiais de petróleo, têm alavancado o interesse por fontes de energia alternativas. A energia proveniente das ondas oceânicas perfila-se neste contexto como uma alternativa “limpa” e renovável, dentre outras.

Durante a crise do petróleo da década de 70, o mundo voltou-se para a procura de fontes de energia alternativas. Neste contexto, surgiram os primeiros estudos e programas de pesquisa financiados por governos e iniciativa privada. Porém, a energia das ondas teve um papel secundário, sendo, em geral, preterida em relação a outras fontes (nuclear, eólica, etc.). Motivos para isto incluem a falta de maturidade da tecnologia envolvida e o lobby das empresas destinadas à exploração de outras fontes de energia já estabelecidas. Nas últimas duas décadas a preocupação crescente com os impactos ambientais causados pelas fontes de energia convencionais tem alavancado novamente a pesquisa por fontes de energia renováveis e de baixo impacto ambiental, dentre as quais a proveniente das ondas começa a assumir um papel preponderante.

As ondas oceânicas originam-se primariamente pela ação do vento, portanto a energia contida nelas pode ser considerada como uma forma indireta de energia solar. Uma vez geradas, as ondas propagam-se por grandes distâncias sem perda significativa de energia.

A quantidade de energia contida nas ondas é geralmente expressa em potência por frente de onda e valores considerados “bons” variam de 20 a 70 kW/m e ocorrem principalmente em latitudes moderadas a altas (ver figura 1.1). Variações sazonais são, em geral, consideravelmente maiores no hemisfério norte do que no sul (Barstow et al., 2008), o que torna as costas do sul da América do Sul, África e Austrália particularmente atrativas para a exploração da energia das ondas.

experimentais permitem analisar problemas reais de forma precisa, porém com elevados custos e tempo de execução (relativa à modelagem numérica) e limitações no âmbito de equipamentos de medição; são importantes na validação dos modelos numéricos e, por isso, as duas técnicas se complementam. O aumento da capacidade dos computadores e da precisão dos códigos computacionais, bem como o custo elevado de laboratórios experimentais, tornam os modelos numéricos cada vez mais presentes na solução dos problemas de engenharia. A possibilidade dos métodos numéricos de simular situações simples, identificando a influência de cada variável sobre o fenômeno físico envolvido, a busca pela otimização do projeto e a rapidez de resposta da solução são outros fatores que justificam o uso da simulação numérica para o tratamento de problemas de engenharia.

Nos últimos anos muitos modelos numéricos têm sido desenvolvidos com o objetivo de simular numericamente os fenômenos presentes em problemas que envolvem superfície livre. No entanto, as limitações, tanto das metodologias adotadas, como dos recursos computacionais disponíveis, implicam na necessidade de desenvolver novas técnicas mais eficientes para tratar estes problemas. O campo da captação de energia das ondas, cuja tecnologia ainda não está totalmente amadurecida no meio científico, oferece uma possibilidade de estudo via simulação numérica, podendo-se obter resultados relevantes.

Nesta dissertação, é investigado o equipamento do tipo coluna de água oscilante *onshore*. Para isto foi necessário validar o modelo aerodinâmico implementado no código FLUINCO. Foi realizada a variação de uma série de parâmetros geométricos e de características da turbina, mostrando a influência destes parâmetros no desempenho do equipamento do tipo coluna de água oscilante *onshore*. Paralelamente ao início deste trabalho, pesquisadores na Universidade Nova de Lisboa começaram a estudar o mesmo equipamento, utilizando o programa FLUENT. Ao longo do trabalho muitos resultados foram comparados e discutidos em conjunto.

1.2 CONTEÚDO DO TRABALHO

O presente trabalho é composto por 6 capítulos. No capítulo 2 é realizada uma introdução à área da energia das ondas. São apresentados os diversos equipamentos

desenvolvidos segundo a sua classificação, dando ênfase ao dispositivo do tipo coluna de água oscilante. No capítulo 3 é revista a teoria da mecânica das ondas, em especial a teoria linear. No capítulo 4 descreve-se o código utilizado no presente trabalho e a implementação do modelo aerodinâmico utilizado no mesmo. No capítulo 5 são apresentados os resultados obtidos, primeiramente em termos de comparação com outro modelo numérico e com a teoria. Após, é realizada a variação de alguns parâmetros e é estudada a resposta do equipamento a estas variações. No capítulo 6 apresentam-se as conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

2. EQUIPAMENTOS DE ENERGIA DAS ONDAS

Diversos critérios podem ser utilizados para classificar as tecnologias utilizadas na extração de energia das ondas (localização, características direcionais, etc.). Utilizando o critério de modo de conversão de energia, as tecnologias são agrupadas em três classes (Barreiro e Gil, 2008):

- Corpos oscilantes, podendo ser de absorção pontual (*Point Absorbers*) ou progressivos (*Surging devices*);
- Galgamento (*Overtopping devices*).
- Coluna de água oscilante, CAO (OWC - *Oscillating Water Column*);

2.1 SISTEMAS COM CORPOS OSCILANTES

Estes equipamentos oscilam relativamente a uma referência fixa ou a outras partes do equipamento, devido à ação da onda. Segundo o movimento predominante, estes sistemas podem ser classificados de translação ou de rotação, sendo flutuantes ou submersos. O movimento relativo pode ser utilizado para comprimir o fluido de trabalho e acionar uma turbina ou no caso dos dispositivos predominantemente de translação pode-se utilizar diretamente um gerador linear.

O protótipo inglês Wavebob (figura 2.1) e o Pelamis (figura 2.2) são exemplos de



Figura 2.1 - Protótipo do Wavebob
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)



Figura 2.2 - Pelamis em funcionamento
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)

sistemas flutuantes predominantemente de translação e de rotação, respectivamente.

Entre os sistemas submersos predominantemente de translação pode-se citar o Archimedes Wave Swing (figura 2.3). Ainda considerando sistemas com corpos oscilantes submersos, existem aqueles com movimento relativo predominantemente de rotação, como o WaveRoller (figura 2.4).



Figura 2.3 – Archimedes Wave Swing
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)

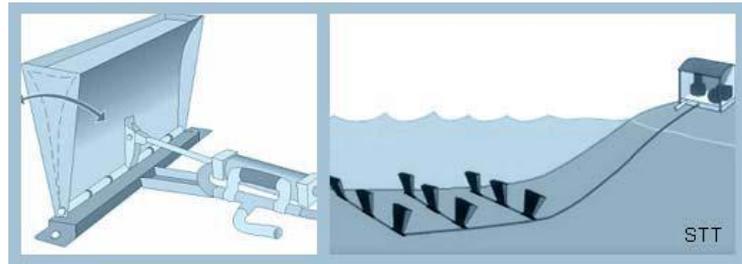


Figura 2.4 - WaveRoller, funcionamento e instalação
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)

2.2 DISPOSITIVOS DE GALGAMENTO

Aqui a água sobe uma rampa, ficando acima do nível do mar e podendo ser utilizada para acionar uma turbina. Estes dispositivos possuem estruturas que concentram a energia da onda. O WaveDragon (figura 2.5) é um destes dispositivos, cujo princípio de funcionamento está exemplificado na figura 2.6.



Figura 2.5 - Esquema do WaveDragon
(imagem disponível em:
<http://www.wavedragon.net>)

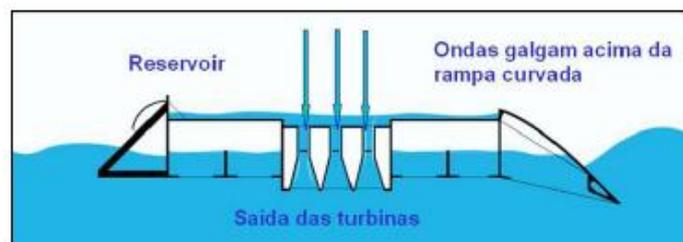


Figura 2.6 - Princípio de funcionamento do WaveDragon
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)

2.3 DISPOSITIVOS DE COLUNA DE ÁGUA OSCILANTE

Nesta classe de dispositivos, a onda incidente causa a compressão e expansão do ar dentro de uma câmara. Por sua vez, este ar circula através de uma turbina acoplada a um gerador. Para obter um melhor aproveitamento, normalmente utilizam-se turbinas que conservam o seu sentido de rotação (turbinas Wells).

O equipamento de extração de energia das ondas do tipo coluna de água oscilante provavelmente seja o mais estudado até o momento, tanto de forma teórica quanto experimental, e um dos poucos a chegar ao estado de instalação em escala real.

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 (figura 2.7). 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 a escoar através de uma turbina que conduz um gerador elétrico. Nesta classe de equipamento normalmente são utilizadas turbinas Wells, capazes de conservar o seu sentido de rotação independentemente do sentido do fluxo do ar.

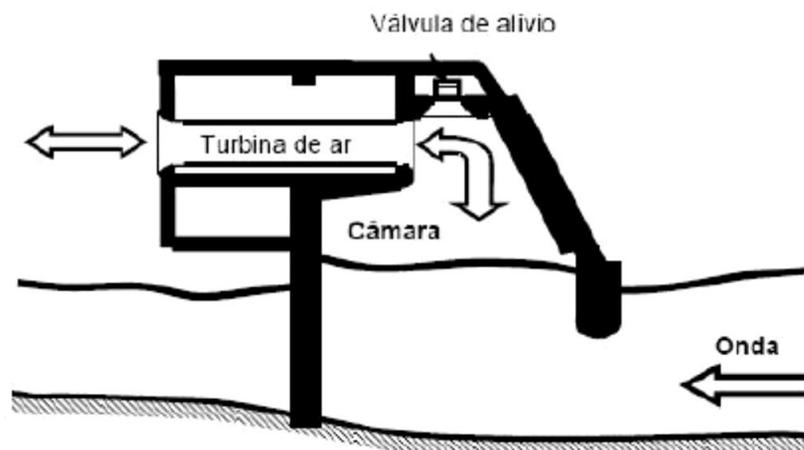


Figura 2.7 – Princípio de funcionamento do CAO
(Fonte: Falcão, 2010)

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 m². A capacidade instalada é de 60 a 500 kW (Falcão, 2010). Este dispositivo pode ser classificado como *onshore* ou *offshore*, dependendo da sua instalação na costa, fixado numa região rochosa, quebramar, etc., ou *offshore*, acoplado a uma estrutura flutuante ou ancorado. Exemplos de equipamentos *onshore* são os de Pico (figura 2.8) em Portugal e Limpet (figura 2.9) na Escócia.



Figura 2.8 - CAO *onshore*, no Pico, Portugal
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)



Figura 2.9 - CAO *onshore*, Limpet, Escócia
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)

O Mighty Whale (figura 2.10) no Japão, e o Energetech (figura 2.11) na Austrália são exemplos de dispositivos *offshore*.



Figura 2.10 - Mighty Whale, no Japão
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)



Figura 2.11 - CAO *offshore* Energetech,
Austrália
(Fonte: Barreiro e Gil, 2008)

Apesar de o princípio de funcionamento ser o mesmo, existem algumas diferenças importantes entre as duas classes (*onshore* e *offshore*), como a reflexão em dispositivos *onshore* e a influência do fundo. Do ponto de vista analítico, ambos problemas apresentam

desafios consideráveis para o seu estudo. Neste sentido, diversos aspectos relacionados ao problema do CAO *offshore* podem ser resolvidos de forma similar a problemas anteriormente estudados relacionados à área da engenharia naval, enquanto que o CAO *onshore* representa um problema relativamente novo. O estudo do dispositivo *onshore* é o objetivo do presente trabalho. Estes dispositivos geralmente estão colocados sobre o fundo do mar ou são fixados numa parede rochosa ou despenhadeiro. Dispositivos *onshore* têm entre as suas vantagens o fato de todos os dispositivos mecânicos utilizados para a conversão da energia estarem em terra e sem contato com a água, além de não precisarem de amarrações ou longos cabos elétricos submersos.

Estudos experimentais do CAO não são fáceis de realizar, a dinâmica do escoamento pneumático e do escoamento hidrodinâmico requerem diferentes escalas (Cruz, 2008). Isto torna a modelagem matemática e numérica um fator importante no estudo desta classe de equipamento.

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 (2007), Brito-Melo (2000), Delauré e Lewis (2003) utilizaram códigos baseados no método dos elementos de contorno.

2.4 A TURBINA WELLS

A Turbina Wells foi inventada por A.A. Wells em 1976 especificamente para ser utilizada com dispositivos de extração de energia das ondas do tipo coluna de água oscilante (Raghunathan, 1995). É autoretificadora, ou seja, seu desenho simétrico permite que mantenha o sentido de rotação independente do sentido do escoamento (figura 2.12). Outros tipos de turbina podem ser utilizados, mas geralmente necessitam elementos auxiliares complexos, sendo em geral preferidas as turbinas do tipo Wells. Dentre as desvantagens da turbina Wells pode-se citar as suas baixas características de partida, necessitando muitas vezes de um motor auxiliar de partida. Existem diferentes variações, a turbina de Pico (figura 2.13),

por exemplo, possui guias que direcionam o escoamento. Na figura 2.14 mostra-se a turbina instalada na central de Limpet.

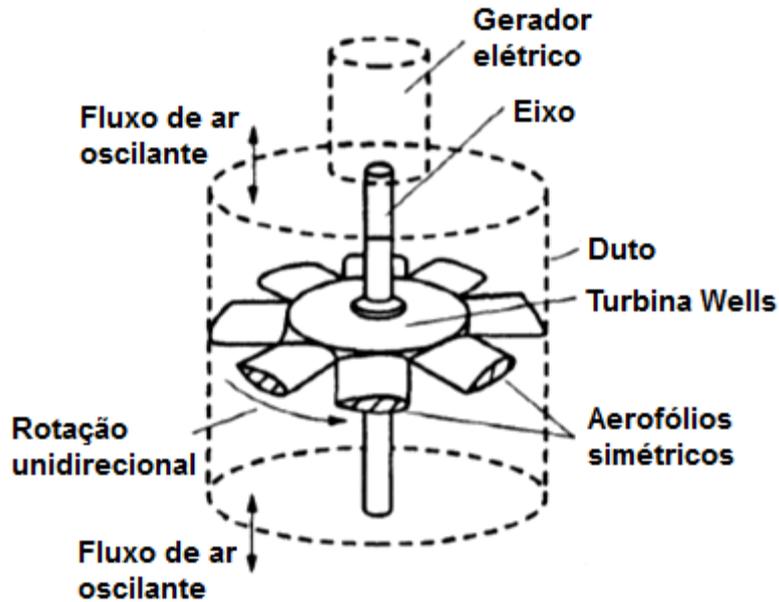


Figura 2.12 - Características da turbina Wells
 Fonte: (Watterson e Raghunathan, 1996)

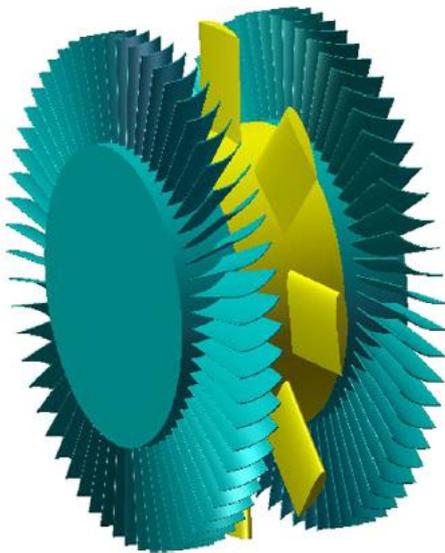


Figura 2.13 – Turbina da central de Pico
 (Fonte: Falcão, 2010)



Figura 2.14 - Turbina da central de Limpet
 (Fonte: Cruz, 2008)

Do ponto de vista de projeto de engenharia e modelagem matemática da turbina Wells, a sua característica principal é a relação linear apresentada entre a queda de pressão e vazão através da mesma. Este fato será utilizado para a modelagem da turbina no presente

trabalho. Esta relação foi verificada experimentalmente por vários pesquisadores, entre eles Justino e Falcão (2000).

3. MECÂNICA DAS ONDAS

O mecanismo pelo qual são geradas as ondas pela ação do vento ainda não está totalmente compreendido. Trata-se provavelmente da ação de oscilações da pressão atmosférica de período curto combinadas com a ação do vento. Quando a superfície de um corpo de água é perturbada na direção vertical, a força da gravidade atua para retornar a superfície à sua posição de equilíbrio. A massa de água retornando possui inércia, o que faz com que ela passe a posição de equilíbrio, estabelecendo uma oscilação na superfície. A oscilação perturba a superfície adjacente, causando a propagação da onda (Sorensen, 2006). A estes tipos de ondas denominam-se de ondas de gravidade. As ondas cuja velocidade de propagação é controlada primariamente pela tensão superficial são chamadas ondas capilares (*ripple*). Ondas capilares têm comprimento menor do que aproximadamente 2,5 cm e não serão consideradas neste trabalho.

Os principais parâmetros para descrever as ondas são seu período (T), que é o tempo necessário para duas cristas sucessivas passarem por um determinado ponto e a altura (H) (ver figura 3.1), além da profundidade na qual elas se propagam (h) (Dean e Darlymple, 1994). Outros parâmetros podem ser determinados teoricamente a partir destas quantidades. O comprimento é a distância entre duas cristas sucessivas (L), e a altura é a distância vertical entre a cava e a crista da onda. Assim, pode-se definir a velocidade da onda, ou celeridade (C), como $C=L/T$. A elevação da superfície (η) é a posição da superfície livre em relação ao seu nível médio e a amplitude da onda (a) é a máxima elevação em relação ao nível médio.

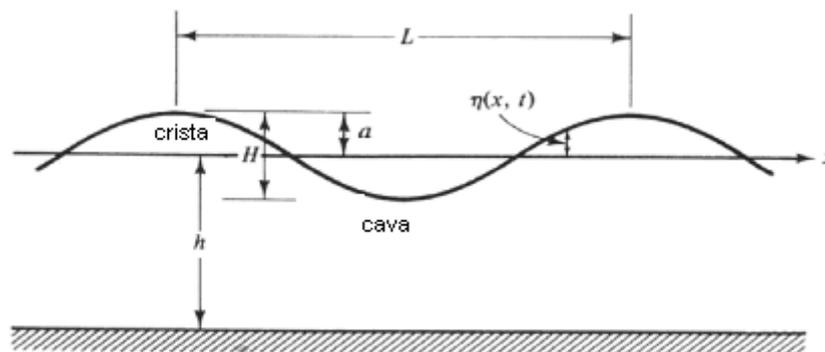


Figura 3.1 – Características da onda.
Fonte: (Dean e Darlymple, 1994)

As ondas nos oceanos são fenômenos aleatórios, necessitando de um tratamento estatístico. Ondas irregulares, designadas por vaga (*sea*), ocorrem na zona de geração (causada pelo vento) ou nas proximidades. Longe das zonas de geração, aparecem ondas mais regulares, de cristas longas e são denominadas de ondulação (*swell*).

3.1 A TEORIA DA ONDA LINEAR OU DE AIRY

Na dedução da teoria linear, primeiramente, deve-se adotar algumas simplificações (Sorensen, 2006):

- a) O fluido (água) é homogêneo e incompressível, e a tensão superficial é considerada desprezível.
- b) O escoamento é irrotacional. Neste caso, a função potencial de velocidade (ϕ) deve satisfazer a equação de Laplace, considerando o sistema de coordenadas conforme figura 3.2:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.1)$$

Da definição da função potencial, obtêm-se as componentes da velocidade u e w , nas direções x e z respectivamente

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad , \quad w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (3.2)$$

- c) O fundo é estacionário, impermeável, sem atrito e horizontal.
- d) A pressão ao longo da interface ar-água é constante.
- e) A altura da onda é pequena comparada com o comprimento e a profundidade.

Assim, o problema proposto é um problema de valor de contorno (figura 3.2). O domínio consiste numa onda ($0 < x < L$), e nele deve ser satisfeita a equação de Laplace (equação 3.1). As condições de contorno a serem impostas são:

- a) Condição de contorno cinemática do fundo:

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ em } z = -h \tag{3.3}$$

onde w é a componente da velocidade na direção vertical

b) Condição de contorno cinemática da superfície livre:

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} \text{ em } z = \eta \tag{3.4}$$

onde u é a componente da velocidade na direção horizontal.

c) Condição de contorno dinâmica da superfície livre (equação de Bernoulli aplicada na superfície livre, onde a pressão atmosférica é adotada como nula):

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] + gz = C(t) \text{ em } z = \eta \tag{3.5}$$

onde g é a aceleração da gravidade e $C(t)$ é uma função de integração.

d) Condições de periodicidade no tempo, $\phi(x, z, t) = \phi(x, z, t + T)$, e no espaço, $\phi(x, z, t) = \phi(x + L, z, t)$, aplicadas nos contornos laterais do domínio.

