

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA OCEÂNICA

Análise Numérica de Dispositivos de Extração de Energia das Ondas do Tipo Galgamento

por

Dante Vinícius Eloy Barbosa

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia Oceânica

Rio Grande, Dezembro, 2016

ANÁLISE NUMÉRICA DE DISPOSITIVOS DE EXTRAÇÃO DE ENERGIA DAS ONDAS DO
TIPO GALGAMENTO

Por

Dante Vinícius Eloy Barbosa
Engenheiro Mecânico

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica (PPGEO) da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande (FURG), como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia Oceânica.

Área de Concentração: Engenharia Marítima.

Orientador: Prof. Dr. Jeferson Avila Souza

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos (PPGEO/FURG)

Prof. Dr. José Viriato Coelho Vargas (DEMEC/UFPR)

Prof. Dr. Paulo Roberto de Freitas Teixeira (PPGEO/FURG)

Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica

Rio Grande, 20 de dezembro de 2016

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente as pessoas que participaram no meu aprendizado, sem elas seria impossível atingir mais este grau de educação. Meus pais, Valdir Pereira Barbosa e Zulica Menezes de Calasans Eloy dos Santos, que são de fundamental importância desde a minha educação de base, sempre me apoiaram em quaisquer atividades relacionadas aos estudos. Minha avó paterna, Darcy Barbosa, que durante o pouco tempo que moramos na mesma cidade, sempre esteve do meu lado para enfrentar as situações da época. Meus avós maternos, que não tive a oportunidade de conhecer, porém suas imagens tão fortes e presentes na família me passam confiança e perseverança para continuar. Meu irmão, Edson Fauth Vargas Filho, o primeiro mestre da família, com certeza o maior exemplo que me dirigiu até aqui. Meu irmão Tasso Eloy Barbosa, que conviveu a maior parte da minha vida ao meu lado, é o maior responsável pela formação da minha personalidade. O meu irmão Eduardo Andraus Barbosa, que além do amor que me demonstra, é uma das maiores motivações que tenho para deixar exemplos positivos. Meus primos, Francisco Branco, Bruno Vinícius Barbosa, Mário Victor Barbosa, Matheus Vinícius Barbosa e Yago Pereira Macedo, fundamentaram muito do meu interesse pela ciência. Não menos importantes, devo agradecer aos meus amigos irmãos que compartilham comigo o fascínio pelo pensar: Luís Bombardelli, Frederico Lisboa, Gregório Garbin, Matheus Basso, Igor Rezende, Matheus Winckler, Paulo Merlin, Tobias Fontana, Henrique Milan, Pedro Gelain. Agradeço em especial o meu amigo Guilherme Saraiva por me mostrar o poder das boas amizades, além de exemplificar que não há nada nesse mundo que não possa ser simplificado. Os amigos Rodrigo Lisboa, João Paulo Lima, André Ramos, Bruno Lopes, Grégori Tronia e Marco Rodrigues estiveram comigo durante o prazo do mestrado e contribuíram muito para com a minha estadia na cidade de Rio Grande. Sobretudo, agradeço a Ellen Supptitz, que sem dúvida é a pessoa que mais me apoia e contribui para que eu não esqueça dos meus objetivos neste período que vivo longe das pessoas amadas. Não poderia deixar de mencionar os Professores, Elizaldo Domingues, Paulo Teixeira, Liércio Isoldi e João Prolo pela competência e dedicação à ciência. São exemplos do que quero ser para os meus alunos. Em especial agradeço ao professor Jeferson Avila Souza que empenhou dias importantes na orientação deste trabalho, sem medir esforços em ensinar o máximo do que sabe para este aluno que inicia sua jornada na ciência.

Agradeço a CAPES pelo apoio financeiro e a Universidade Federal do Rio Grande (FURG) pelo suporte técnico e financeiro empenhado.