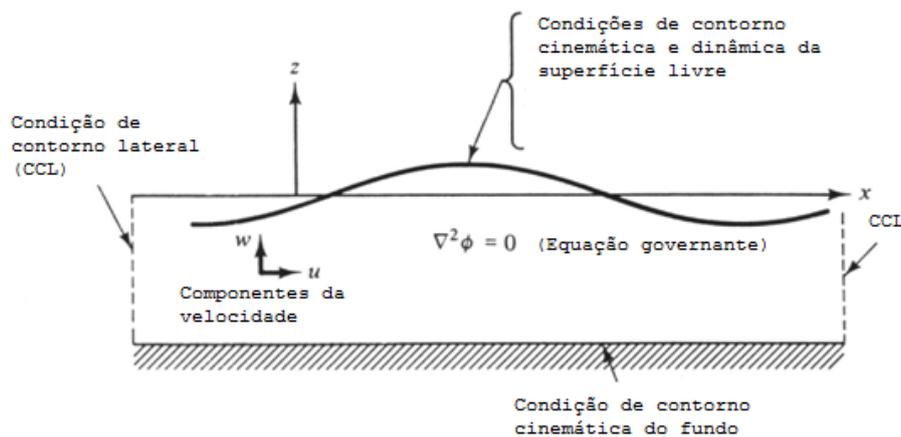


Figura 3.2 - O problema de valor de contorno para ondas periódicas
 Fonte: (Dean e Darlymple, 1994)

Desta forma, obtém-se a solução de uma onda progressiva, expressa em termos da elevação de superfície (equação 3.6), da função potencial de velocidade (equação 3.7) e da equação de dispersão (equação 3.8) como segue:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t) \quad (3.6)$$

$$\phi = -\frac{Hg \cosh k(h+z)}{2\sigma \cosh kh} \sin(kx - \sigma t) \quad (3.7)$$

$$\sigma^2 = gk \tanh(kh) \quad (3.8)$$

onde $\sigma = 2\pi/T$ é a frequência angular da onda e $k = 2\pi/L$ é o número de onda.

Da definição da função potencial de velocidade, as velocidades horizontal e vertical sob a onda são dadas por:

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{H\sigma \cosh k(h+z)}{2 \sinh kh} \cos(kx - \sigma t) \quad (3.9)$$

$$w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{H\sigma \sinh k(h+z)}{2 \sinh kh} \sin(kx - \sigma t) \quad (3.10)$$

Examinando as componentes horizontal e vertical da velocidade em função da posição, observa-se que elas estão defasadas de 90° , os valores máximos de u ocorrem em $(kx - \sigma t) = 0, \pi, \dots$ (debaixo da crista e da cava), por sua vez, os valores extremos de w ocorrem em $\pi/2, 3\pi/2, \dots$ (na posição de repouso). Na figura 3.3 estão plotadas as velocidades para estes pontos num período de onda.

Considerando as tendências assintóticas das funções hiperbólicas, é possível estabelecer uma classificação das ondas em termos da profundidade relativa kh . Assim, considera-se que para $kh < \pi/10$ a onda se propaga em águas rasas, para $\pi/10 < kh < \pi$ águas intermediárias e $kh > \pi$ águas profundas. Lembrando que $k = 2\pi/L$, usa-se também $h/L < 1/20$ para águas rasas, $1/20 < h/L < 1/2$ para águas intermediárias e $h/L > 1/2$ para águas profundas.

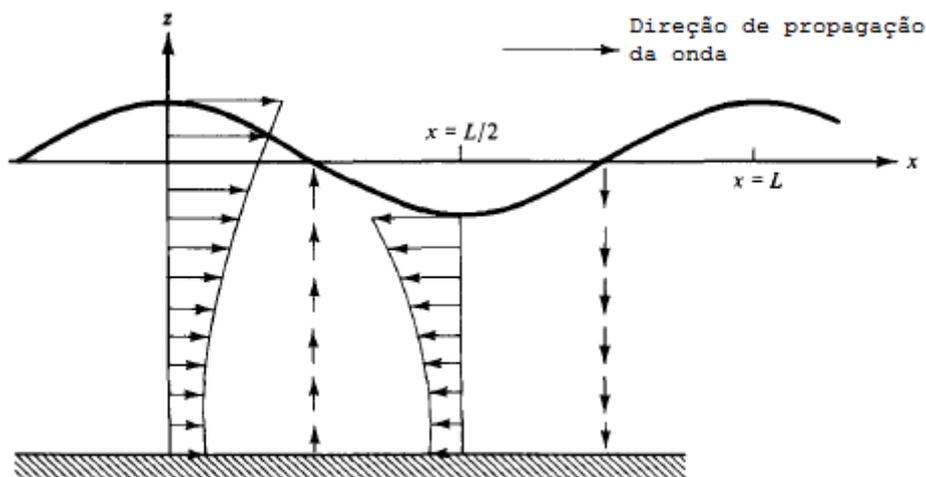


Figura 3.3 – Campo de velocidades sob uma onda progressiva
 Fonte: (Dean e Darlymple, 1994)

Considerando o deslocamento das partículas em torno a sua posição média e integrando a velocidade em relação ao tempo, obtém-se a equação que descreve o deslocamento das mesmas. Esta é a equação de uma elipse, com semi-eixo maior A_w e semi-eixo menor B_w , dados por:

$$A_w = \frac{H \cosh k(h + z_1)}{2 \sinh kh} \quad (3.11)$$

$$B_w = \frac{H \sinh k(h + z_1)}{2 \sinh kh} \quad (3.12)$$

onde z_1 é o deslocamento vertical em torno à posição média.

Em águas rasas, A_w é constante e B_w diminui com a profundidade; em águas profundas A_w e B_w são iguais, diminuindo com a profundidade, até que, para uma profundidade de $L/2$, o valor torna-se desprezível (figura 3.4). O fato das partículas descreverem trajetórias fechadas leva à importante conclusão que, na teoria linear, não ocorre transporte de massa.

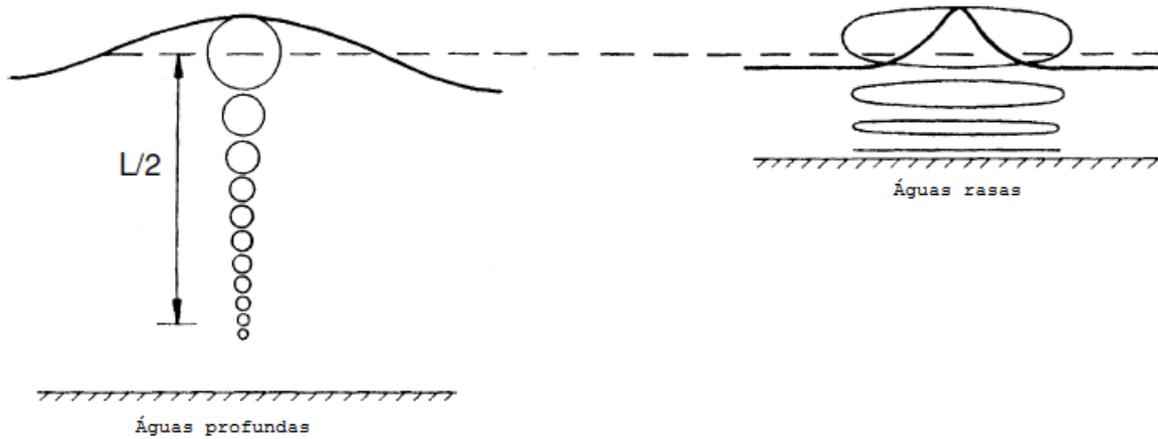


Figura 3.4 - Órbita das partículas em águas profundas e rasas.
 Fonte: (Sorensen, 2006)

Utilizando a equação de Bernoulli (equação 3.5) e a equação da função potencial de velocidade (equação 3.7), obtém-se a equação da pressão, que, após a aplicação de um processo de linearização, fica:

$$p = -\rho g z + \rho g \frac{H \cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t) \quad (3.13)$$

onde ρ é a massa específica da água. O lado direito da equação consiste de dois termos, sendo o primeiro a pressão hidrostática e o segundo a pressão dinâmica.

A energia total por unidade de área de superfície média no comprimento de onda consiste da energia potencial (EP) devido ao deslocamento da superfície livre e da energia cinética (EC) devido ao movimento das partículas do fluido. Na teoria linear, pode-se demonstrar que estes termos são iguais:

$$EC = EP = \frac{1}{16} \rho g H^2 \quad (3.14)$$

Isto é característico dos sistemas conservativos em geral. A energia total por unidade de área de superfície média no comprimento de onda é então dada por:

$$E = EC + EP = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (3.15)$$

O fluxo de energia (potência) por unidade de largura médio, no período é dado por:

$$F_E = \left(\frac{1}{8}\rho g H^2\right) \frac{\sigma}{k} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)\right] = E C_g \quad (3.16)$$

onde C_g é a velocidade na qual a energia é transmitida, denominada velocidade de grupo.

3.2 ONDAS DE AMPLITUDE FINITA

Na formulação da teoria linear, as duas condições de contorno da superfície livre foram linearizadas e aplicadas no nível de repouso da água, e não no nível real, que a priori não é conhecido. Consequentemente, esta teoria é limitada a ondas de pequena amplitude relativamente à profundidade em águas rasas, ou pequena amplitude relativamente ao comprimento em águas profundas. Quando estas condições não são aceitáveis, torna-se necessário utilizar as teorias de ondas de amplitude finita.

Teorias de ondas de amplitude finita são geralmente de dois tipos. Existem teorias numéricas que utilizam algum método numérico (diferenças finitas, elementos finitos, etc.) para solucionar a equação governante com as condições de contorno. Também existem teorias analíticas onde a função potencial de velocidade (e outros parâmetros como a amplitude e a celeridade) é escrita como uma série de potências e solucionada por aproximações sucessivas ou pelo método das perturbações. Destacam-se assim, a teoria de Stokes, Cnoidal, solitária e de função de corrente.

Stokes (1847), utilizando o método das perturbações para solucionar o problema de contorno da onda, desenvolveu uma teoria para ondas de amplitude finita que ele utilizou até a segunda ordem. Borgman e Chappellear (1958) estenderam a equação até a terceira ordem, e Skjelbreia e Hendrickson (1961) até a quinta ordem.

A função potencial de velocidade e a equação da superfície para a solução de segunda ordem são dadas por:

$$\phi = -\frac{Hg \cosh k(h+z)}{2\sigma \cosh kh} \sin(kx - \sigma t) - \frac{3H^2 \sigma \cosh 2k(h+z)}{32 \sinh^4 kh} \sin[2(kx - \sigma t)] \quad (3.17)$$

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t) + \frac{H^2 k \cosh kh (2 + \cosh 2kh)}{16 \sinh^3 kh} \cos[2(kx - \sigma t)] \quad (3.18)$$

A equação da dispersão para a solução de segunda ordem permanece a mesma (equação 3.8).

Observa-se que o primeiro termo é igual ao da teoria linear. O termo de segunda ordem tem o dobro da frequência do termo linear, estando em fase na crista e opondo-se na cava. Isto gera um perfil de onda assimétrico na vertical; a crista é mais “pontiaguda” e a cava mais “achatada”. Esta assimetria é mantida ao escrever a solução em termos das velocidades e acelerações e, conseqüentemente, ao analisar o movimento das partículas sob a onda, observa-se que elas descrevem orbitas elípticas abertas, caracterizando o transporte de massa.

Se as equações são escritas em termos da velocidade horizontal média ao longo da profundidade, obtêm-se equações de Boussinesq (Whitham, 1967; Peregrine, 1972; Mei, 1991). A solução mais elementar destas equações é a onda solitária (Russell 1844; Fenton 1972; Miles 1980). A principal característica da onda solitária é o fato do seu perfil estar todo acima do nível médio da superfície livre, possuindo apenas crista e não cava. Seu comprimento e período são infinitos. Uma vez que uma onda de comprimento infinito não tem valor para aplicações em engenharia, utiliza-se o comprimento de onda que contém 95% do volume de água. A pressão é aproximadamente hidrostática. Com comprimento grande, pode ser utilizada para representar tsunamis e com pequeno comprimento ondas de vento a baixa profundidade, imediatamente antes da rebentação. A celeridade e a elevação da onda solitária são dadas por:

$$c = \sqrt{gh} \left(1 + \frac{a}{2h} \right) \quad (3.19)$$

$$\eta = a \operatorname{sech}^2 \left(x \sqrt{\frac{3a}{4h^3}} \right) \quad (3.20)$$

sendo a a amplitude da onda.

A teoria da onda cnoidal, desenvolvida por Korteweg e de Vries (1895), baseado na teoria de Boussinesq, tem a particularidade de reduzir-se à teoria da onda solitária em um limite e a um perfil expresso em termos de cossenos no outro. As equações resultantes contêm funções elípticas de Jacobi, comumente designadas cn , portanto o nome cnoidal é utilizado

para designar esta teoria. As ondas cnoidais são periódicas com cristas pronunciadas separadas por cavas largas e chatas. Devido à complexidade na aplicação da teoria cnoidal, muitos autores recomendam estender a utilização das teorias linear, Stokes de maior ordem e solitária, onde a teoria cnoidal é aplicável (Sorensen, 2006).

Uma das teorias numéricas de ondas mais utilizadas na prática é a teoria da função de corrente desenvolvida por Dean (1965). Esta teoria utiliza a função de corrente obtida pelo método de Stokes, ao invés da função potencial de velocidade. O movimento da onda é primeiramente convertido para o regime permanente, subtraindo a celeridade da onda do movimento horizontal. Desta forma, a superfície livre é caracterizada por uma função de corrente e a condição cinemática da superfície livre é exatamente satisfeita na equação de Laplace. Com a utilização de métodos computacionais, a teoria pode ser estendida até a ordem desejada.

A teoria de séries de Fourier de Fenton (Fenton 1988) utiliza uma formulação similar à teoria da função de corrente de Dean. Os coeficientes da série de Fourier são avaliados numericamente, e as condições de contorno podem ser satisfeitas até a precisão especificada. Estudos recentes indicam a boa capacidade desta teoria em descrever ondas tanto em águas rasas quanto em águas profundas.

Diversos autores, incluindo Muir Wood (1969), LeMehaute (1969) e Komar (1976) recomendaram as áreas de aplicação das várias teorias de ondas. Estas recomendações estão baseadas em diversos fatores, incluindo a extensão das condições para as quais a teoria foi derivada, resultados de experimentos sobre a eficácia das várias teorias em prever certas características das ondas, facilidade de aplicação e julgamento pessoal. A figura 3.5 apresenta um diagrama de declividade relativa (H/gT^2) versus profundidade relativa (h/gT^2) indicando as teorias recomendadas segundo LeMehaute (1969), tendo como limite o processo de arrebentação tanto em águas profundas quanto rasas. A teoria solitária não está mostrada, mas dependendo das características da onda a serem calculadas, ela pode ser usada no lugar da teoria cnoidal para ondas de grande declividade em águas rasas.

Um parâmetro adimensional muito utilizado também para caracterizar a validade das teorias de onda é o número de Ursell (Ursell, 1953), dado por

$$U_r = \frac{aL^2}{h^3} \quad (3.21)$$

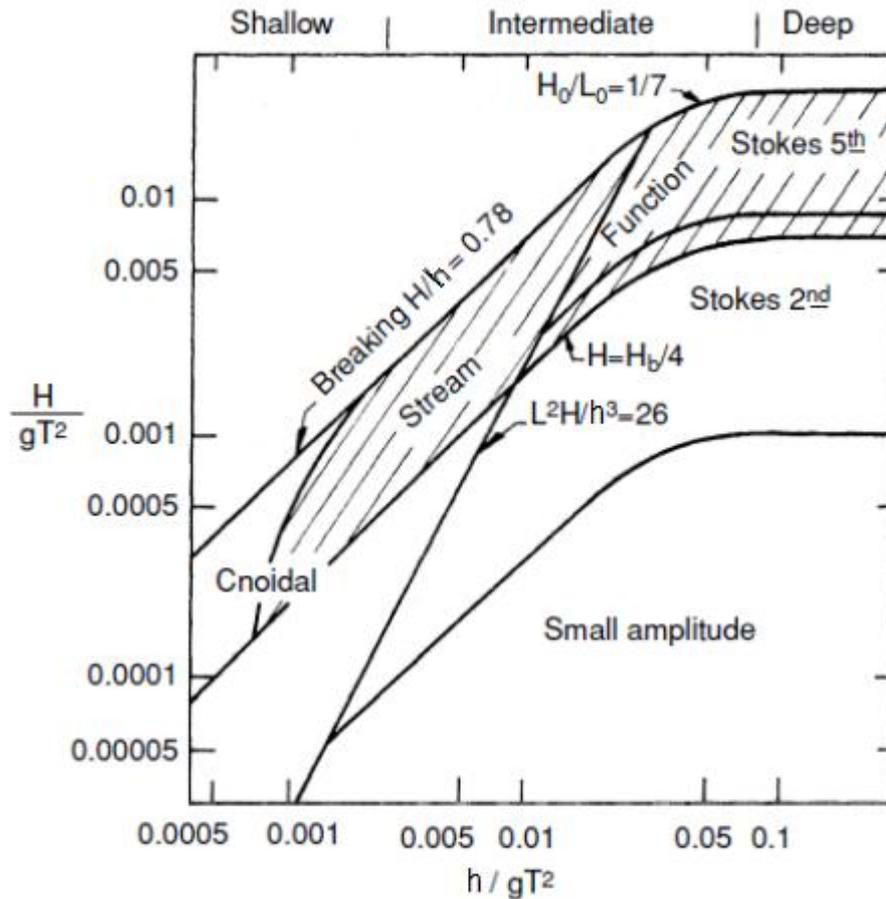


Figura 3.5 - Teorias de ondas recomendadas (Baseado em LeMehaute, 1969)
 Fonte: (Sorensen, 2006)

Para valores de Ursell menores do que um, pode-se utilizar a teoria de Airy; inferior a trinta, Stokes de maior ordem; e maior do que dez e tendendo a infinito cnoidal e solitária, respectivamente.

3.3 TRANSFORMAÇÃO DAS ONDAS

As ondas, ao propagar-se desde a região de águas profundas a águas rasas, sofrem diversas transformações. Estes processos devem-se principalmente à variação da profundidade, mas podem ser também causados por outros fatores, como as presenças do vento ou de obstáculos. Dentre eles destacam-se a refração, difração, empolamento, rebentação.

O fenômeno da refração causa mudança na altura e direção da onda. Uma vez que uma onda incide obliquamente em relação às linhas batimétricas, a parte da onda situada a menor profundidade reduz sua celeridade, como consequência disto a onda tende a direcionar-se paralelamente à linha de costa.

A difração é o fenômeno pelo qual a energia é transportada lateralmente ao longo da crista. Quando um trem de ondas encontra um obstáculo, como um quebra-mar, a difração é responsável pela formação de ondas na região abrigada, uma vez que a linha de cristas não pode ser descontínua.

O empolamento (*shoaling*) é a deformação do perfil da onda devido à diminuição da profundidade em que esta se propaga. Nesse processo, a crista torna-se mais pontiaguda e aumenta a sua amplitude em relação à da cava, que fica mais achatada. Este processo normalmente intensifica-se com a diminuição da profundidade, levando por fim à rebentação.

A rebentação é um fenômeno complexo caracterizado por grande turbulência, em regra com emulsão de ar, que provoca a rápida dissipação de grandes quantidades de energia. A rebentação também pode ocorrer sob a ação direta do vento, provocando manchas de espuma sobre a superfície. A rebentação, quando causada pela diminuição da profundidade, costuma ser dividida em rebentação progressiva (*spilling*), rebentação mergulhante ou em voluta (*plunging*) e rebentação de fundo (*surging*).

4. O PROGRAMA FLUINCO

O FLUINCO é um código de simulação numérica de escoamentos incompressíveis baseado nas equações de Navier-Stokes e emprega o método Semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos (Teixeira, 2001). Adota o elemento tetraédrico linear que tem a vantagem de adaptar-se a geometrias complexas e possui boa eficiência computacional. Usa uma formulação Arbitrária Lagrangeana Euleriana (ALE), que é adequada em problemas que envolvam movimentos de superfície livre. A distribuição da velocidade da malha é governada por um esquema de suavização que minimiza as distorções dos elementos devido aos movimentos da superfície livre.

A formulação ALE combina as vantagens das formulações euleriana e lagrangiana, onde a malha de referência movimenta-se com uma velocidade arbitrária. Consiste na introdução de um domínio de referência ($i = 1,2,3$), que permite que o movimento do fluido seja arbitrário e independa dos pontos materiais ou espaciais, ou seja, o domínio pode mover-se com uma velocidade arbitrária w_i , diferente da velocidade da partícula v_i . Se w_i é diferente de v_i e ambos não são nulos, tem-se caracterizada a descrição ALE, onde qualquer ponto do meio contínuo é identificado pelo vetor posição.

4.1. EQUAÇÕES GOVERNANTES

A conservação da massa para fluidos levemente compressíveis, assumindo entropia constante, pode ser expressa pela seguinte equação:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (i=1,2,3), \quad (4.1)$$

onde ρ é a massa específica, c é a velocidade do som, $U_i = \rho v_i$ e v_i são as componentes da velocidade do fluido.

Equações expressando a conservação do momento e a conservação da energia na descrição ALE completam as equações governantes para o problema do escoamento de fluidos:

$$\frac{\partial(U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(f_{ij})}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \rho g_i = w_j \frac{\partial(U_i)}{\partial x_j} \quad (i,j=1,2,3), \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho e v_i)}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa \frac{\partial T_e}{\partial x_j} \right) = w_j \frac{\partial(\rho e)}{\partial x_j} \quad (i,j=1,2,3), \quad (4.3)$$

onde w_i são as componentes da velocidade da malha, T_e é a temperatura, e é a energia interna específica, κ é a condutividade térmica e g_i são as componentes da aceleração da gravidade.

$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$ são as componentes do tensor desviador, μ e λ são os coeficientes de viscosidade de cisalhamento e de viscosidade volumétrica, respectivamente, δ_{ij} é o delta de Kroenecker e $f_{ij} = v_j(\rho v_i) = v_j U_i$. Condições iniciais e de contorno devem ser adicionadas às equações (4.1), (4.2) e (4.3) para definir o problema unicamente. Em escoamentos incompressíveis, a equação da energia, equação (4.3), pode ser resolvida independentemente, após o campo de velocidades ser computado.

4.2 DISCRETIZAÇÕES TEMPORAL E ESPACIAL

As variáveis U_i são discretizadas no domínio do tempo utilizando a expansão em séries de Taylor. No primeiro passo, correspondente ao intervalo de tempo $[t^n, t^{n+1/2}]$, U_i são dados pela seguinte expressão (Teixeira e Awruch, 2001):

$$U_i^{n+1/2} = U_i^n + \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial U_i^n}{\partial t} = U_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} - w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_j} \right) \quad (i,j=1,2,3), \quad (4.4)$$

onde $\Delta p = p^{n+1} - p^n$. Usando

$$\tilde{U}_i^{n+1/2} = U_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} - w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_i} \right) (i,j=1,2,3), \quad (4.5)$$

A equação (4.4) fica da seguinte forma:

$$U_i^{n+1/2} = \tilde{U}_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} (i=1,2,3). \quad (4.6)$$

Discretizando a equação (4.1) no tempo e aplicando a equação (4.6), o resultado é:

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \Delta p = -\Delta t \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} = -\Delta t \left[\frac{\partial \tilde{U}_i^{n+1/2}}{\partial x_i} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \right] (i = 1,2,3). \quad (4.7)$$

O segundo passo é dado pela seguinte expressão:

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \Delta t \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial t} = U_i^n - \Delta t \left(\frac{\partial f_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} + \frac{\partial p^{n+1/2}}{\partial x_i} - w_j^{n+1/2} \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} \right) (i,j=1,2,3). \quad (4.8)$$

Após a discretização espacial, o escoamento é analisado pelo seguinte algoritmo: (a) determina-se $\tilde{U}_i^{n+1/2}$ com a equação (4.5); (b) determina-se Δp com a equação (4.7) e calcula-se $p^{n+1} = p^n + \Delta p$; (c) determina-se $U_i^{n+1/2}$ com a equação (4.6); e (d) determina-se U_i^{n+1} com a equação (4.8).

O método clássico dos resíduos ponderados de Galerkin é aplicado na discretização espacial. Para as variáveis no instante $t+\Delta t/2$, uma função de forma constante \mathbf{P}_E é utilizada, e para as variáveis no instante t e $t+\Delta t$, uma função de forma linear \mathbf{N} é usada. Aplicando este procedimento às equações (4.5) a (4.8), as seguintes expressões na forma matricial são obtidas (Teixeira e Awruch, 2001):

$$\Omega_E^{n+1/2} \tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} = \mathbf{C} \bar{\mathbf{U}}_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left[\mathbf{L}_j (\bar{\mathbf{f}}_{ij}^n - \bar{\boldsymbol{\tau}}_{ij}^n) + \mathbf{L}_i \bar{\mathbf{p}}^n - \mathbf{T} \bar{\mathbf{U}}_i^n - \Omega_E^{n+1/2} \bar{\boldsymbol{\rho}} g_i \right] \quad (4.9)$$

$$\left(\tilde{\mathbf{M}} + \frac{\Delta t^2}{4} \mathbf{H} \right) \Delta \bar{\mathbf{p}} = \Delta t \left(\mathbf{L}_i^T \tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} + \mathbf{f}_a \right) \quad (4.10)$$

$$\bar{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} = \tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{4\Omega_E} \mathbf{L}_i \Delta \bar{\mathbf{p}} \quad (4.11)$$

$$\mathbf{M}^{n+1} \bar{\mathbf{U}}_i^{n+1} = \mathbf{M}^n \bar{\mathbf{U}}_i^n + \Delta t \left[\mathbf{L}_j^T (\bar{\mathbf{f}}_{ij}^{n+1/2} - \bar{\mathbf{w}}_j^{n+1/2} \bar{\mathbf{U}}_i^{n+1/2}) - \mathbf{Q}_j \bar{\boldsymbol{\tau}}_{ij}^n + \mathbf{Q}_i (\bar{\mathbf{p}}^n + \Delta \bar{\mathbf{p}}/2) + \mathbf{S}_{bi} - \mathbf{C}^T \bar{\mathbf{g}}_i \right] \quad (4.12)$$

onde as variáveis com barras superiores em n e $n+1$ indicam valores nodais, enquanto aquelas no instante $n+1/2$ representam valores constantes no elemento. As matrizes e vetores das equações (4.9) a (4.12) são integrais de volume e superfície expressos por (Teixeira e Awruch, 2001):

$$\begin{aligned} \Omega_E^{n+1/2} &= \int_{\Omega^{n+1/2}} \mathbf{P}_E^T \mathbf{P}_E \, d\Omega & \mathbf{C} &= \int_{\Omega^n} \mathbf{P}_E^T \mathbf{N} \, d\Omega & \mathbf{L}_i &= \int_{\Omega^n} \mathbf{P}_E^T \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_i} \, d\Omega \\ \mathbf{T} &= \int_{\Omega^n} \mathbf{P}_E^T \mathbf{N} \bar{\mathbf{w}}_i^n \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_i} \, d\Omega & \tilde{\mathbf{M}} &= \int_{\Omega^{n+1/2}} \mathbf{N}^T \left(\frac{1}{c^2} \right) \mathbf{N} \, d\Omega & \mathbf{H} &= \int_{\Omega^{n+1/2}} \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_i} \, d\Omega \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\mathbf{f}_a = \int_{\Gamma^{n+1/2}} \mathbf{N}^T \mathbf{P}_E \mathbf{n}_i \tilde{\mathbf{U}}_i^{n+1/2} d\Gamma + \frac{\Delta t}{4} \left(\int_{\Gamma^{n+1/2}} \mathbf{N}^T \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_i} n_i d\Gamma \right) \Delta \bar{p} \quad \mathbf{M}^n = \int_{\Omega^n} \mathbf{N}^T \mathbf{N} \, d\Omega$$

$$\mathbf{Q}_i = \int_{\Omega^n} \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_i} \mathbf{N} \, d\Omega \quad \mathbf{S}_{bi} = - \int_{\Gamma^{n+1/2}} \mathbf{N}^T \mathbf{P}_E \mathbf{n}_j d\Gamma (\bar{\mathbf{f}}_{ij}^{n+1/2} - \bar{\mathbf{w}}_j^{n+1/2} \bar{\mathbf{U}}_i^{n+1/2})$$

A equação (4.10) é solucionada usando o método iterativo dos gradientes conjugados utilizando pré-condicionamento diagonal (Argyris et al., 1985). Na equação (4.12), a matriz massa consistente é substituída pela matriz massa discreta e, após, esta equação é solucionada iterativamente. O esquema é condicionalmente estável e a condição de estabilidade local para um elemento E é dada por

$$\Delta t_E \leq \beta h_E / |u| \quad (4.14)$$

onde h_E é o tamanho característico do elemento, β é o fator de segurança e u é a velocidade do fluido.

4.3 CONDIÇÃO DE CONTORNO CINEMÁTICA DA SUPERFÍCIE LIVRE (CCCSL)

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):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + {}^{(s)}v_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} = {}^{(s)}v_3 \quad (i=1,2,3), \quad (4.15)$$

onde η é a elevação de superfície, ${}^{(s)}v_i$ são as componentes horizontais de velocidade do fluido na superfície livre. 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 η em $n+1/2$ (primeiro passo) e $n+1$ (segundo passo) ficam:

$$\eta^{n+1/2} = \eta^n + \frac{\Delta t}{2} \left({}^{(s)}v_3 - {}^{(s)}v_1 \frac{\partial \eta}{\partial x_1} - {}^{(s)}v_2 \frac{\partial \eta}{\partial x_2} \right)^n \quad (4.16)$$

$$\eta^{n+1} = \eta^n + \Delta t \left({}^{(s)}v_3 - {}^{(s)}v_1 \frac{\partial \eta}{\partial x_1} - {}^{(s)}v_2 \frac{\partial \eta}{\partial x_2} \right)^{n+1/2} \quad (4.17)$$

A discretização espacial é desenvolvida adotando elementos triangulares coincidentes com as faces dos tetraedros da superfície livre e, aplicando o método de Galerkin nas equações (4.16) e (4.17), estas ficam:

$$\int_{A^{n+1/2}} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s dA \bar{\eta}^{n+1/2} = \int_{A^n} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s dA \bar{\eta}^n + \frac{\Delta t}{2} \left(\int_{A^n} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s dA \bar{\mathbf{v}}_3^n - \int_{A^n} \mathbf{N}_s^T \mathbf{N}_s dA \left({}^{(s)} \bar{\mathbf{v}}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right)^n \right) \quad (4.18)$$

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

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 valores nodais das elevações em t , $t + \Delta t/2$ e $t + \Delta t$, respectivamente. As equações (4.18) são solucionadas de uma forma iterativa, tal como ocorre para as equações da quantidade de movimento.

4.4 A LEI DE MOVIMENTO DE MALHA

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 figura 4.1). 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):

$$w_{3i}^{n+1} = \frac{\sum_{j=1}^{n_s} a_{ij} w_{3j}^{n+1}}{\sum_{j=1}^{n_s} a_{ij}}, \quad (4.19)$$

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:

$$a_{ij} = \frac{1}{d_{ij}^4}, \quad (4.20)$$

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.

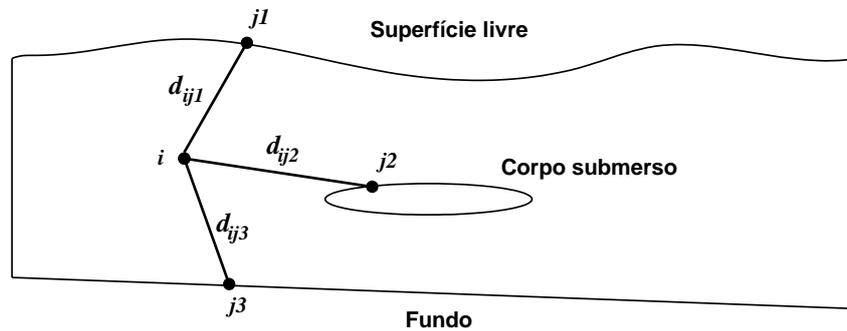


Figura 4.1 - Superfícies de contorno em problemas com superfície livre.

4.5 MODELO AERODINÂMICO

O modelo aerodinâmico implementado no presente trabalho está baseado na metodologia apresentada por Josset e Clément (2007). A pressão dentro da câmara é uma nova variável para a qual uma nova equação é necessária. Esta pressão depende do movimento da superfície livre dentro da câmara, ao mesmo tempo em que atua sobre esta. Portanto, os fenômenos aerodinâmicos e hidrodinâmicos são fortemente dependentes.

Esta metodologia baseia-se na aplicação do primeiro princípio da termodinâmica para a coluna de ar sob a hipótese do sistema aberto (o sistema pode trocar energia e matéria com o exterior), resultando na seguinte expressão:

$$\dot{E}(t) = \dot{U}(t) + \dot{E}_c(t) + \dot{E}_p(t) = \delta W + \delta q + h_e(t)\dot{m}(t) \quad (4.21)$$

onde $\dot{E}(t)$ representa a taxa de energia total, $\dot{U}(t)$ a taxa de energia interna, $\dot{E}_c(t)$ a taxa de energia cinética, $\dot{E}_p(t)$ a taxa de energia potencial, $h_e(t)$ a entalpia específica, δq o fluxo de calor elementar, δW o fluxo de trabalho elementar e \dot{m} a vazão mássica. Posteriormente a energia cinética e a energia potencial da coluna de ar serão consideradas desprezíveis. Utilizando a hipótese do gás ideal, tem-se mais duas relações:

$$U(t) = m(t)c_v T(t) \quad (4.22)$$

$$h_e(t) = c_p T_e(t)$$

sendo c_v o calor específico a volume constante, c_p o calor específico a pressão constante e m a massa. Combinando as expressões do trabalho da pressão $\delta W = -P(t)\dot{V}(t)$ com a equação (4.21) e o fato da transformação ser considerada isentrópica ($\delta q = 0$), a equação do balanço de energia (equação 4.20) pode ser expressa da seguinte forma:

$$\dot{m}(t)c_v T_e(t) = -P(t)\dot{V}(t) + c_p T_e(t)\dot{m}(t) \quad (4.23)$$

e utilizando as seguintes relações termodinâmicas:

$$c_p - c_v = r \quad (4.24)$$

$$\frac{c_p}{c_v} = \gamma$$

onde r é a constante específica do gás, obtém-se:

$$r\dot{m}(t)T_e(t) = (1 - \gamma)P(t)\dot{V}(t) + r(\gamma - 1)T_e(t)\dot{m}(t) \quad (4.25)$$

O passo seguinte consiste em estabelecer uma relação entre a vazão mássica \dot{m} e o fluxo de ar $Q_t(t)$ através da turbina (considerado positivo quando entra na câmara e negativo quando sai), resultando nas equações:

$$\dot{m}(t) = \rho(t)Q_t(t) \text{ se } Q_t(t) < 0$$

(4.26)

$$\dot{m}(t) = \rho_0 Q_t(t) \text{ se } Q_t(t) > 0$$

onde $\rho(t)$ é a massa específica do ar dentro da câmara e ρ_0 é a massa específica do ar atmosférico. A massa de ar sendo definida por $m(t) = \rho(t)V(t)$, pode-se escrever:

$$\frac{\dot{m}(t)}{m(t)} = \frac{Q_t(t)}{V(t)} \text{ se } Q_t(t) < 0$$

(4.27)

$$\frac{\dot{m}(t)}{m(t)} = \frac{\rho_0 Q_t(t)}{\rho(t)V(t)} \text{ se } Q_t(t) > 0$$

condensando a expressão, tem-se

$$\frac{\dot{m}(t)}{m(t)} = \left[\frac{Q_t(t)}{V(t)} \left(1 - \varepsilon \frac{\rho(t) - \rho_0}{\rho(t)} \right) \right]$$

(4.28)

para $Q_t(t) < 0$, $\varepsilon = 0$ e para $Q_t(t) > 0$, $\varepsilon = 1$. A seguinte relação é dada pela forma diferencial da equação de estado para gás ideal:

$$V(t)\dot{P}(t) + P(t)\dot{V}(t) = rT_e(t)\dot{m}(t) + rm(t)\dot{T}_e(t)$$

(4.29)

Para considerar a perda de carga devida a presença da turbina é necessária a relação característica da turbina. No caso da turbina Wells a relação é linear e dada por:

$$Q_t(t) = -\frac{(P(t) - P_0)}{K_t}$$

(4.30)

Portanto, o comportamento da massa de ar é governado pelas equações (4.25), (4.28), (4.29) e (4.30), agrupados como segue:

$$(a) \quad r\dot{m}(t)T_e(t) = (1 - \gamma)P(t)V(t) + r(\gamma - 1)T_e(t)m(t)$$

$$(b) \quad \frac{\dot{m}(t)}{m(t)} = \left[\frac{Q_t(t)}{V(t)} \left(1 - \varepsilon \frac{\rho(t) - \rho_0}{\rho(t)} \right) \right] \quad (4.31)$$

$$(c) \quad V(t)\dot{P}(t) + P(t)\dot{V}(t) = rT_e(t)\dot{m}(t) + rm(t)\dot{T}_e(t)$$

$$(d) \quad Q_t(t) = -\frac{(P(t) - P_0)}{K_t}$$

Com (4.31a) e (4.31c) obtem-se:

$$V(t)\dot{P}(t) + \gamma P(t)\dot{V}(t) = \gamma P(t)V(t) \frac{\dot{m}(t)}{m(t)} \quad (4.32)$$

Substituindo as equações (4.31b) e (4.31d) na equação (4.32), tem-se:

$$\dot{P}(t) = P(t)\gamma \left[-\frac{(P(t) - P_0)}{K_t V(t)} \left(1 - \varepsilon \frac{\rho(t) - \rho_0}{\rho(t)} \right) - \frac{\dot{V}(t)}{V(t)} \right] \quad (4.33)$$

Neste trabalho, foram testadas dois esquemas de discretização da equação (4.33) no tempo. Uma, considerando um esquema de primeira ordem:

$$P^{n+1} = P^n + \Delta t \left\{ \gamma P^n \left[-\frac{(P^n - P_0)}{K_t V^n} \left(1 - \varepsilon \frac{\rho^n - \rho_0}{\rho^n} \right) - \frac{\dot{V}^n}{V^n} \right] \right\} \quad (4.34)$$

Outra, considerando um esquema de segunda ordem, onde a pressão é atualizada em dois passos:

$$P^{n+1/2} = P^n + \frac{\Delta t}{2} \left\{ \gamma P^n \left[-\frac{(P^n - P_0)}{K_t V^n} \left(1 - \varepsilon \frac{\rho^n - \rho_0}{\rho^n} \right) - \frac{\dot{V}^n}{V^n} \right] \right\} \quad (4.35)$$

$$P^{n+1} = P^n + \Delta t \frac{\partial P^{n+1/2}}{\partial t} = P^n + \Delta t \left\{ \gamma P^{n+1/2} \left[-\frac{(P^{n+1/2} - P)}{K_t V^{n+1/2}} \left(1 - \varepsilon \frac{\rho^{n+1/2} - \rho_0}{\rho^{n+1/2}} \right) - \frac{\dot{V}^{n+1/2}}{V^{n+1/2}} \right] \right\}$$

Esta é a pressão imposta na superfície livre dentro da câmara. O acoplamento com o modelo hidrodinâmico dá-se impondo esta pressão no termo $\Delta \bar{p}$ das equações (4.13). A vazão \dot{V} é calculada realizando o produto da velocidade média em z dos nós pertencentes à superfície livre dentro da câmara com a área da seção horizontal da câmara.

Para atualizar o valor da massa específica ρ , a hipótese da transformação isentrópica dá a seguinte relação entre pressão e massa específica:

$$P(t)\rho^{-\gamma}(t) = P_0\rho_0^{-\gamma} \quad (4.36)$$

A qual pode ser discretizada no tempo segundo um esquema de primeira ordem como segue:

$$\rho^{n+1} = \left(\frac{P_0}{P^{n+1}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \rho_0 \quad (4.37)$$

ou utilizando um esquema de segunda ordem, da forma:

$$\rho^{n+1/2} = \left(\frac{P_0}{P^n} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \rho_0 \quad (4.38)$$

$$\rho^{n+1} = \left(\frac{P_0}{P^{n+1/2}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \rho_0$$

Assim, os efeitos da compressibilidade do ar e da perda de carga devida à turbina são levados em consideração.

5. SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO CAO

Neste capítulo são apresentados os resultados das simulações realizadas. Primeiramente é realizada a comparação dos resultados obtidos com o código FLUINCO com as simulações realizadas por Ramalhais (2011) utilizando o programa FLUENT, que é um programa comercial baseado no método dos volumes finitos. Neste sentido, são realizadas comparações com a câmara aberta (sem a presença da turbina) comparando a amplificação em termos da elevação da superfície livre e comparações com a câmara fechada (com a presença da turbina), comparando a amplificação em termos da elevação da superfície livre e a eficiência em termos da potência pneumática disponível para a turbina realizar trabalho. Também é apresentada uma comparação com o trabalho de Evans e Porter (1995), citado anteriormente e considerado um marco na área. Após, é realizada a variação de alguns parâmetros e é estudada a resposta do equipamento a estas variações.

5.1 COMPARAÇÃO COM O MODELO FLUENT SEM A PRESENÇA DA TURBINA

Aqui é feita a comparação dos resultados obtidos com o FLUINCO com os obtidos com o FLUENT utilizando a câmara aberta.

O programa FLUENT-ANSYS (FLUENT, 2006) é baseado no método dos volumes finitos para resolver as equações RANS (*Reynolds-averaged Navier-Stokes*). As variáveis a determinar, como a velocidade e pressão, estão localizadas no centro dos volumes de controle. O método Volume de Fluido (*Volume of Fluid* - VOF), baseado em uma técnica de captura de superfície livre, é usado para modelar o fluxo na superfície livre (Hirt e Nichols, 1981). Este método identifica a posição da superfície livre através de um indicador escalar, chamado fração de volume, o qual é igual a 0 para o ar e 1 para a água. A posição da superfície livre é definida pelo valor 0,5. Ramalhais (2011) usou para a integração no tempo um esquema implícito de segunda ordem. O acoplamento entre a pressão e a velocidade é realizado utilizando o algoritmo SIMPLEC, onde fatores de sub-relaxamento são iguais a 1, exceto

aqueles relacionados com o modelo de turbulência (estes iguais a 0,8). As equações da quantidade de movimento foram discretizadas utilizando o esquema MUSCL de terceira ordem. O termo difusivo foi discretizado por um esquema de diferenças centrais. O termo convectivo da equação VOF foi discretizado utilizando o esquema HRIC (*High Resolution Interface Capturing*), especialmente desenvolvido para captura da interface. A pressão foi calculada utilizando o esquema PRESTO! (*PREssure STaggering Option*). Foi adotado o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ e os termos convectivos da equação da turbulência foram discretizados por um esquema *upwind* de segunda ordem.

O estudo consiste em um canal de 10 m de profundidade e comprimento de cinco vezes o comprimento de onda com a presença de uma câmara de comprimento $B=10$ m no final (figura 5.1). A parede frontal têm uma espessura de 0,5 m e profundidade de $d=5,0$ m. Para a validação hidrodinâmica considerou-se a câmara aberta. Simularam-se ondas de períodos de 5 s a 18 s e altura de 1,0 m.