RESUMO

Considerando o atual empenho da comunidade científica em desenvolver tecnologias capazes de gerar energia elétrica de forma sustentável, o presente trabalho refere-se ao conversor de energia das ondas chamado de Dispositivo de Galgamento. Este dispositivo provoca a quebra de ondas incidentes a cima da linha de repouso visando criar uma queda d'água capaz de movimentar turbinas de baixa carga contidas no interior de um reservatório. Propõe-se desenvolver uma solução numérica pelo Método dos Volumes Finitos da incidência de ondas regulares sobre dispositivos de galgamento em canais utilizando programa OpenFOAM 2.1.1, que aplica a metodologia Volume de Fluido (*volume of fluid* – VOF) para o tratamento do escoamento bifásico (ar e água), através do solver interFOAM. O OpenFOAM é um programa livre de código aberto, que tem conquistado espaço na área dos métodos numéricos em geral. Sendo assim, este estudo busca documentar a metodologia aplicada pelo solver interFOAM, bem como apontá-lo como uma ferramenta interessante para o estudo do princípio de funcionamento de um dispositivo que extrai energia das ondas. Para isto, realiza-se a comparação da onda numérica ($H = 1$ m, $T = 7,5$ s, $\lambda = 65,4$ m e $h = 10$ m) com o modelo matemático não-linear de Stokes, mostrando que o OpenFOAM conduz a resultados coerentes em relação ao modelo matemático. Comparações das séries de galgamentos calculadas pelo OpenFOAM e pelo programa comercial ANSYS Fluent são apresentadas, mostrando a simultaneidade dos picos de galgamento durante as séries de tempos para sete geometrias diferentes do dispositivo. As magnitudes dos galgamentos também são semelhantes entre os programas. A partir da metodologia verificada, o presente trabalho contribui para o estado da arte avaliando o desempenho de dispositivos em escala real que provocam o galgamento da onda sobre superfícies curvas. Neste caso, são estudadas seis superfícies diferentes separadas em dois grupos em função do comprimento da base que possuem (bases de 12,5 m e 25 m). Os grupos possuem uma superfície linear (rampa), uma superfície côncava e uma superfície convexa. O estudo mostra que, para as condições dadas, a utilização de bases mais compridas ocasionam ganho significativo de massa de água galgada. Nota-se também que adotar uma curvatura adequada para a superfície com base menor, torna possível ultrapassar a quantidade atingida por dispositivos de bases maiores.

Palavras-chaves: Energia das ondas, Dispositivo de Galgamento, OpenFOAM.

ABSTRACT

Considering the current scientific community effort on sustainable energy converters development, this study refers to an ocean wave energy converter called Overtopping Device. This equipment forces the break of incident waves above sea level creating a waterfall which feeds a set of low head turbines inside a reservoir. This study aims to develop a numerical solution based on Finite Volume Method of an Overtopping Device inside of a wave channel by means of OpenFOAM package, which applies Volume of Fluid (VOF) methodology for multiphase tracking through interFOAM solver. OpenFOAM is a free open source code which has been used for engineering numerical studies. So, this study presents interFOAM solver methodology and points it as a considerable tool for propagating waves studies. In this way, the numerical waves ($H = 1$ m, $T = 7,5$ s, $\lambda = 65,4$ m e $h = 10$ m) are compared with mathematical Stokes non-linear model, showing that OpenFOAM leads to coherent results. Overtopping time series comparisons are performed between OpenFOAM and ANSYS Fluent, showing overtopping time series peaks simultaneity and their magnitude similarity for seven devices' geometries. Once OpenFOAM shows good results in both previous cases, this study proposes the investigation of curved surfaces devices. In this way, six different geometries are organized in two groups according to their bases length (12,5 m and 25 m). Each group contains a linear surface a concave surface and a convex surface. This investigation shows that longer bases occasion overtoppings improvement, for the studied condition. Although, the adoption of an appropriate curved surface for less longer devices may achieve, or even surpass, the amount of water obtained with longer bases devices.