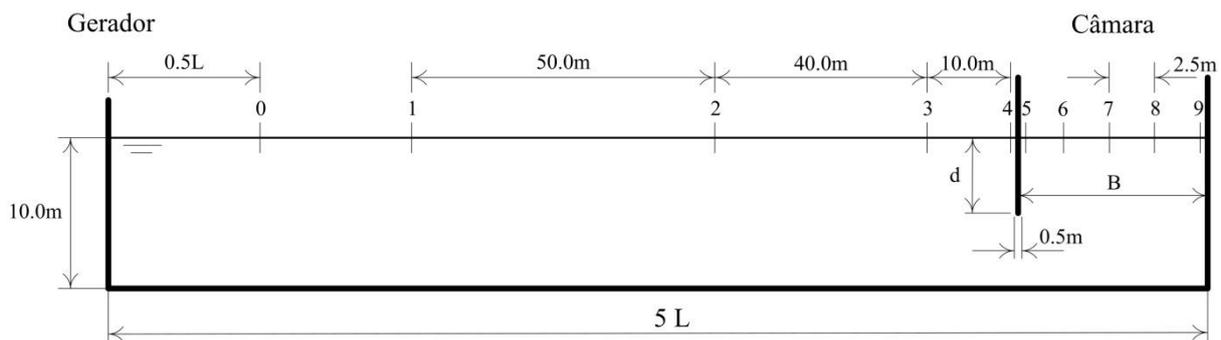


Figura 5.1 - Domínio de simulação e posição das sondas

No presente trabalho optou-se por utilizar malhas regulares. Na discretização espacial, utilizaram-se 44 camadas na direção vertical, empregando uma maior resolução próximo à superfície livre, fundo e profundidade da parede frontal, locais de maior perturbação do fluido, com comprimento vertical dos elementos chegando a 0,16 m. Na direção horizontal, o tamanho dos elementos respeita o valor máximo de $L/50$, sendo L o comprimento da onda. Próximo da parede frontal e dentro da câmara o tamanho dos elementos é menor, chegando a 0,1 m (figura 5.2). Esta discretização é fruto de análises de convergência realizados em trabalhos anteriores. Na direção transversal é utilizada uma camada de elementos, impondo a condição de simetria nas paredes laterais. 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 deslizamento é imposta nas paredes da câmara e a condição de aderência no fundo. O tempo de processamento utilizando um computador com processador Intel QuadCore i7 2.80GHz, 8GB de memória e sistema operacional Windows de 64 bits, fica em torno de 2 horas por período de onda.

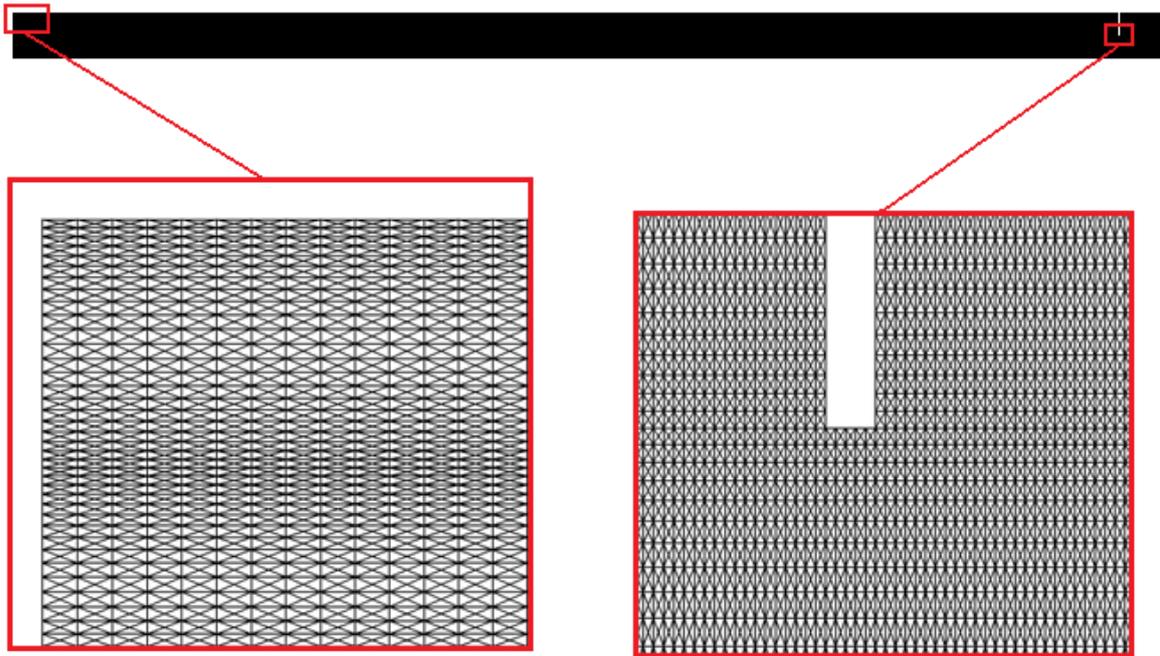


Figura 5.2 – Detalhes da malha na região de geração da onda e na região da parede frontal (FLUINCO)

A Tabela 5.1 apresenta os períodos de onda simulados e os respectivos comprimentos de onda para a profundidade de 10m, segundo a equação de dispersão (equação 3.8).

As figuras 5.3 e 5.4 apresentam a elevação da superfície livre no centro da câmara (sonda 7 mostrada na figura 5.1) ao longo do tempo para períodos de onda incidente de 8 s e 10 s, respectivamente. Observa-se uma boa concordância entre ambos os modelos. As diferenças relativas máximas das alturas de onda foram de 9,86% e 13,2%, para as ondas de 8 s e 10 s, respectivamente (considerando os resultados do FLUENT como os de referência).

Tabela 5.1 – Períodos e comprimentos de onda simulados

T (s)	L (m)
5	36,60
7	59,80
8	70,90
9	81,70
10	92,40
11	102,90
12	113,30
13	123,60
15	144,10
18	174,60

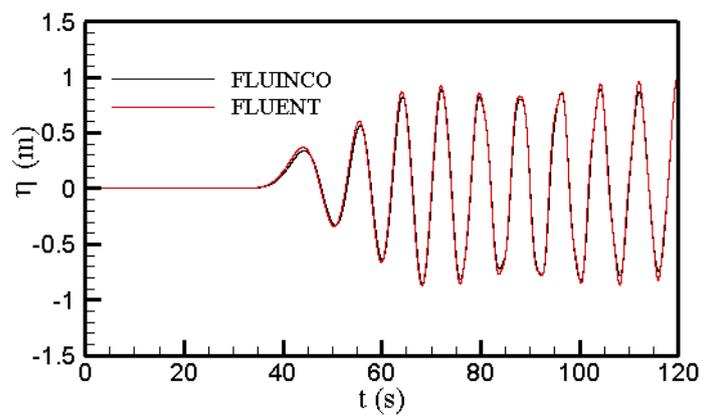


Figura 5.3 – Elevação da superfície livre dentro da câmara para $T = 8$ s

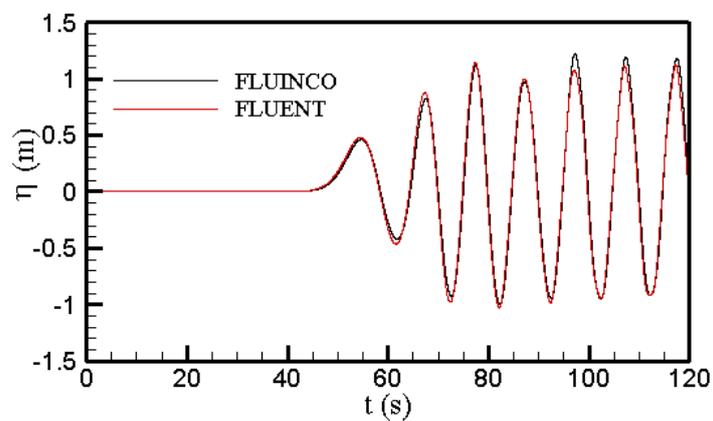


Figura 5.4 – Elevação da superfície livre dentro da câmara para $T = 10$ s

A figura 5.5 mostra os vetores de velocidade e a distribuição do módulo da velocidade próximo da abertura num dado tempo e em um quarto de período depois para uma onda de 7 s de período. Pode-se observar a perturbação do fluido acompanhando o movimento da superfície livre. Novamente, um comportamento muito similar do escoamento resulta da análise de ambos modelos.

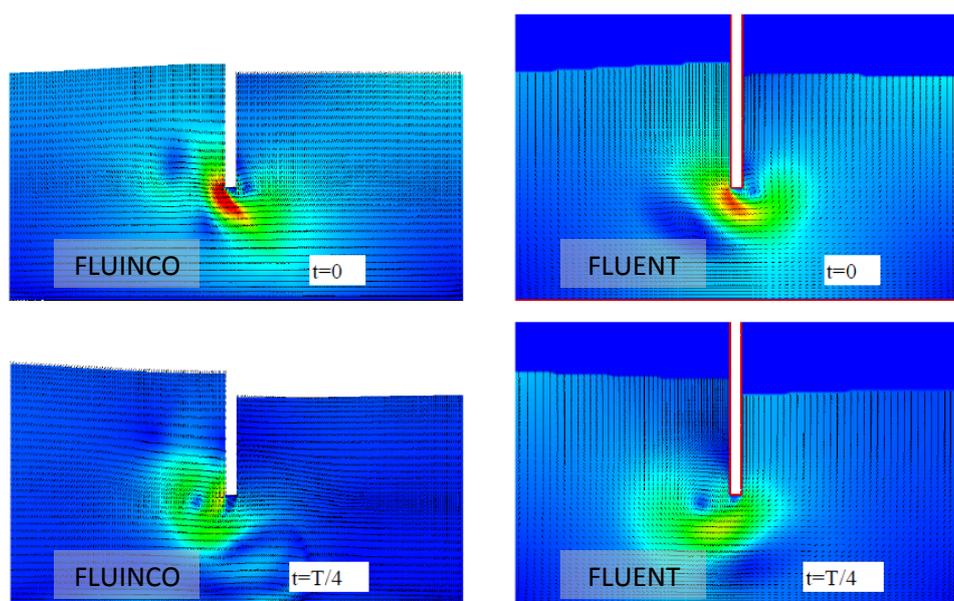


Figura 5.5 – Vetores de velocidade e módulo da velocidade para onda incidente de $T=7$ s em dois instantes de tempo obtidos com o FLUINCO e FLUENT

Na figura 5.6 representa-se o fator de amplificação, definido como a razão entre a altura da oscilação dentro da câmara (H) e a altura da onda incidente (H_0). Observou-se que as alturas obtidas em cada sonda no interior da câmara diferem entre si, indicando uma oscilação em torno do valor médio, caracterizado pelo fenômeno denominado de *sloshing*. Por esta razão, para a determinação da altura dentro da câmara, usou-se uma média das alturas obtidas nas sondas 5 a 9 (figura 5.1). Nota-se que, para períodos abaixo de 7 s, 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, que ficam em torno de 6,01% e 6,70%, respectivamente, considerando os resultados do FLUENT como os de referência.

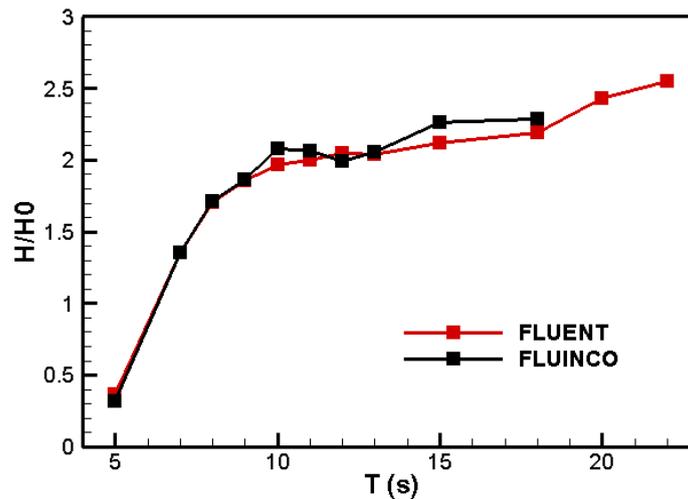


Figura 5.6 – Fator de amplificação

Na figura 5.7 apresenta-se o ângulo de fase (θ), ou seja, a diferença angular entre a onda dentro e fora da câmara, obtidos com os modelos FLUINCO e FLUENT. Ambas curvas apresentam as mesmas características gerais. Observa-se que o ângulo de fase tem um comportamento acoplado com o fator de amplificação. Para períodos crescentes até 10 s, o ângulo de fase tem a tendência de diminuir, passando por uma redução brusca, enquanto que o fator de amplificação também mostra uma variação crescente acentuada. Por outro lado, acima de um período em torno de 10 s, tanto o ângulo de fase como o fator de amplificação tendem a se estabilizar. Neste caso, o ângulo de fase tende a um valor nulo, enquanto que o fator de amplificação tende ao valor máximo deste parâmetro, que é em torno de 2,5. A seção 5.4 mostrará esta comparação novamente ao analisar a influência do comprimento da câmara no desempenho do dispositivo.

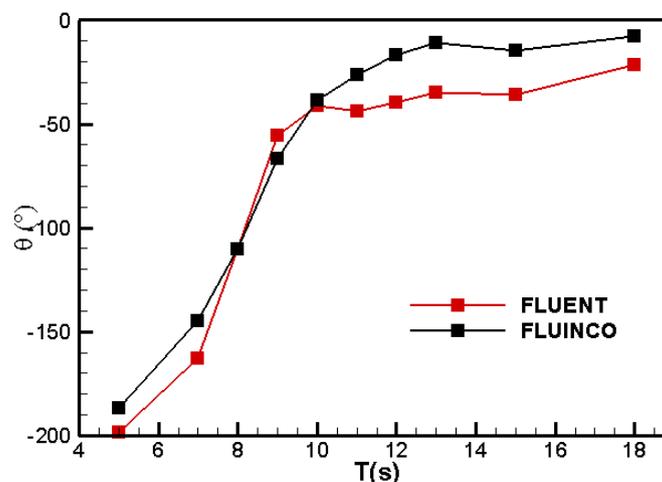


Figura 5.7 - Ângulo de fase

Para quantificar a oscilação da superfície da água em torno do nível médio da superfície livre no interior da câmara, foi registrado o parâmetro denominado de parâmetro de *sloshing* (s). Este parâmetro foi definido como a média da diferença máxima entre a elevação da superfície livre dentro da câmara na parede frontal menos a elevação da superfície livre dentro da câmara na parede final. Os resultados deste parâmetro para cada período de onda encontrados pelo FLUINCO e pelo FLUENT estão mostrados na figura 5.8. 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 acima de 11 s (por volta de 0,1 m). Não obstante, o *sloshing* exibe o mesmo comportamento nos dois modelos. Ao observar o comportamento do fator de amplificação mostrado na figura 5.6, nota-se que, os fatores de amplificação mais elevados ocorrem em períodos maiores, quando os efeitos de *sloshing* são menos significativos.

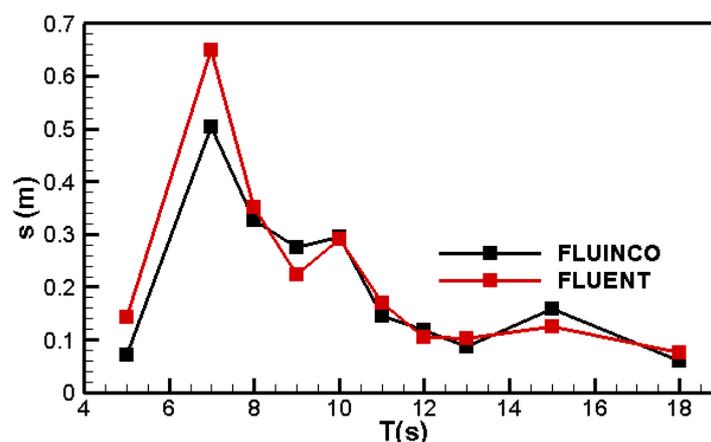


Figura 5.8 – Parâmetro de *sloshing*

5.2 COMPARAÇÃO COM O MODELO FLUENT COM A PRESENÇA DA TURBINA

Para a validação do modelo aerodinâmico implementado no FLUINCO, nesta seção são comparados os resultados de uma CAO com os obtidos pelo FLUENT (Ramalhais, 2011) com a câmara fechada e a presença da turbina (ver figura 5.9). Nos casos simulados, são impostas ondas incidentes de alturas iguais a 1m e períodos de 5, 7,5, 9 e 12 s em um canal de 10 m de profundidade (mesma dos casos anteriores). A câmara tem um comprimento $B=5$ m e

uma profundidade da borda frontal de $d=5$ m. A largura da câmara é de $D=8$ m e a altura em relação à superfície livre em repouso é de $hc=10$ m. Na parte superior da parede final é colocado um duto que permite o escoamento de ar entre a câmara e o exterior (figura 5.9). Na saída deste tubo, é colocada uma turbina do tipo Wells de relação característica de $Kt=120 \text{ Pa m}^{-3}\text{s}$.

No caso do FLUENT, o domínio é tridimensional e a turbina é modelada usando uma UDF (*User Defined Function*), onde são calculadas a perda de carga e a vazão média na seção da turbina a partir da velocidade na fronteira. No FLUINCO, a presença do ar é considerada como exposto na seção 4.5, por esta razão, neste caso o comportamento do escoamento é bidimensional.

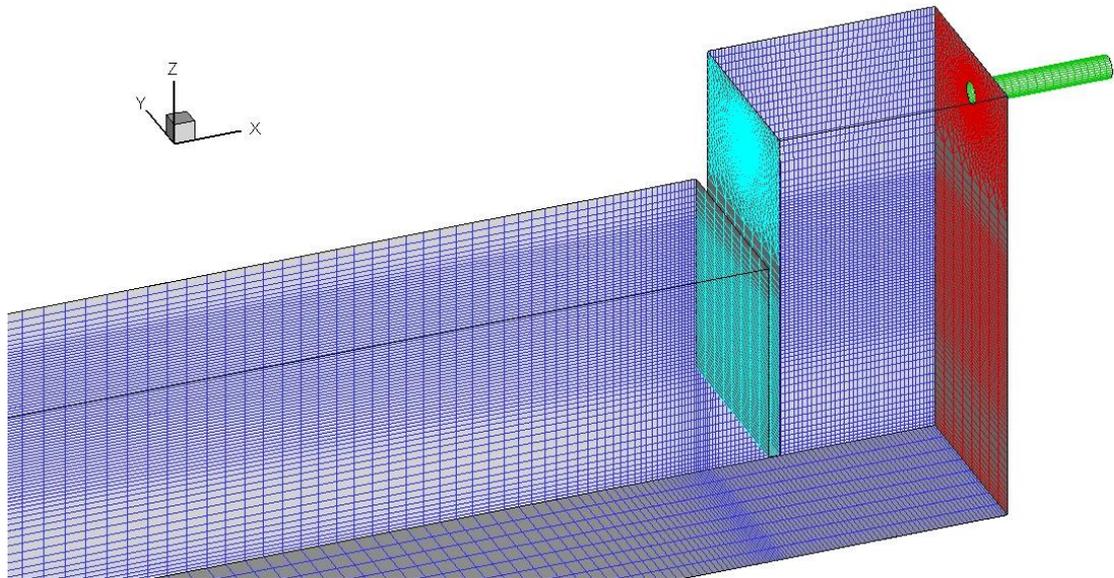


Figura 5.9 – Domínio computacional do FLUENT (Ramalhais, 2011)

Na figura 5.10 é apresentado o fator de amplificação obtido com os dois modelos. Os resultados obtidos aqui são extremamente similares. As diferenças maiores ocorrem para o período de $T=5$ s, que é 26,84% (considerando o FLUENT como referência), enquanto que a menor diferença ocorre para o período de $T=12$ s, em torno de 2,14%. Observa-se que o fator de amplificação aumenta com o período da onda, sem apresentar uma região intermediária de valor ótimo, semelhante ao que acontece para a câmara aberta.

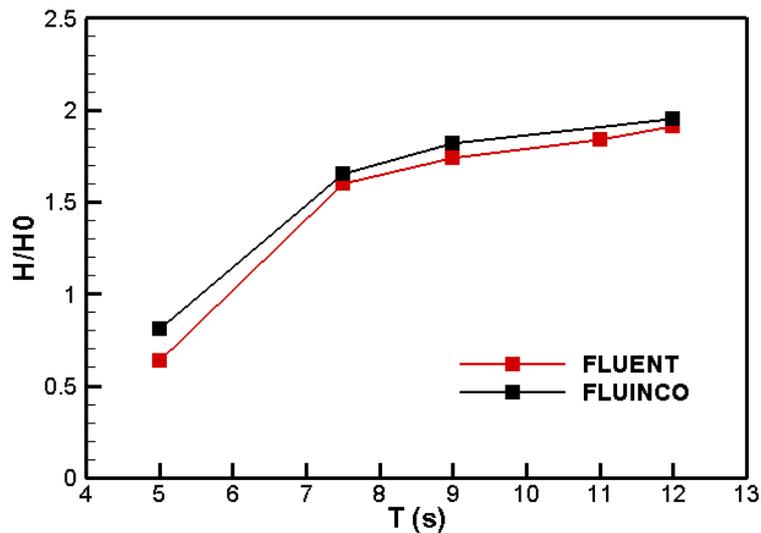


Figura 5.10 – Fator de amplificação

Na figura 5.11 é apresentado o ângulo de fase obtido com os dois modelos. O caso em que o período é de $T=11$ s, o FLUENT apresentou um pequeno aumento absoluto da defasagem, que não foi verificado pelo FLUINCO porque não foi simulado este caso. Para os outros períodos, os valores de ângulo de fase foram muito semelhantes, diferindo em média em torno de 11,69% um dos outros, sem apresentar uma tendência sistemática de superestimação de um em relação ao outro. Embora se tenha poucos pontos na curva, pode-se inferir que, para ângulos de fase menores, tem-se um maior fator de amplificação (figura 5.10). Entre 5 e 7,5 s a variação brusca presente no ângulo de fase está presente também no fator de amplificação.

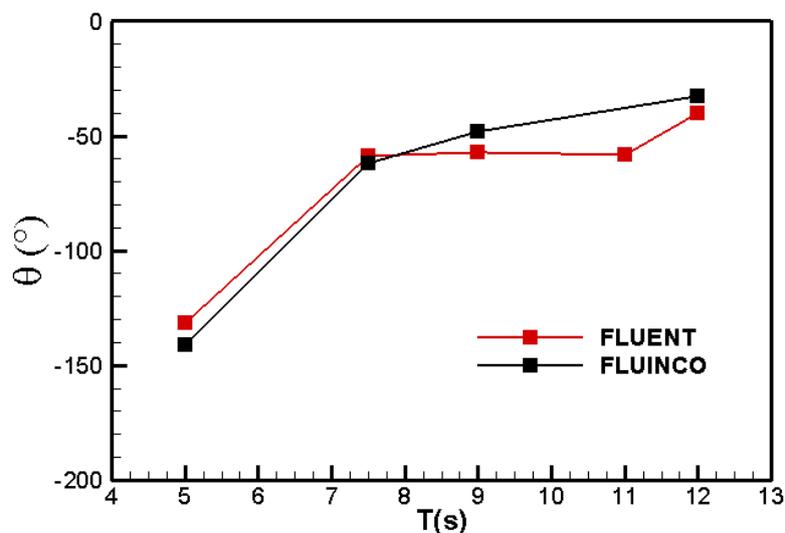


Figura 5.11 - Ângulo de fase

Na figura 5.12 é apresentada a comparação da pressão obtida com os dois modelos para os períodos considerados. Observa-se que os resultados do FLUENT apresentam algumas oscilações devidas provavelmente à forte descontinuidade geométrica na conduta e ao fato da pressão considerada ser uma média entre a pressão obtida em quatro pontos dentro da câmara. Observam-se algumas diferenças principalmente na onda de 7,5 s, onde as pressões obtidas utilizando o modelo FLUENT são maiores. Como era de se esperar, as pressões sofrem variações cíclicas em uma frequência coincidente com a da onda incidente.

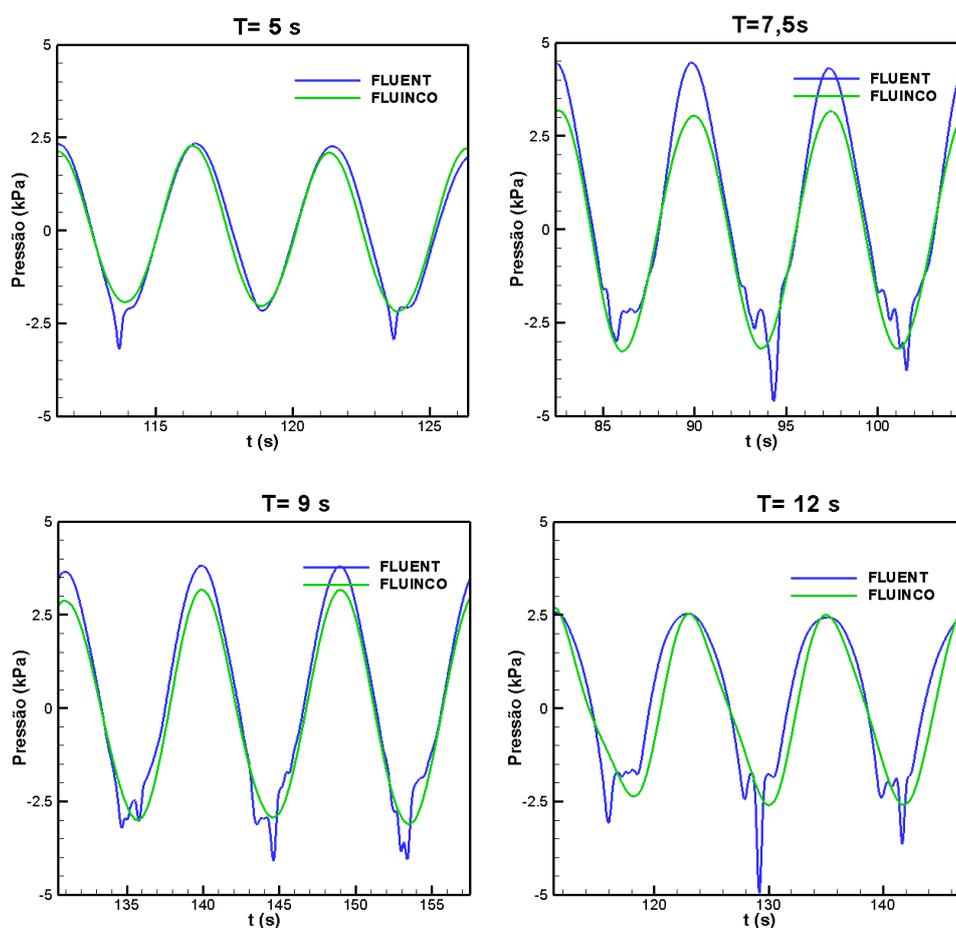


Figura 5.12 – Pressão no interior da câmara utilizando os dois modelos

A figura 5.13 apresenta a vazão para os referidos períodos de onda utilizando os dois modelos. Aqui o FLUINCO apresenta valores de vazão um pouco maiores nos períodos de 5 e 9 s, sendo muito semelhantes os valores obtidos na onda de 7,5 s; para a onda de 12 s o FLUENT apresenta assimetria entre os valores máximos e mínimos.

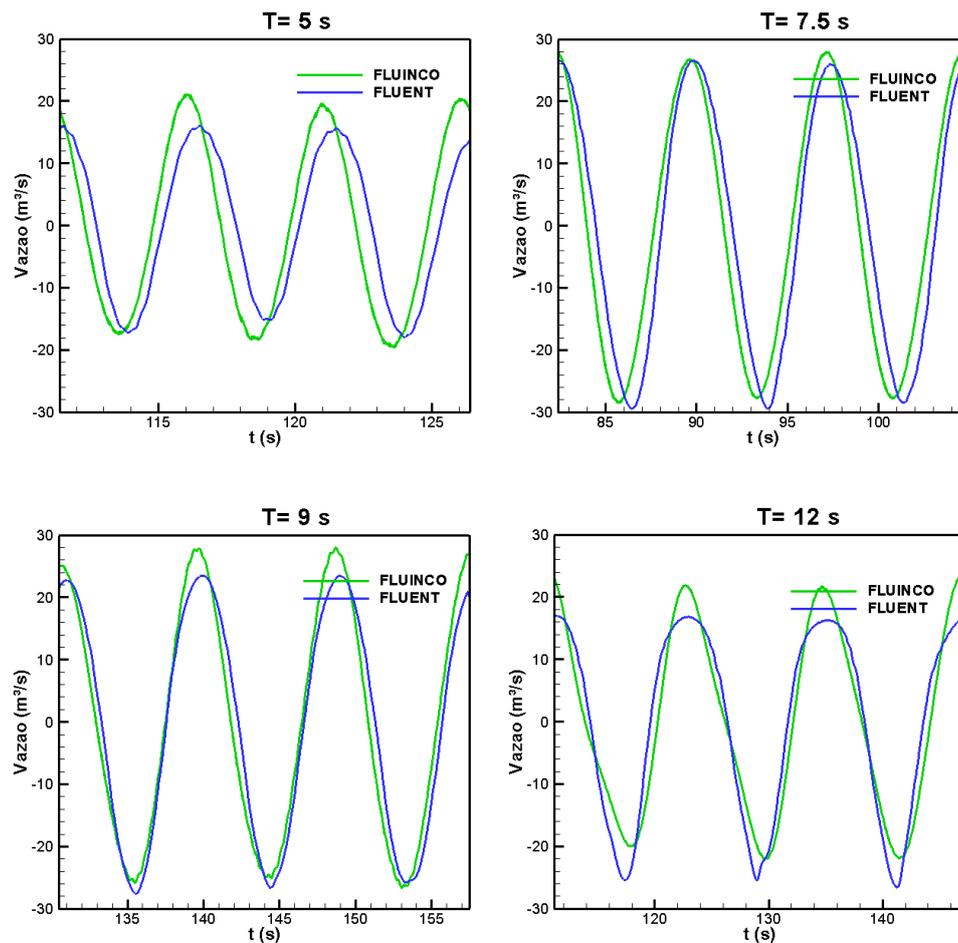


Figura 5.13 – Vazão obtida utilizando os dois modelos

A figura 5.14 apresenta a comparação entre a potência pneumática, definida como a média do produto da vazão pela pressão (equação 5.1) obtida com o FLUENT e FLUINCO, utilizando discretizações de primeira e segunda ordem para a equação do ar, conforme explicado na seção 4.5.

$$P_t(t) = \dot{V}(t)P_t(t) \quad (5.1)$$

Esta potência é a energia disponível para a turbina realizar trabalho. Observa-se que ambos os modelos apresentam as mesmas tendências, porém a potência obtida pela solução do FLUENT é maior, principalmente na onda de 7,5 s, onde se obtém a maior potência. Estas diferenças evidentemente provêm dos diferentes esquemas usados para o modelo aerodinâmico. Enquanto que no FLUENT, o ar faz parte da simulação, onde as equações do escoamento são solucionadas em todo o domínio da câmara a cada passo de tempo, no FLUINCO, os campos de pressão e de velocidade são obtidos a partir do balanço da primeira

lei da termodinâmica aplicado na câmara, sem considerar a distribuição espacial do escoamento.

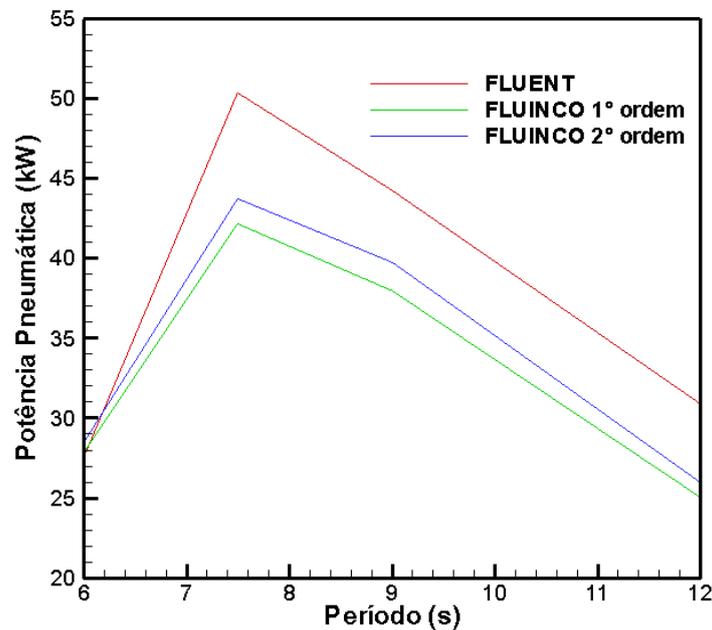


Figura 5.14 – Potência pneumática

Apesar disto, observa-se uma boa concordância, e as tendências quanto às melhores configurações são exatamente as mesmas tanto nas simulações realizadas com o FLUENT quanto com o FLUINCO. Isto demonstra a viabilidade de se utilizar o código FLUINCO com a implementação do modelo aerodinâmico proposto para estudar esta classe de equipamento.

5.3 COMPARAÇÃO COM A TEORIA DE EVANS E PORTER (1995)

Nesta seção, é feita uma validação da metodologia adotada, comparando os resultados com aqueles previstos na teoria analítica de Evans e Porter (1995). Esta teoria tem grande importância histórica e teórica no campo da modelagem matemática de equipamentos de extração de energia das ondas do tipo coluna de água oscilante. Ela somente considera as dimensões pertinentes a hidrodinâmica do problema (figura 5.15) sem levar em conta as dimensões da câmara de ar. O fluido é considerado ideal e as ondas incidentes são

progressivas e regulares. Os problemas de dispersão da onda na parede frontal e parede final e a radiação pela pressão induzida na superfície livre dentro da câmara são considerados. O fluxo através da superfície livre é calculado e considera uma relação linear entre este fluxo e a pressão induzida. Para mais detalhes consultar Evans e Porter (1995).

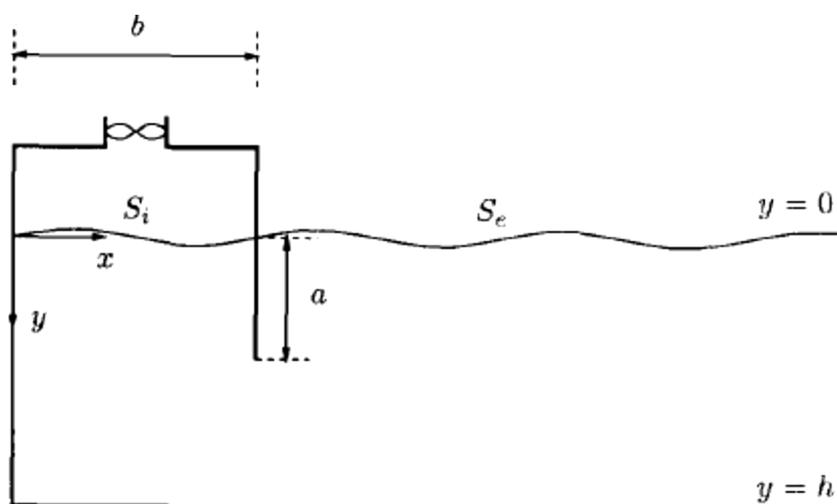


Figura 5.15 – Definição do domínio utilizado por Evans e Porter (1995)

Nesta seção compararam-se resultados de geometria similar e utilizaram-se os dados da simulação que apresentaram o melhor desempenho quanto à geometria da câmara e coeficiente da turbina para a dada geometria. O caso comparado corresponde a $B=10\text{m}$, $d=2,5\text{m}$, $h=10\text{m}$. No trabalho de Evans e Porter isto corresponde a $b/h=1$ e $a/h=1/4$. Os demais parâmetros aerodinâmicos utilizados na simulação com o FLUINCO são: $D=10\text{ m}$, $hc=4\text{ m}$, $Kt=100\text{ Pa m}^{-3}\text{s}$ (figura 5.17). Dentre as variações realizadas, estes valores apresentaram melhor desempenho, como será mostrado posteriormente neste capítulo. Apesar do detalhamento do desenvolvimento da teoria no trabalho de Evans e Porter, são poucos os resultados apresentados. Por este motivo somente foi possível realizar a comparação com uma das simulações realizadas. A eficiência hidrodinâmica é normalmente expressa em termos da largura de captura, definida como a razão entre a média temporal do fluxo de energia através da superfície livre dentro da câmara e a energia fornecida ao sistema por unidade de largura de onda (Morris-Thomas et al., 2007):

$$E_w(t) = P_t(t)/F_E \quad (5.2)$$

onde F_E é dado pela equação (3.16).

A eficiência hidrodinâmica do dispositivo é então:

$$E_h = E_w/l_w \quad (5.3)$$

sendo l_w a largura do dispositivo.

A figura 5.16 mostra a eficiência média obtida para cada caso em função de Kh , onde:

$$K = k \tanh(kh) \quad (5.4)$$

Observa-se que a tendência geral é a mesma para o trabalho de Evans e Porter (1995) e para as simulações realizadas com o FLUINCO, coincidindo o ponto de máxima eficiência ($Kh=1,12$), equivalente a $T=6$ s. Porém, a eficiência apresentada utilizando os resultados da simulação numérica é consideravelmente inferior.

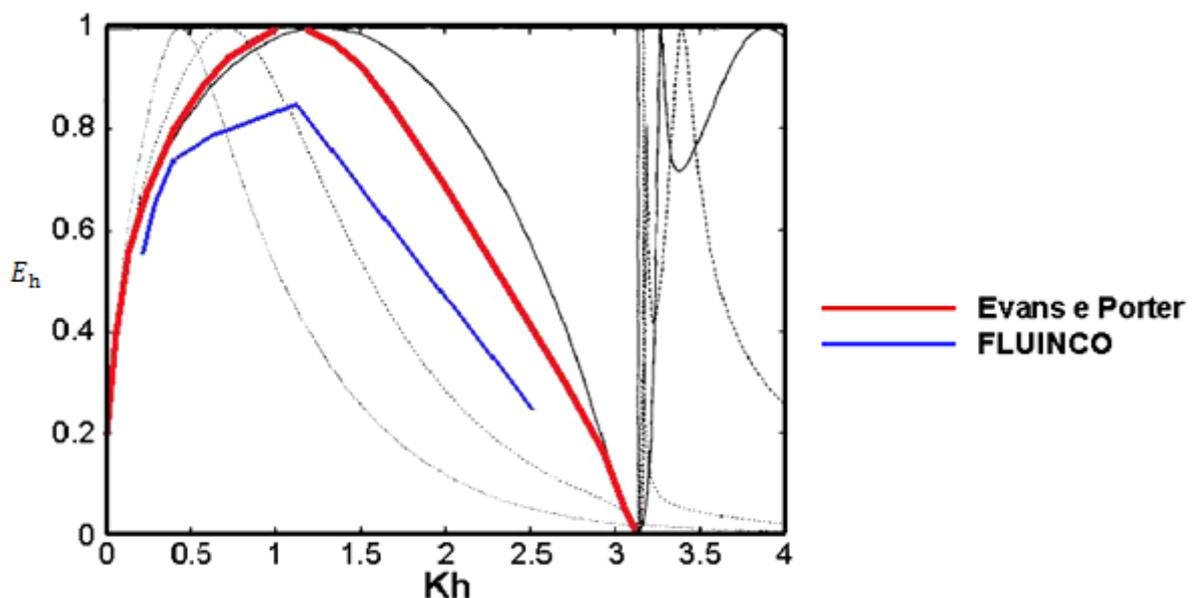


Figura 5.16 – Comparação com a teoria de Evans e Porter (1995)

Morris-Thomas et al. (2007), em trabalho experimental, e Zhang et al. (2012), em trabalho numérico, utilizando o método de fronteira imersa, analisaram o problema da coluna de água oscilante e apresentaram as mesmas conclusões em relação ao fato da teoria de Evans

e Porter (1995) modelar corretamente as características gerais do problema, porém superestimando a eficiência consideravelmente. A hipótese do fluido ideal utilizada por Evans e Porter (1995) parece ser a principal causa desta diferença.

5.4 INVESTIGAÇÃO DAS VARIAÇÕES GEOMÉTRICAS DA CÂMARA E DA RELAÇÃO CARACTERÍSTICA DA TURBINA NO DESEMPENHO DO CAO

Nesta seção variam-se diversos parâmetros geométricos e da relação característica da turbina para determinar a influência de cada um deles no comportamento do equipamento. Primeiramente varia-se o comprimento submerso da parede frontal (d) com a câmara aberta, a seguir varia-se o comprimento da câmara (B), com a câmara aberta e fechada, logo após analisa-se a variação da relação característica da turbina (Kt) e finalmente a variação na altura da câmara (hc) (figura 5.17). A espessura da parede frontal (e) é mantida constante (0,5 m) ao longo de todas as simulações, assim como a profundidade ($h=10$ m). Varia-se o período (T) e comprimento (L) da onda incidente, mantendo a altura (H_0) constante (1 m).

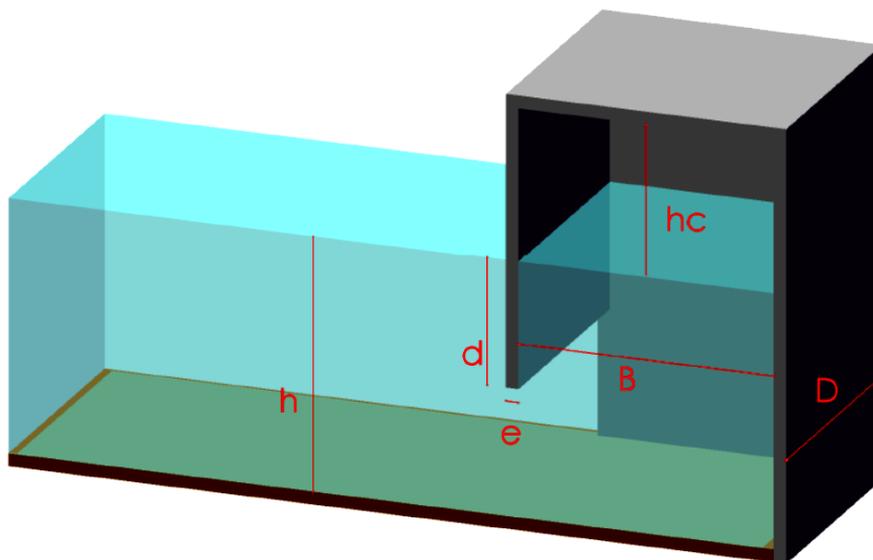


Figura 5.17 – Dimensões do CAO

5.4.1 Variações do comprimento da parede frontal sem a presença da turbina

Nesta seção variou-se o comprimento da parede frontal (d), sendo mantido o comprimento da câmara em 10 m. Analisaram-se os comprimentos submerso da parede frontal iguais a 2,5, 5,0 e 7,5 m. Estas simulações foram realizadas com a câmara aberta. As ondas incidentes têm períodos de 7 a 15 s. O desempenho de cada caso é analisado em termos de fator de amplificação, que é a relação entre a altura da onda incidente e a altura dentro da câmara. Para a faixa de períodos de onda simulados, não se nota diferença significativa entre o desempenho para $d=2,5$ m e $d=5,0$ m (figura 5.18). Por outro lado, para $d=7,5$ m, o desempenho é inferior em todas as ondas simuladas (27,46% em média em relação ao caso $d=2,5$ m).