Keywords: Ocean waves energy, Overtopping Device, OpenFOAM.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO.....	16
2. ESTADO DA ARTE.....	19
2.1. Energia das ondas do mar.....	19
2.1.1. Classificação de acordo com a localização.....	20
Dispositivos costeiros (onshore):.....	20
Dispositivos próximos da costa (shoreline).....	20
Dispositivos afastados da costa (offshore).....	20
2.1.2. Classificação de acordo com o princípio de funcionamento.....	20
Coluna de água oscilante.....	21
Corpo oscilante.....	21
Dispositivos de Galgamento.....	23
2.1.3. Modelos Numéricos de propagação de ondas em canais.....	24
2.1.4. Modelos numéricos de WECs.....	26
2.2. Desafios.....	26
2.3. Objetivos.....	27
2.3.1. Objetivo Geral.....	27
2.3.2. Obejtivos específicos.....	28
3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	29
3.1. Modelos Matemáticos de Ondas Oceânicas.....	29
3.1.1. Onda linear: a onda de Airy.....	30
O campo de velocidades.....	31
Trajetória das partículas.....	32
3.1.2. Teorias não lineares: a onda de Stokes.....	33
Aplicabilidade das teorias não-linerares.....	33
Características da onda de Stokes.....	34
3.2. Energia da Onda.....	35
3.2.1. Energia Potencial.....	35
3.2.2. Energia Cinética.....	36
3.2.3. Fluxo de Energia.....	36
3.3. Transformação das ondas.....	37
3.3.1. Refração.....	38
Rebentação.....	42

4. MODELOS NUMÉRICOS DE CFD.....	43
4.1. Modelo Matemático.....	43
4.1.1. Conservação da massa.....	44
4.1.2. Conservação da quantidade de movimento.....	44
4.1.3. Discretização.....	45
Malha.....	46
4.1.4. Solução.....	46
4.1.5. Estabilidade e Convergência.....	47
4.2. Método dos Volumes Finitos.....	47
4.2.1. Discretização da equação de conservação.....	48
4.2.2. Funções de interpolação.....	50
4.2.3. Condições de contorno.....	51
φ prescrito.....	51
Fluxo prescrito de φ	52
Fronteira com entrada ou saída de massa.....	52
4.2.4. Acoplamento de variáveis.....	52
5. Modelagem Matemática e Numérica.....	54
5.1. Metodologia do OpenFOAM.....	54
5.1.1. Propriedades de mistura.....	54
5.1.2. Transporte de α_f	55
5.1.3. Conservação da quantidade de movimento.....	56
5.1.4. Acoplamento Pressão Velocidade.....	57
5.1.5. Passo de tempo adaptável.....	58
Subciclos temporais.....	58
5.2. Descrição dos Casos Estudados.....	59
5.2.1. Descrição do canal de ondas modelado no OpenFOAM.....	59
5.2.2. Descrição do canal de ondas com o dispositivo modelado no OpenFOAM e no ANSYS Fluent.....	60
5.2.3. Descrição do modelo elaborado para o estudo de geometrias curvas.....	63
5.2.4. Determinação das massa totais galgadas nos intervalos de simulações.....	66
5.2.5. Funções de Interpolação.....	67
6. RESULTADOS.....	68
6.1. Verificação do canal de ondas sem o dispositivo.....	68
6.1.1. Verificação da elevação da superfície livre com o modelo matemático de Stokes.....	70

6.1.2. Verificação dos Perfis de Velocidade da onda numérica com o modelo matemático de Stokes.....	71
6.2. Verificação do dispositivo de galgamento: OpenFOAM e Fluent.....	72
6.2.1. Determinação da massa total que ingressa no reservatório.....	76
6.3. A influência do parâmetro calpha.....	77
6.4. Estudo de Caso.....	80
6.4.1. Análise das séries de galgamento.....	81
6.4.2. Influência do comprimento das bases dos dispositivos.....	83
6.4.3. Avaliação das geometrias sobre os totais de massa de água.....	84
7. CONCLUSÕES.....	86
8. REFERÊNCIAS.....	90