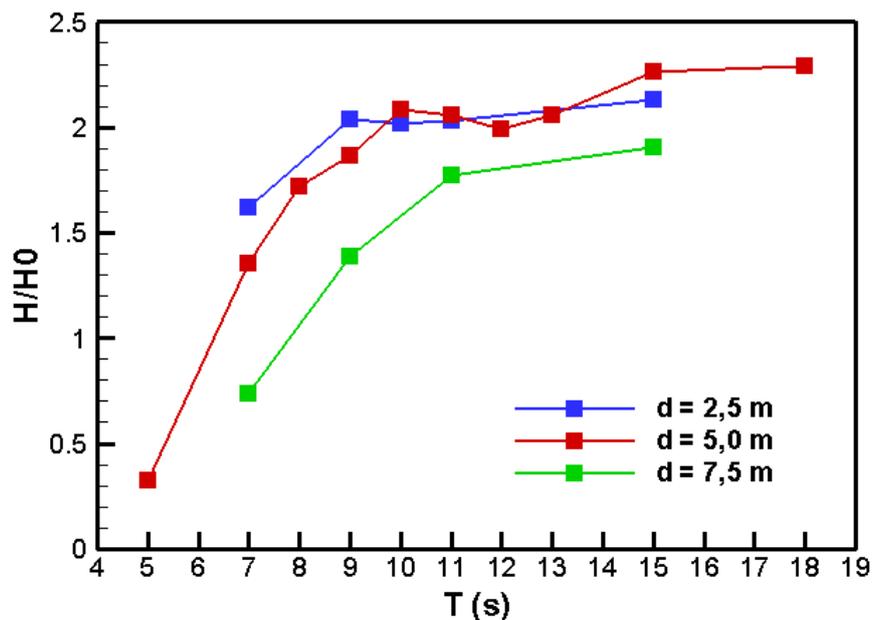


Figura 5.18 – Variação do lip , câmara de 10 m.

Nas figuras 5.19, 5.20 e 5.21 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 sem a presença do fenômeno da turbulência. Percebem-se vórtices mais intensos tanto na parte frontal externa da câmara como no seu interior no caso

de $d=7,5\text{m}$, devido a imposição de um obstáculo mais influente à passagem do fluido. Nota-se, neste caso, que em alguns instantes os vetores de velocidade na superfície livre deixam de serem aproximadamente perpendiculares a ela.

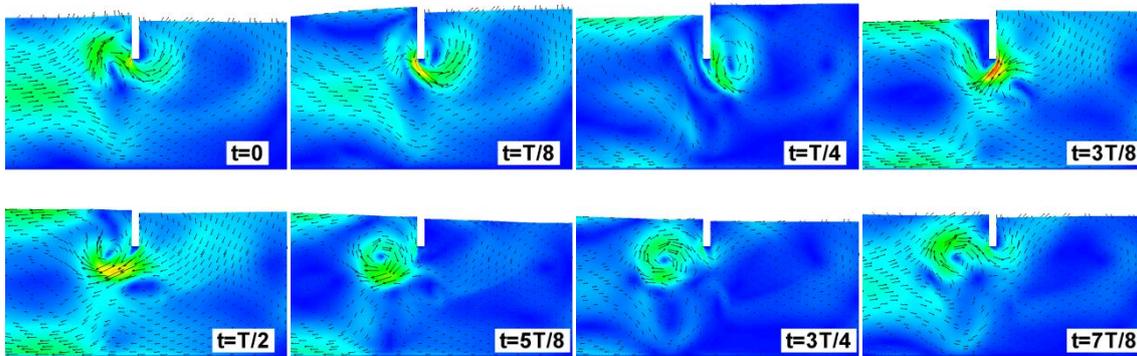


Figura 5.19 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11\text{ s}$, $d=2,5\text{ m}$

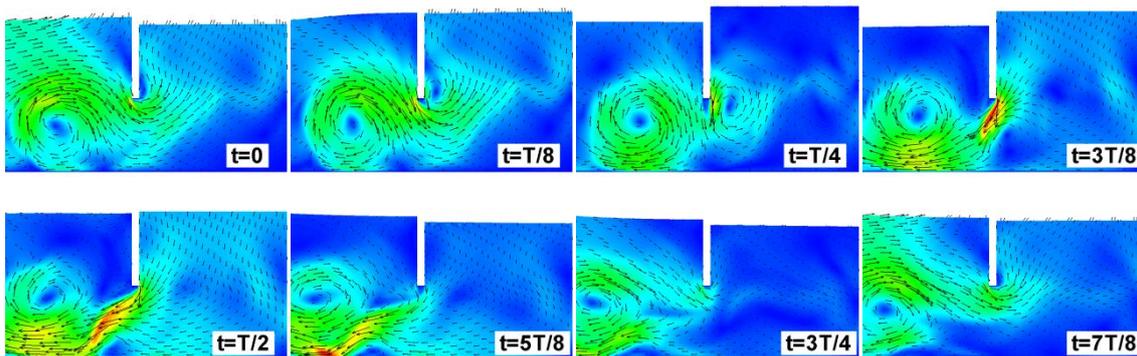


Figura 5.20 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11\text{ s}$, $d=5,0\text{ m}$

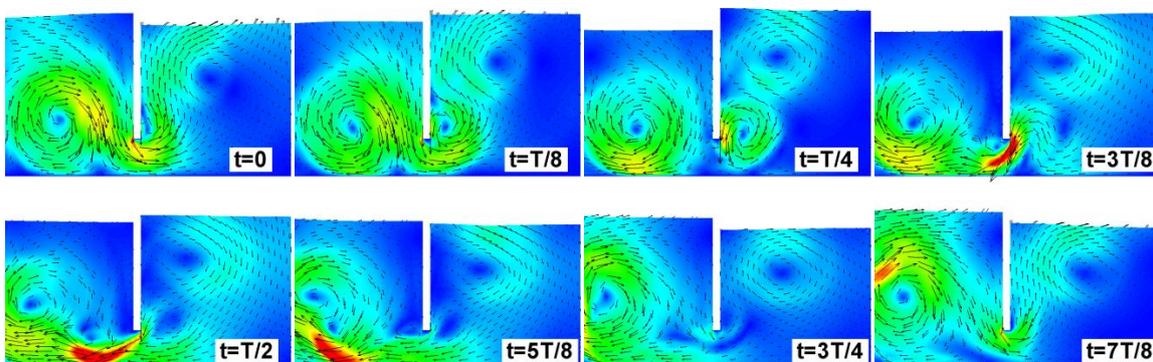


Figura 5.21 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11\text{ s}$, $d=7,5\text{ m}$

Nas figuras 5.22, 5.23 e 5.24 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. A dinâmica do fluido aqui não é tão forte como no caso da onda de 11 s.

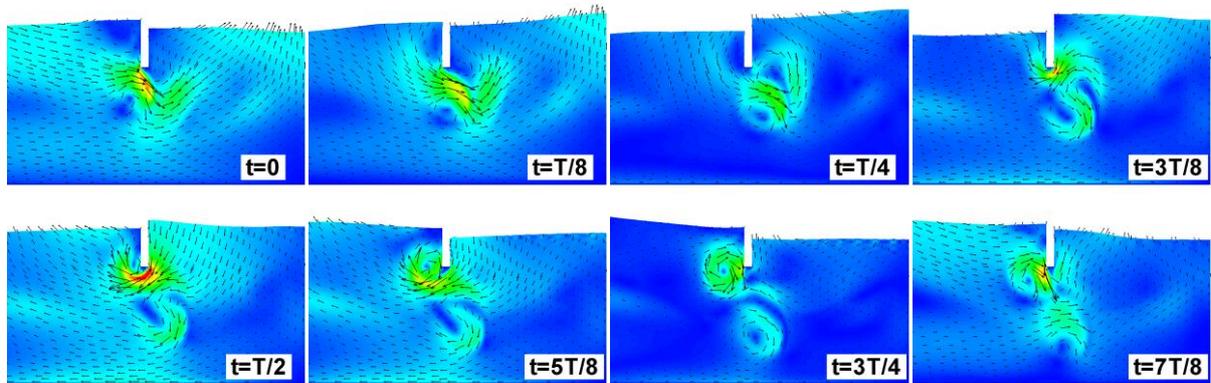


Figura 5.22 - Vetores e módulo da velocidade para $T=7$ s, $d=2,5$ m

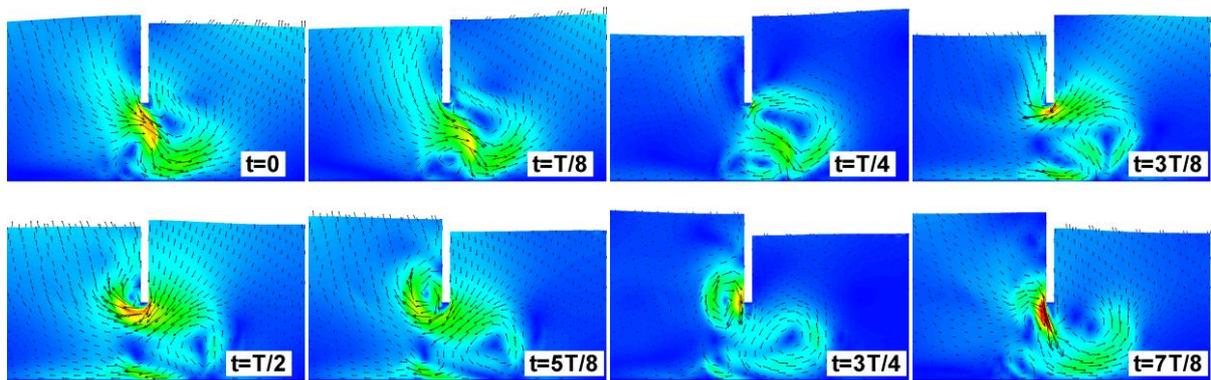


Figura 5.23 - Vetores de e módulo da velocidade para $T=7$ s, $d=5,0$ m

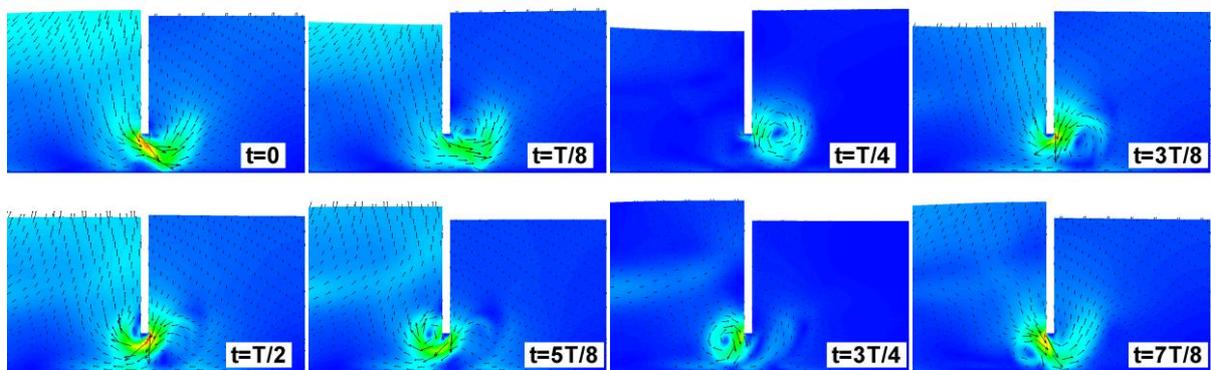


Figura 5.24 - Vetores e módulo da velocidade para $T=7$ s, $d=7,5$ m

5.4.2 Variação do comprimento da câmara sem a presença da turbina

Nesta seção é analisada a influência do comprimento da câmara (B) no desempenho do CAO. A figura 5.25 apresenta a amplificação para os casos câmara de $B=5$ m e 10 m e $d=5$ m. Nesta figura, observa-se que a câmara de 5 m apresenta maior amplificação para todos os períodos de onda simulados. A maior diferença entre as curvas ocorre em $T=8$ s (40,86% considerando o resultado para $B=5$ m como o de referência). Nota-se que para o caso da câmara de comprimento menor ($B=5$ m), existe um ponto de ótimo em aproximadamente $T=8$ s, enquanto que para o outro caso ($B=10$ m), existe um aumento do fator de amplificação com o aumento do período até atingir uma certa estabilidade em 15 s (ressalva-se a necessidade de obter-se um número maior de pontos para ter-se uma conclusão mais precisa).

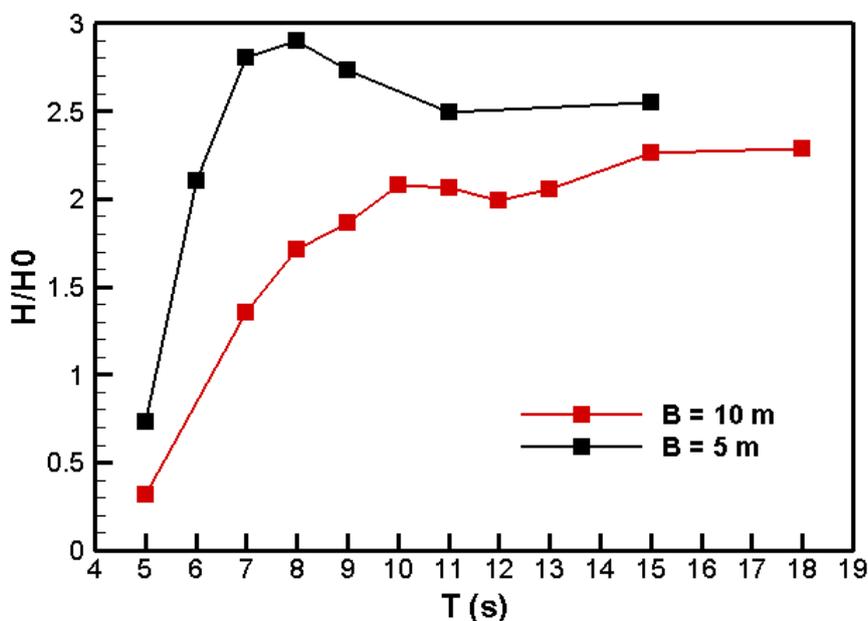


Figura 5.25 – Variação da câmara aberta para $d=5$ m.

Na figura 5.26 apresenta-se a amplificação e o ângulo de fase para $B=10$. Percebe-se aqui que quanto menor a defasagem, maior é o fator de amplificação. O aumento brusco do ângulo de fase coincide com a queda brusca do fator de amplificação, fenômeno este que fica muito claro quando colocamos os dois conjuntos de dados no mesmo gráfico. Na figura 5.27 apresentam-se as mesmas variáveis para o caso $B=5$ m, observando-se o mesmo fenômeno.

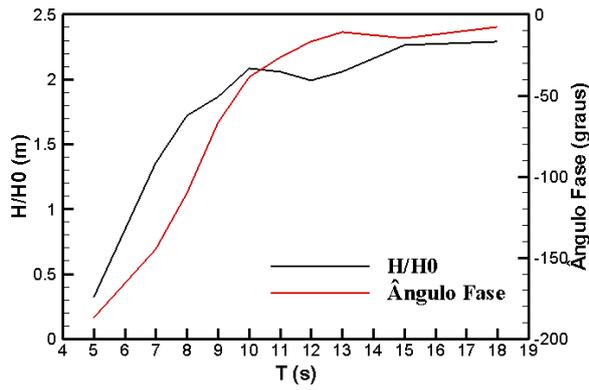


Figura 5.26 – Amplificação e ângulo de fase para $B=10$ m.

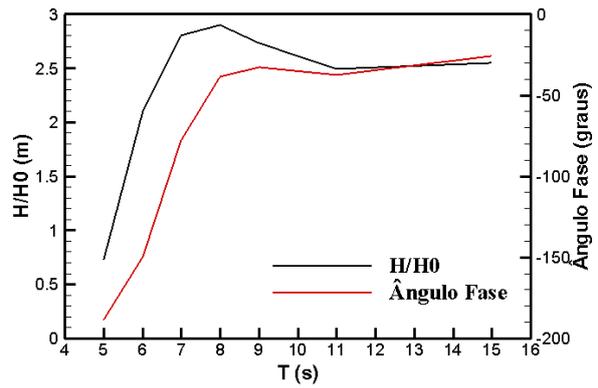


Figura 5.27 – Amplificação e ângulo de fase para $B=5$ m.

Na figura 5.28 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 5.29 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.

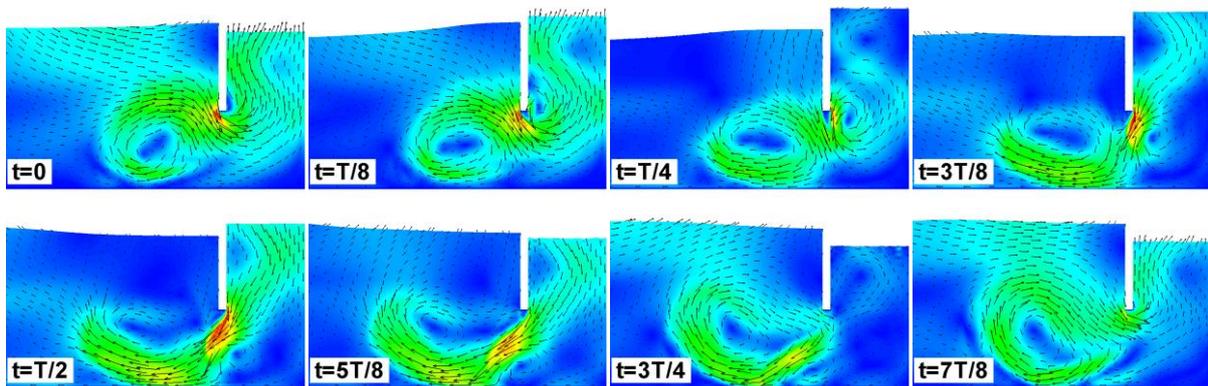


Figura 5.28 - Vetores e módulo da velocidade para $T=7$ s, $B=5,0$ m

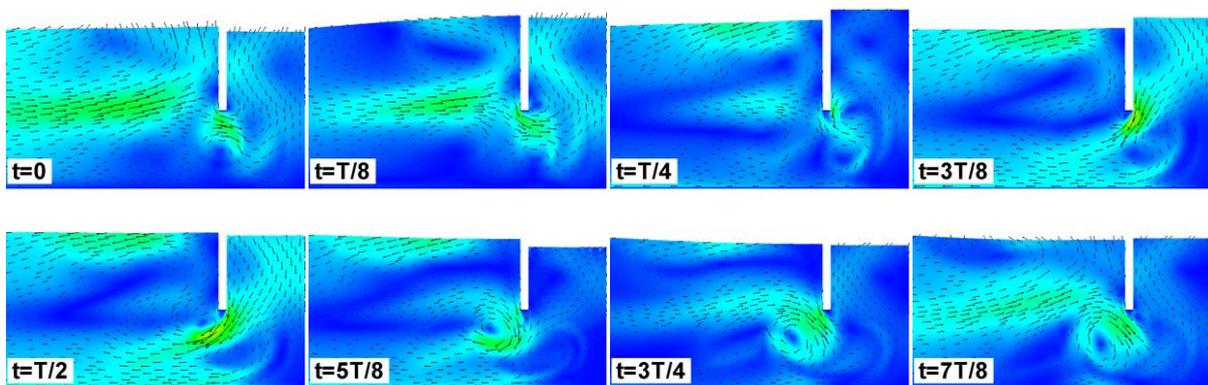


Figura 5.29 - Vetores e módulo da velocidade para $T=11$ s, $B=5,0$ m

5.4.3 Variação do comprimento da câmara com a presença da turbina

Na seção anterior apresentou-se a amplificação em termos da elevação da superfície livre dentro da câmara. Porém, a amplificação em termos da posição da superfície livre não é o parâmetro mais adequado para definir a eficiência do dispositivo com a câmara fechada e a presença da turbina. Para isto utiliza-se a potência pneumática, definida anteriormente como o produto da pressão de ar dentro da câmara pela vazão. A figura 5.30 apresenta a potência pneumática para as câmaras de 5 e 10 m, $d=2,5$ m e Kt da turbina de $100 \text{ Pa m}^{-3}\text{s}$. Observa-se aqui um desempenho muito superior da câmara de 10 m para todos os períodos simulados, exceto o de 4 s, apesar da pouca diferença. O valor máximo de potência para $B=10$ m é de 68 kW em um período de 10 s, enquanto que para $B=5$ m, o ponto ótimo muda para um período de $T=8$ s com potência em torno de 50 kW. Os pontos de máximo desempenho apontados são aproximados, uma vez que seria necessária uma quantidade maior de pontos para ter-se uma maior precisão.