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Distribuição energética das ondas no mundo (MME e EPE, 2007).....	19
Figura 2.2 - Esquema de um dispositivo OWC (EMEC, 2016).....	21
Figura 2.3 - Exemplos de equipamentos de corpo oscilante (EMEC, 2016).....	22
Figura 2.4 - Pelamis (EMEC, 2016).....	22
Figura 2.5. - Tapchan em operação (Pereira, 2010).....	23
Figura 2.6 - Wave Dragon.....	24
Figura 3.1. - Onda bidimensional (adaptado de: Dean e Dalrymple, 1991).....	29
Figura 3.2. - perfis de velocidades ao longo de x (adaptado de: Dean e Dalrymple, 1991).....	32
Figura 3.3. - Trajetórias para valores de kh (Dean e Dalrymple, 1991).....	32
Figura 3.4 - Aplicabilidade das teorias das ondas (Fonte: Adaptado de Fenton, 1990).....	34
Figura 3.5 - Onda de Stokes de segunda ordem (Dean e Dalrymple, 1991).....	34
Figura 3.6 - Esquema para determinação da energia da onda (Dean e Dalrymple, 1991).....	35
Figura 3.7 - Vetor número de onda e suas componentes (Dean e Dalrymple, 1991).....	37
Figura 3.8 - vetores s e n e suas direções (Dean e Dalrymple, 1991).....	39
Figura 3.9 - Ondas se propagando em direção a costa.....	40
Figura 3.10 - Esquema para exemplificação da conservação de energia (Dean e Dalrymple, 1991).....	41
Figura 4.1 - Malha de um canal com a presença de um obstáculo (Ferziger e Perić, 2002).....	46
Figura 4.2 - Discretização bidimensional por volumes finitos (Ferziger e Perić, 2002).....	48
Figura 4.3 - Discretização tridimensional por volumes finitos (Ferziger e Perić, 2002).....	48
Figura 4.4 - Esquema dos métodos de formulação utilizados em MVF (Maliska, 2004).....	50
Figura 5.1 - Domínio esquemático do canal de ondas sem o dispositivo de galgamento.....	59
Figura 5.2 - Domínio esquemático do dispositivo de galgamento proposto por Goulart (2014).....	60
Figura 5.3 - Discretização espacial utilizada em Goulart (2014) (Fonte: Goulart, 2014).....	62
Figura 5.4 - Esquema do canal onde se estudam as geometrias curvas para o dispositivo.....	63
Figura 5.5 - ilustração das superfícies de galgamento estudadas.....	64
Figura 5.6 - Metodologia de definição das funções de construção das superfície.....	65
Figura 5.7 - Ilustração do domínio utilizado para simular o dispositivo com a superfície 4.....	66
Figura 5.8 - Esquema ilustrativo de integração numérica.....	66
Figura 6.1 - Ilustração da discretização espacial do canal de ondas.....	68
Figura 6.2 - Teste de convergência.....	69
Figura 6.3 - Verificação da elevação da superfície livre entre os modelos numérico e matemático..	70
Figura 6.4 - Verificação dos perfis dos componentes u e w do modelo sob uma crista.....	71
Figura 6.5 - Verificação dos perfis dos componentes u e w do modelo sob uma cava.....	72
Figura 6.6 - Séries de galgamento para o dispositivo com $H1/L1 = 0,24$	73
Figura 6.7 - Frações volumétricas contabilizadas na entrada do reservatório.....	74
Figura 6.8 - Monitoramento dos passos de tempo.....	75
Figura 6.9 - Campo de α_f durante os períodos de galgamento observados no OpenFOAM.....	75
Figura 6.10 - Séries de galgamento para o dispositivo com $H1/L1 = 0,26$	76
Figura 6.11 - Quantidades de água no reservatório em cada geometria de rampa estudada.....	77
Figura 6.12 - domínio computacional sem o reservatório.....	78
Figura 6.13 - Ilustração da influência de calpha.....	78
Figura 6.14 - Medição da vazão mássica adotando calpha = 0.....	79
Figura 6.15 - Medição da vazão mássica adotando calpha = 2.....	79
Figura 6.16 - Séries de galgamento dos dispositivos com 12,5 m de base.....	81
Figura 6.17 - Séries de galgamento dos dispositivos com 25 m de base.....	82
Figura 6.18 - Séries de galgamento dos dispositivos com superfícies 2 e 5.....	83
Figura 6.19 - Total de água galgada pelas 6 superfícies de rampa estudadas.....	84