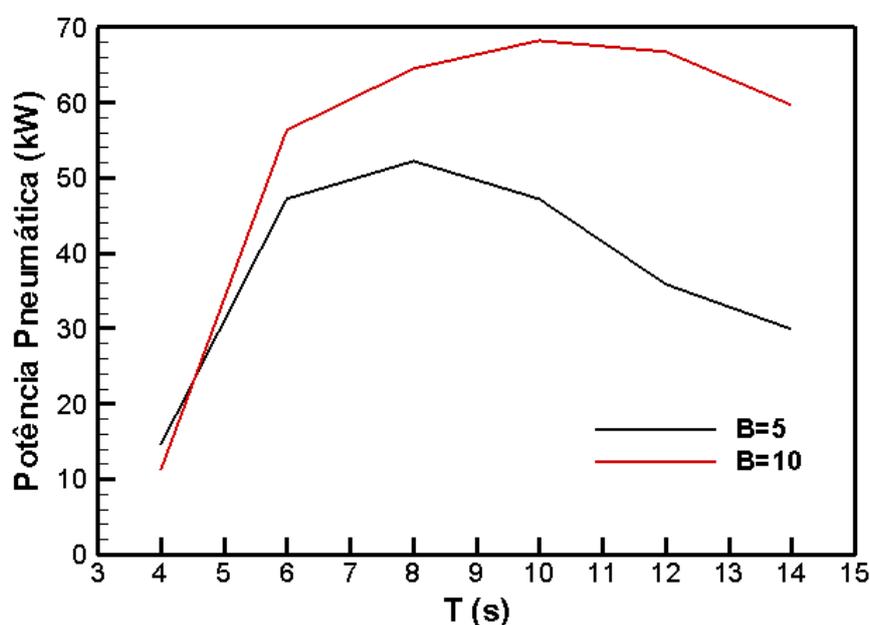


Figura 5.30 – Potência pneumática para $B=5$ m e 10 m e $d=2,5$ m.

É interessante observar o comportamento das variáveis envolvidas no processo de interação da dinâmica da água com a do ar. Por esta razão, a pressão, a elevação da superfície livre (em uma sonda em um ponto médio do interior da câmara), a vazão de ar e a potência

pneumática foram monitoradas ao longo do tempo para compreender melhor os fenômenos envolvidos. As figuras 5.31 e 5.32 apresentam estas variáveis para as câmaras de $B=5$ m e 10 m, respectivamente.

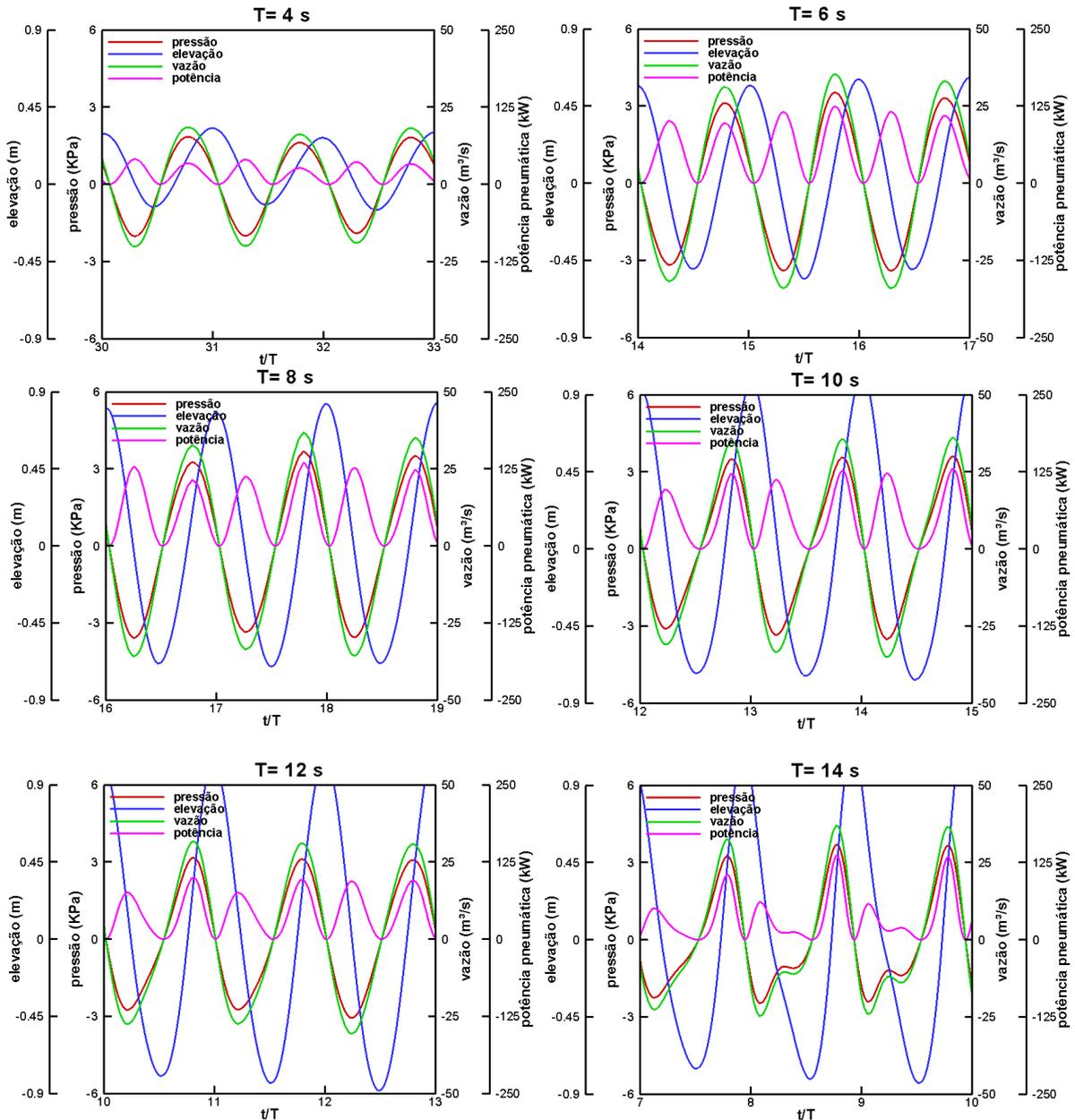


Figura 5.31 – Pressão, elevação, vazão e potência ao longo do tempo para a câmara de $B=5$ m e ondas de períodos 4 s, 6 s, 8 s, 10 s, 12 s e 14 s.

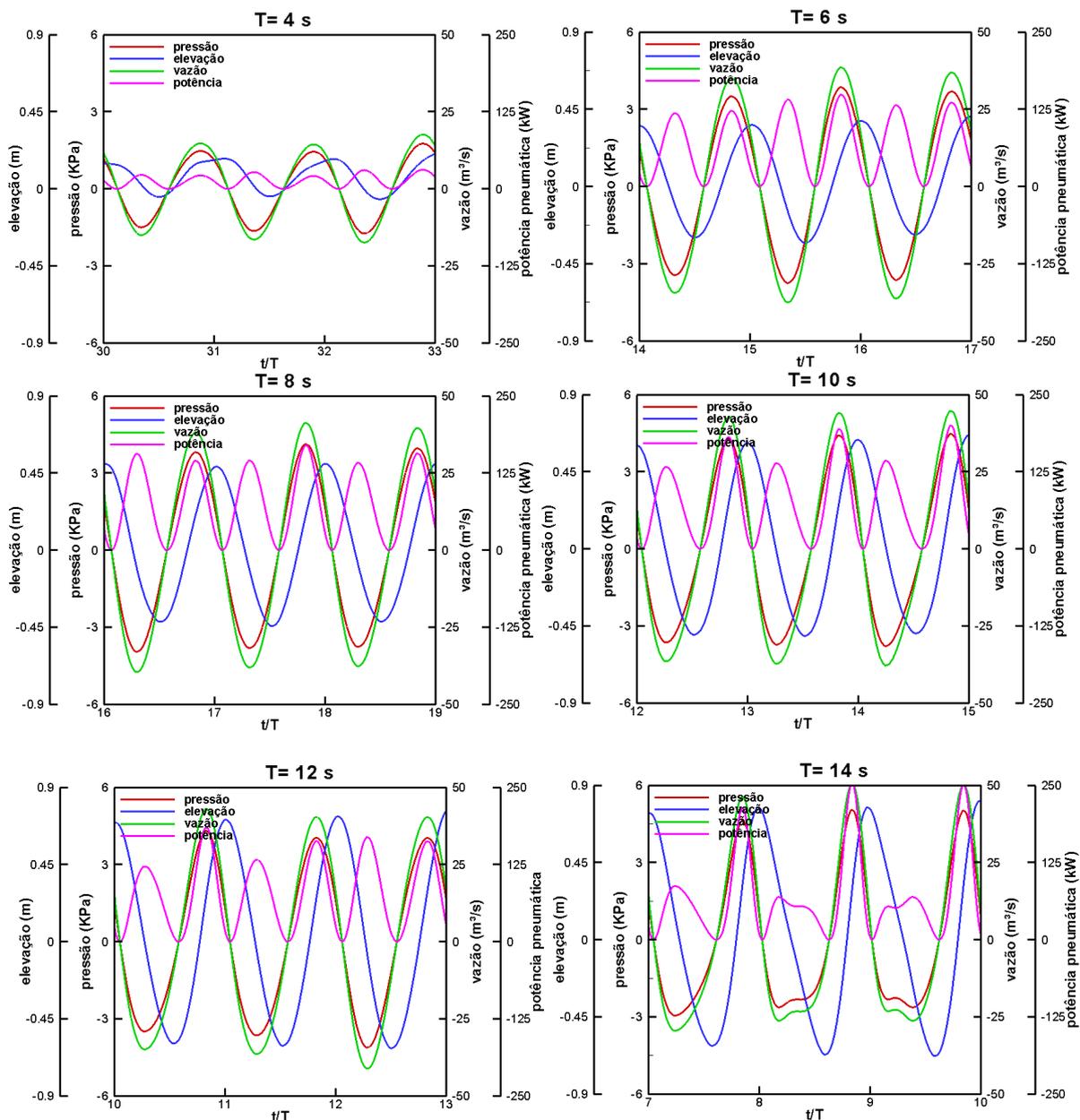


Figura 5.32 – Pressão, elevação, vazão e potência ao longo do tempo para a câmara de $B=10$ m e ondas de períodos 4 s, 6 s, 8 s, 10 s, 12 s e 14 s.

A massa específica está acoplada com a pressão e apresentou nas simulações valores que variam de $1,175 \text{ kg/m}^3$ a $1,254 \text{ kg/m}^3$. Da análise dos gráficos apresentados nas figuras, destacam-se as seguintes observações:

- a) A pressão, a vazão de ar e, por consequência, a potência estão em fase entre si, mas defasadas em relação à elevação de superfície, devido ao efeito de compressibilidade do ar inserido no modelo aerodinâmico do FLUINCO.

b) Para as duas câmaras ($B=5$ m e 10 m), observa-se uma forte não-linearidade nos campos de pressão e de vazão para o período de 14s, o que não acontece com todos os períodos inferiores.

Na figura 5.33 observa-se a média das amplitudes do movimento oscilatório da elevação, pressão e vazão para as duas câmaras. Nota-se que as elevações de superfície, para ambos os casos, crescem à medida que o período aumenta, sem apresentar um patamar até o período de onda incidente de 14 s. Por outro lado, a pressão deixa de crescer em um período de 8 s para a câmara de $B=5$ m e 10 s para a câmara de $B=10$ m, caindo de forma suave após estes picos. O comportamento da vazão é similar ao da pressão, atingindo ótimos nos mesmos períodos de onda citados.

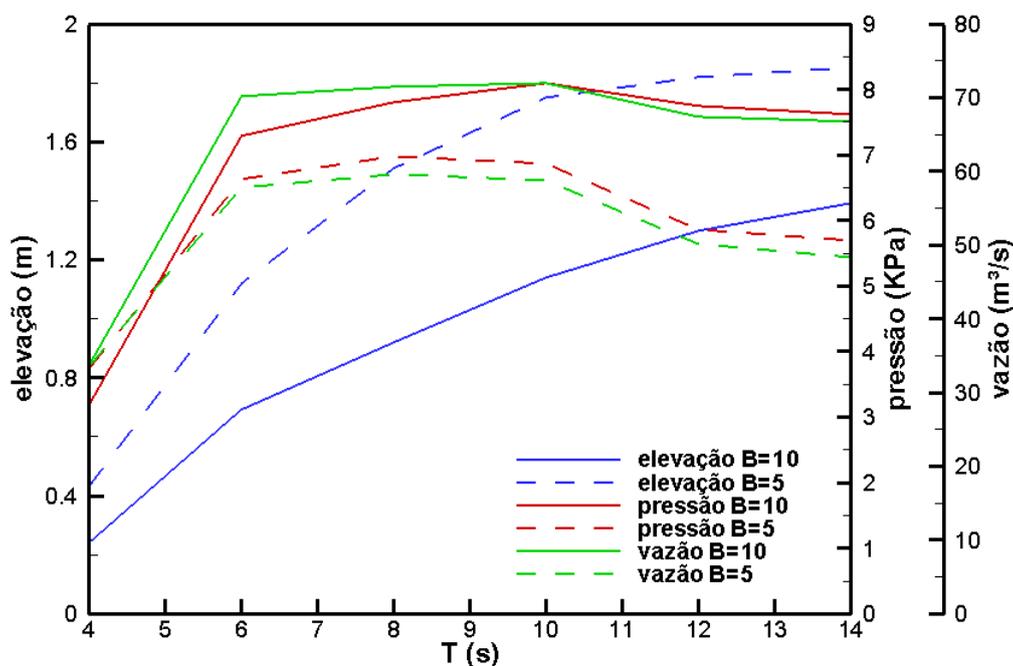


Figura 5.33 - Amplitudes da elevação, pressão e vazão.

Na figura 5.34 observa-se detalhe das variáveis ao longo de um período para a onda de 10 s, $B=10$ m, $d=2,5$ m. Observa-se aqui o fato da pressão e a vazão de ar estarem defasadas da elevação. Na figura 5.35 representa-se a vorticidade nos intervalos T1, T2, T3, T4 e T5, indicados na figura 5.34.

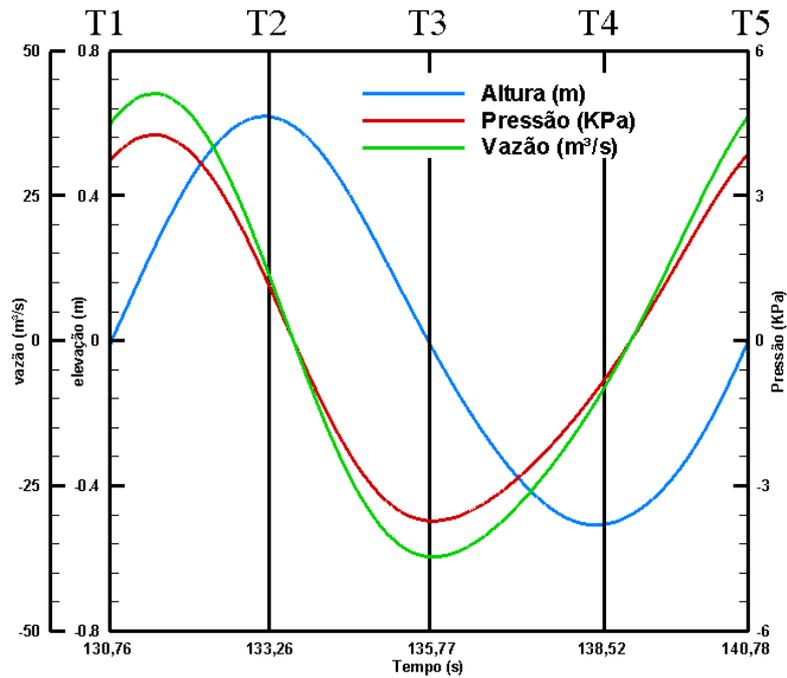


Figura 5.34 - Detalhe das variáveis ao longo de um período para a onda de 10 s.

Observa-se que a presença de vorticidade para o problema em questão é um fenômeno localizado, ocorrendo numa pequena parte do domínio do problema, próximo à borda da parede frontal.

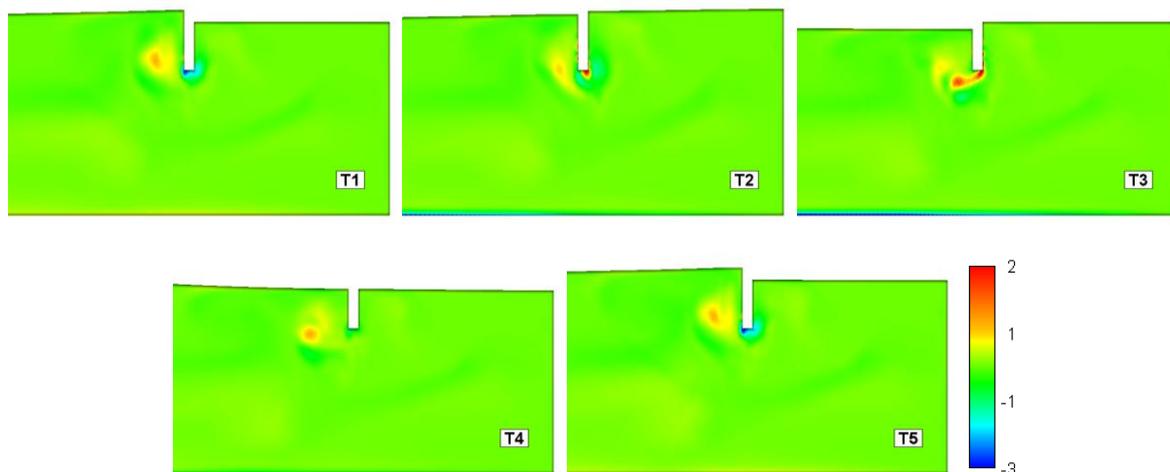


Figura 5.35 - Vorticidade

5.4.4 Variação da relação característica da turbina

A seguir analisa-se o desempenho do equipamento para diferentes valores da relação característica da turbina (Kt) para uma câmara de comprimento $B=10$ m e um comprimento submerso da borda frontal de $d=2,5$ m, que são as dimensões no qual o dispositivo apresentou melhor desempenho em termos de potência pneumática. Os resultados estão apresentados na figura 5.36 para Kt variando de 40 a 230 $\text{Pa m}^{-3} \text{s}$. Observa-se que, a partir de $Kt=40 \text{ Pa m}^{-3} \text{s}$, a potência disponível para a turbina vai aumentando até $Kt=100 \text{ Pa m}^{-3} \text{s}$, onde se obtém os maiores valores para a potência. Após, o aumento de Kt implica em um decréscimo da potência disponível.

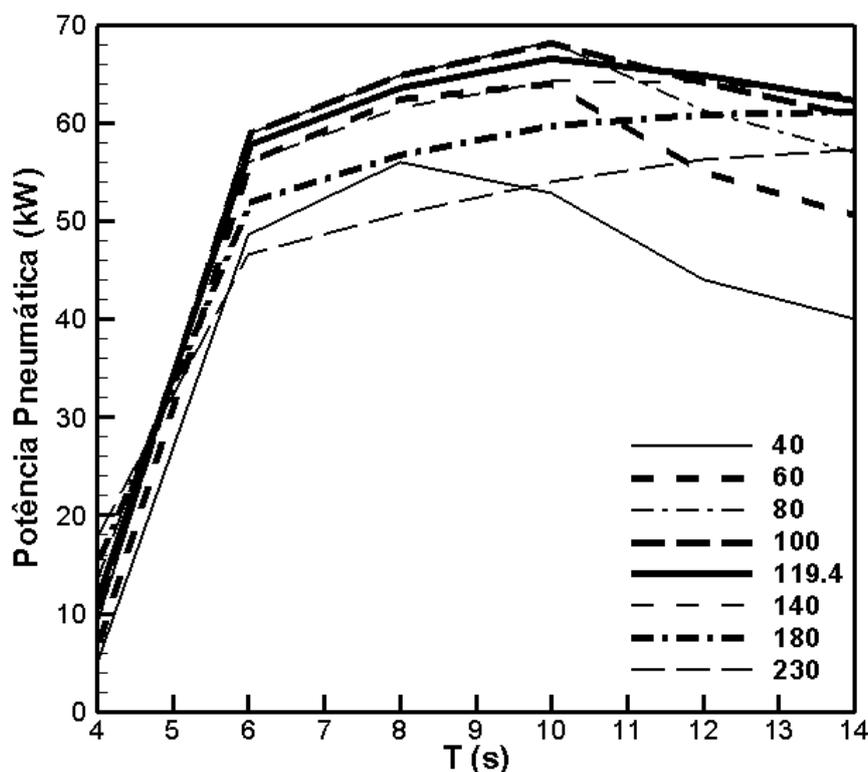


Figura 5.36 – Variação da relação característica da turbina.

Para entender o porquê desta variação, a figura 5.37 mostra o comportamento da vazão, elevação, pressão e potência para a onda de 10 s, para as variações de Kt 40, 100 e 230 $\text{Pa m}^{-3} \text{s}$. Observa-se que conforme aumenta o Kt aumenta a pressão dentro da câmara,

porém diminui a vazão, ocorrendo um compromisso ótimo entre estas duas variáveis. Para as dimensões consideradas este ponto ótimo é $100 \text{ Pa m}^{-3} \text{ s}$.

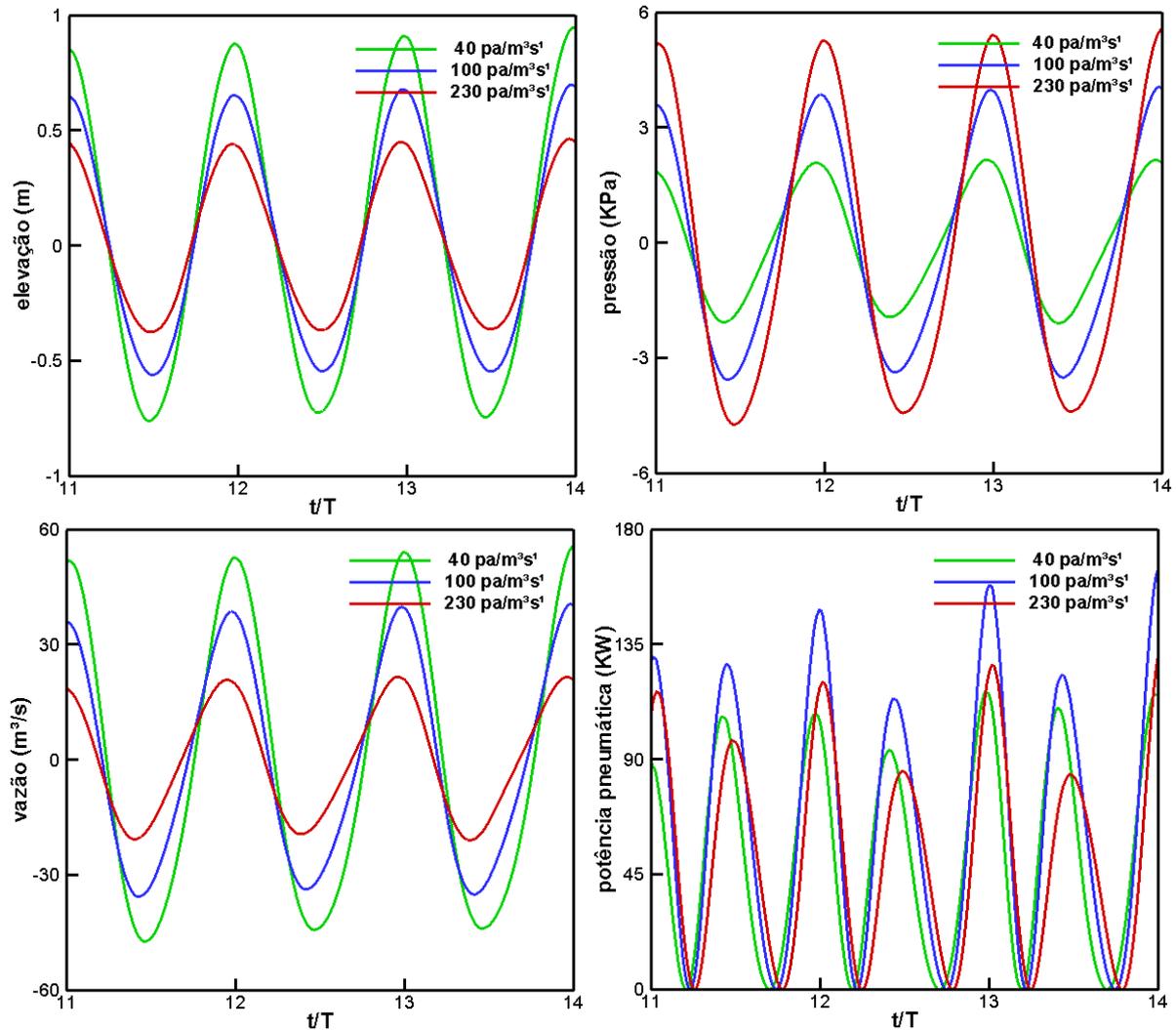


Figura 5.37 – Variação da elevação, pressão, vazão e potência pneumática para a onda de $T=10 \text{ s}$.

5.4.5 Variação da altura da câmara

Nesta seção mostra-se a influência da variação da altura da câmara medida a partir da superfície livre em repouso no desempenho do CAO. As demais dimensões são as mesmas adotadas na seção anterior, com $Kt=100 \text{ Pa m}^{-3} \text{ s}$. Observa-se uma leve melhora na captação

de energia com a diminuição da altura (figura 5.38). A diminuição de altura implica em uma menor quantidade de ar dentro da câmara, mas existe um limite abaixo do qual pode ocorrer a presença de água no duto da turbina, o que deve ser evitado.

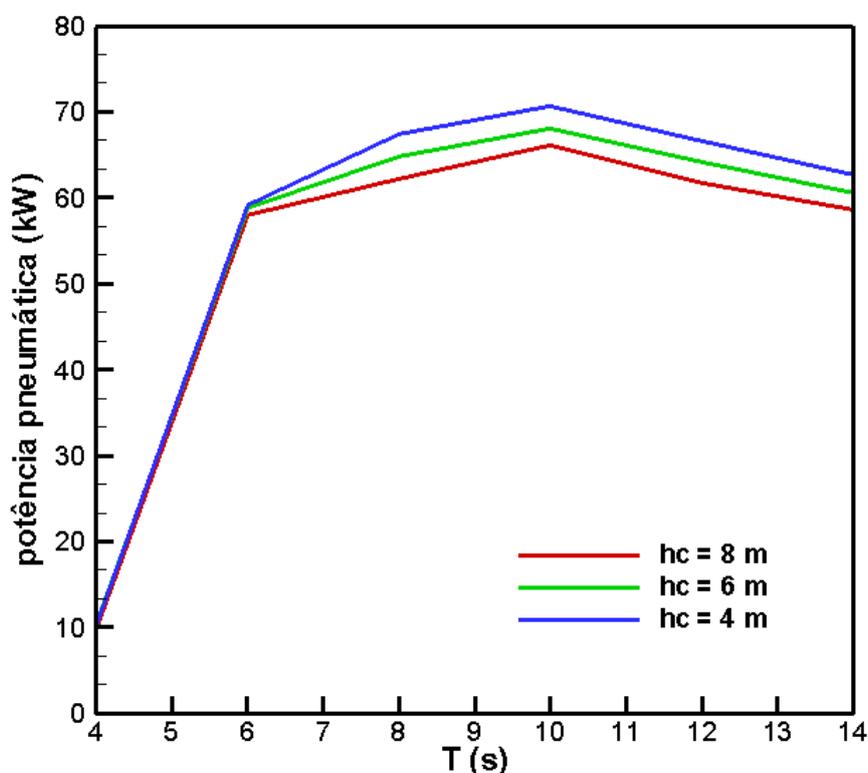


Figura 5.38 – Variação da altura da câmara.

Embora as investigações mostradas não tenham sido baseadas em uma metodologia convencional de otimização, os resultados obtidos sugerem que o dispositivo de maior desempenho, considerando uma faixa de períodos de onda de 4 s a 14 s, tem as seguintes características:

- Comprimento da câmara $B=10$ m;
- comprimento submerso da parede frontal $d=2,5$ m;
- altura da câmara hc menor possível, dependendo da altura de onda máxima a qual o dispositivo vai operar;
- relação característica da turbina $Kt=100$ Pa m⁻³ s.

A figura 5.39 apresenta um desenho em escala deste dispositivo. Conforme as simulações apresentadas, com estas características, a máxima potência pneumática média do dispositivo fica em torno de 70 kW/m.

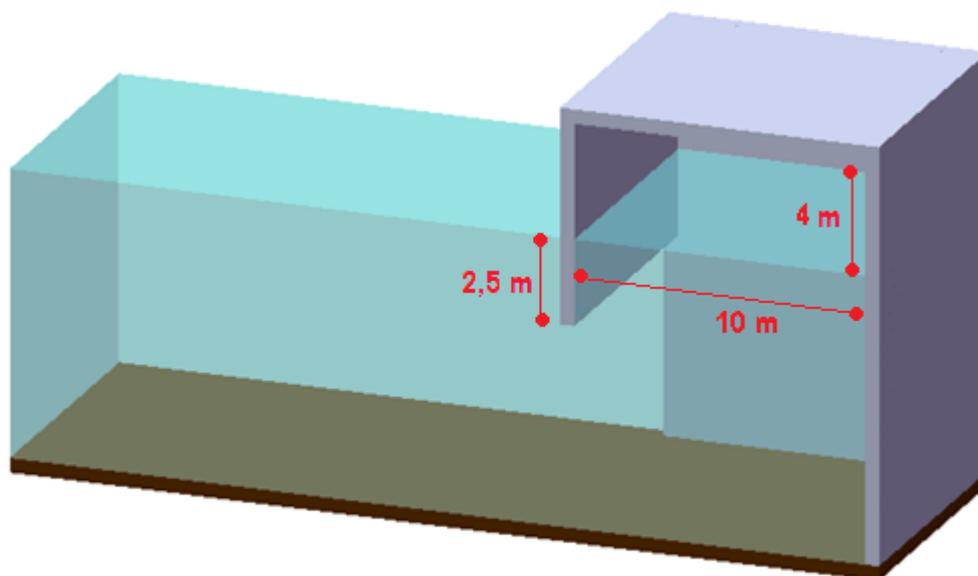


Figura 5.39 – Desenho em escala do CAO que obteve o melhor desempenho

6. CONCLUSÕES

Neste trabalho estudou-se o dispositivo de captação de energia das ondas do tipo coluna de água oscilante (CAO) *onshore* usando o código FLUINCO (Teixeira, 2001). Para considerar os efeitos do ar dentro da câmara, foi implementado um modelo aerodinâmico baseado na metodologia apresentada por Josset e Clémet (2006). O trabalho foi dividido em duas fases: a primeira de comparação dos resultados do FLUINCO com os de outros autores e a segunda de investigação da geometria e da relação característica da turbina que proporcionam o melhor desempenho do CAO. Para estes estudos, foram analisados os comportamentos do escoamento em um canal de 10 m de profundidade e ondas incidentes de alturas iguais a 1m e períodos que variavam de 4 s a 15 s.

Na primeira fase, os resultados obtidos com o código FLUINCO foram comparados com os obtidos com o FLUENT, em trabalho realizado por Ramalhais (2011). Primeiramente compararam-se os resultados obtidos na simulação do equipamento com a câmara aberta sem a presença da turbina. Apresentaram-se as séries temporais das variáveis do escoamento para alguns períodos de onda, o campo de velocidades do escoamento em dois instantes de tempo, o fator de amplificação, o ângulo de fase e o fenômeno *sloshing*. Constatou-se que os resultados obtidos usando ambos modelos foram muito similares. A seguir simulou-se o caso com a câmara e presença da turbina, novamente comparando o fator de amplificação, o ângulo de fase e as séries temporais de pressão e vazão. Novamente encontrou-se ótima concordância entre ambos modelos. Após foi feita a comparação da eficiência hidrodinâmica com aquela prevista teoricamente pelo trabalho de Evans e Porter (1995). Neste caso, observou-se que o período de onda que proporcionou a melhor eficiência previsto pela teoria e pela simulação numérica foi o mesmo, porém a magnitude da eficiência prevista pelo FLUINCO foi menor. Este fato foi também observado por outros pesquisadores, em trabalhos numéricos (Zhang et al., 2011) e experimentais (Morris-Thomas et al., 2007).

Após, foi apresentada a segunda fase do trabalho, que é o de investigação da geometria e da relação característica da turbina os quais proporcionariam o melhor desempenho do dispositivo. Primeiramente, variou-se o comprimento submerso da parede frontal, sem a presença da turbina. Analisaram-se os comprimentos de 2,5, 5,0 e 7,5 m, apresentando melhor desempenho o comprimento de 2,5 m. Assim, foi fixada esta dimensão

para as simulações seguintes. A seguir estudaram-se duas dimensões do comprimento da câmara, 5 e 10 m, com e sem a presença da turbina. A análise sem a presença da turbina apontou um melhor desempenho em termos de fator de amplificação da elevação da superfície livre para a câmara de 5 m. Quando foram analisadas as duas configurações da câmara com a presença da turbina, encontrou-se que o desempenho da câmara de 10 m é consideravelmente superior em termos da potência pneumática disponível para a turbina realizar trabalho. Fixou-se, assim, a dimensão de 10 m para o comprimento da câmara nas simulações seguintes. Posteriormente variou-se a relação característica da turbina, de 40 a 230 Pa m⁻³s⁻¹. Observou-se que o melhor desempenho foi o apresentado pela turbina de 100 Pa m⁻³s⁻¹. Finalmente consideraram-se três dimensões diferentes para a altura da câmara, 4, 6 e 8 m. Constatou-se que a câmara de 4 m apresentou desempenho levemente superior às demais, mostrando a tendência de que, quanto menor a altura da câmara, maior é o seu desempenho, limitada pela possibilidade da presença de água no duto da turbina.

Embora esta investigação não tenha sido feita baseada em uma técnica convencional de otimização, pode-se sugerir que, para a faixa de período de ondas incidentes de 4 a 14 s e uma profundidade de canal de 10 m, a característica do dispositivo que apresentou o melhor desempenho é aquele em que o seu comprimento é de 5 m, o comprimento submerso da borda superior é de 2,5 m, a altura da câmara é de 4m e a relação característica da turbina é de 100 Pa m⁻³s⁻¹, proporcionando uma potência pneumática média ótima em torno de 70 kW.

Como trabalhos futuros, propõem-se analisar a influência das variações geométricas e da característica da turbina em um número maior de casos, para ter-se maior segurança na resposta do dispositivo a estas variações. Além disso, deve-se proceder em uma análise semelhante realizada neste trabalho, levando em conta diferentes profundidades de canais, bem como alturas de ondas incidentes.

Outro estudo importante para a análise do comportamento do dispositivo é o de controle de operação da turbina conforme a onda incidente, exigindo a implementação de modelos de controle no código existente.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ARGYRIS, J.; DOLTSINIS, J.; WUESTENBERG, H.; PIMENTA, P.M. Finite element solution of viscous flow problems. **Finite Elements in Fluids**. New York, v.6, p. 89-114, 1985.
2. BARREIRO, T.G.; GIL, L. Energia das ondas marítimas: tecnologias e a experiência portuguesa. **Anais do Clube Militar Naval**. v.138, p. 403-422, 2008.
3. BARSTOW, S.; MOLLISON, D.; CRUZ, J. The wave energy resource. In: CRUZ, J. ed. **Ocean wave energy**. Berlin: Springer, 2008. Cap.4, p. 93–132. ISBN 978-3-540-74894-6.
4. BORGMAN, L. E.; J. E. CHAPPELEAR. The Use of the Stokes-Struik approximation for waves of finite height. **Proceedings 6th Coastal Engineering Conference**, p. 252-281, 1958.
5. BRITO-MELO, A. 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, 2000.
6. CRUZ, J. The wave energy resource. Berlin: Springer, 2008. 431 p. ISBN 978-3-540-74894-6.
7. DEAN, R. G., Stream Function Representation of Nonlinear Ocean Waves, **J. of Geophysical Research**, v. 70, n. 18, p. 4561-4572, 1965.
8. DEAN, R.G.; DALRYMPLE, R.A. Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists. In: Advanced Series on Ocean Engineering, v.2. World Scientific Publishing Co. Ltd., 1994.
9. DELAURÉ, Y.M.C.; Lewis, A. 3D Hydrodynamic modeling of fixed oscillating water column wave power plant by a boundary element methods. **Ocean Engineering**, Elsevier, v.30, p. 309-330, 2003.
10. EVANS, D.V.; Wave-Power Absorption by Systems of Oscillating Surface Pressure Distributions. **Journal of Fluid Mechanics**, v.114, p. 481-499, 1982.
11. EVANS, D.V.; PORTER, R. Hydrodynamic characteristics of an oscillating water column device. **Applied Ocean Research**, Reino Unido, v.17, p. 155-164, 1995.
12. FALCÃO A.F. de O. Wave energy utilization: A review of the technologies. **Renewable and sustainable energy reviews**, Países Baixos, v.14, p. 899-918, 2010.
13. FALNES, J. Ocean Waves and Oscillating Systems. Reino Unido: Cambridge University Press, 2002. 275p. ISBN 982-207-002-0.

14. FENTON, J. A ninth-order solution for the solitary wave. **J. Fluid. Mech.**, Reino Unido, v. 53, p.257-271, 1972.
15. FENTON, J.D. The Numerical solution of Steady Water Wave Problem. **Journ. Comp. and Geo.**, v. 14, p. 357-368, 1988.
16. FLUENT; Fluent 6.3 User's Guide, Fluent Inc., USA, 2006.
17. HIRT, C.W.; NICHOLS, B.D. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. **Journal of Computational Physics**, v.39, p.201–225, 1981.
18. HORKO, M. CFD Optimisation of an Oscillating Water Column Wave Energy Converter. Australia, 2007. 145 p. Master of Engineering Science Thesis, School of Mechanical Engineering, The University of Western Australia.
19. JOSSET, C.; CLÉMENT A.H. A time-domain numerical simulator for oscillating water column wave power plants. **Renewable Energy**, Elsevier, v.32, p. 1379-1402, 2007.
20. JUSTINO, P.A.P.; FALCÃO, A.F. de O. Active relief-valve control for an OWC wave energy device. **Proceedings of Fourth European Wave Energy Conference**, Dinamarca, p. 295-300, 2000.
21. KORTEWEG, D. J.; DE VRIES, G. On the Change of Form of Long Waves Advancing in a Rectangular Channel, and on a New Type of Long Stationary Waves. **Philosophical Magazine**, v. 39, p. 422-443, 1895.
22. KOMAR, P.D.; Beach Processes and Sedimentation, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 544 p., 1976.
23. LIU, Z.; SHI, H.; HYUN, B.S. Practical design and investigation of the breakwater OWC facility in China. **Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference**, Uppsala, Sweden, p.304-308, 2009.
24. LEMEHAUTE, B.; An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves. Technical Report ERL 118-POL-3-2, **U.S. Department of Commerce**, Washington, DC, 1969.
25. MCCORMICK, M.E. Ocean Wave Energy Conversion. John Wiley & Sons, New York. 1981.
26. MEI, C.C. The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves. World Scientific Pub. Co., Teaneck, NJ, 1991.
27. MILES, J.W.; Solitary Waves, **Annual Review of Fluid Mechanics**, v.12, p. 11-43, 1980.
28. MORRIS-THOMAS, M.T.; IRVIN, R.J.; THIAGARAJAN, K.P. An Investigation Into the Hydrodynamic Efficiency of an Oscillating Water Column. **Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, v. 129, p. 273-278, 2007.
29. MUIR WOOD, A.M.; Coastal Hydraulics, Gordon and Breach, New York, 288 p., 1969.

30. PEREGRINE, D.H. Equations for water waves and the approximations behind them. In: MEYER, R.E. ed., **Waves on beaches and Resulting Sediment Transport**, Academic Press, p. 95-122, 1972.
31. RAGHUNATHAN, S. The Wells air turbine for wave energy conversion. **Progress in Aerospace Sciences**, Elsevier, v.31, p. 335-386, 1995.
32. RAMALHAIS, R.S. Estudo numérico de um dispositivo de conversão de energia das ondas do tipo Coluna de Água Oscilante (CAO). Portugal, 2011. 85p. Dissertação de mestrado, FCT-Lisboa, 2011.
33. RAMASWAMY, R.; KAWAHARA, M., Arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method for unsteady, convective, incompressible viscous free surface fluid flow. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v.7, p. 1053-1075, 1987.
34. RUSSEL, J.S. Report on Waves. **Report of the fourteenth meeting of the British Association for the Advancement of Science**, p. 311-390, 1844.
35. SALTER, S.H. Wave Power. **Nature**. Reino Unido, v. 249, p. 720-724, 1974.
36. SARMENTO, A.J.N.A.; FALCÃO, A.F. de O.; Wave Generation by an Oscillating Surface-Pressure and Its Application in Wave-Energy Extraction. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 150, p. 467-485, 1985.
37. SKJELBREIA, L.; HENDRICKSON, J. Fifth Order Gravity Wave Theory, Proceedings 7th **Conference Coastal Engineering**, v. 1, p. 184-196, 1961.
38. SORENSEN, M.S. Basic Coastal Engineering. USA: Springer, 2006, 324 p. ISBN-10: 0-387-23332-6.
39. STOKES, G.G., On the Theory of Oscillatory Waves. **Transactions of the Cambridge Philosophical Society**, v. 8, p. 441-455, 1847.
40. TEIXEIRA, P.R.F. Simulação numérica da interação de escoamentos tridimensionais de fluídos compressíveis e incompressíveis e estruturas deformáveis usando o método de elementos finitos. Porto Alegre, 2001. Tese de doutorado, PPGEC-UFRGS.
41. TEIXEIRA, P.R.F.; AWRUCH, A.M. Three-dimensional simulation of high compressible flows using a multi-time-step integration technique with subcycles, **Applied Mathematical Modeling**, v.25, p.613-627, 2001.
42. URSELL, F.; The long-wave paradox in the theory of gravity waves. **Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society**, v.49, p.658-694, 1953.
43. WATTERSON, J.K.; RAGHUNATHAN, S. Investigation of Wells Turbine Performance using 3-D CFD. **Energy Conversion Engineering Intersociety Conference**, v.3, p. 1777-1782, 1996.
44. WORLD ENERGY COUNCIL. Survey of Energy Resources, Reino Unido, Elsevier. 2004.

45. WHITHAM, G.B. Variational Methods and Applications to Water Waves. **Proceedings of The Royal Society**, London: Series A, Mathematical and Physical Sciences, v. 299, p. 6-25, 1967.
46. ZHANG, Y.; ZOU, Q.Z.; GREAVES, D. Air-water two-phase flow modelling of hydrodynamic performance of an oscillating water column device. **Renewable Energy**, v.41, p. 159-170, 2012.