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1. Resumo dos dispositivos de galgamento mais avançados (IEA-RETD, 2012).....	24
Tabela 4.1. Resumo dos índices da equação discretizadas.....	49
Tabela 5.1. Definições das cotas H1 e L1 em função dos graus de liberdade.....	61
Tabela 5.2. funções de construção das superfícies estudadas.....	65
Tabela 5.3. Resumo das funções de interpolação adotadas.....	67
Tabela 6.1. Resumo das malhas estudadas no teste de convergência.....	69

LISTA DE SÍMBOLOS

- α cota da crista a partir da linha de repouso [m]
- a altura do dispositivo [m]
- A coeficientes do sistema de equações
- A_r área da rampa [m²]
- a_{vc} área do face do volume de controle [m²]
- \mathbf{b} forças de campo no volume de controle [N]
- b base do dispositivo [m]
- $b1$ seção de avaliação do fluxo de energia [m]
- $b2$ seção de avaliação do fluxo de energia [m]
- C celeridade [m/s]
- $c1$ parâmetro utilizado na definição do passo de tempo
- $c2$ parâmetro utilizado na definição do passo de tempo
- $calpha$ parâmetro numérico relacionado à compressibilidade da interface
- C_i volume de controle
- Co número de Courant
- \mathbf{D} taxa de deformação do volume de controle
- \mathbf{d} vetor distância entre dois pontos dos volumes de controle [m]
- $D1$ coeficientes da discretização de conservação
- $D2$ coeficientes da discretização de conservação
- $D3$ coeficientes da discretização de conservação
- E energia por unidade de superfície média da onda mais coluna d'água [J/m²]
- EC energia cinética por unidade de área [J/m²]
- EP energia potencial por unidade de área [J/m²]
- $\overline{(EP)}_T$ energia potencial por unidade de área média da onda mais coluna d'água [J/m²]
- $\overline{(EP)}_{onda}$ energia potencial por unidade de área média da onda [J/m²]
- $\overline{(EC)}$ energia cinética por unidade de área média da onda [J/m²]
- \mathbf{f} forças atuantes no volume de controle [N]
- F fonte da quantidade de movimento em relação a tensão superficial
- F_C parte da equação discretizada de αf
- FE fluxo de energia [J/m²]
- $\mathbf{f}\phi$ mecanismo de transporte de ϕ
- F_u parte da equação discretizada de αf

g aceleração gravitacional [m/s²]
 H amplitude da onda [m]
 h profundidade sob a qual a onda se propaga [m]
 $H(\mathbf{v})$ coeficientes do sistema linear dos volumes vizinho
 $H1$ altura da rampa [m]
 \mathbf{i} vetor unitário no sentido de x
 \mathbf{I} tensor identidade
 \mathbf{j} vetor unitário no sentido de y
 $L[P\mathbf{v}]$ gradiente de pressão aproximado numericamente
 $L1$ comprimento da rampa [m]
 Le região de entrada do canal [m]
 m massa [kg]
 M coeficientes da discretização
 n fator que implica na velocidade com que a energia da onda é transmitida
 \mathbf{n} vetor unitário normal
 N ordem do sistema
 n_{face} vetor unitário normal a interface
 p pressão [Pa]
 P' correção da pressão [Pa]
 r recuo na região superior do canal [m]
 \mathbf{r} vetor unitário no sentido de propagação da onda em coordenadas globais
 \mathbf{s} vetor unitário no sentido de propagação da onda em coordenadas locais
 S submersão do dispositivo [m]
 S_{face} face da superfície de controle
 t tempo [s]
 T período [s]
 \mathbf{T} tensor de tensões
 u componente da velocidade em x [m/s]
 U velocidade da face do volume de controle [m/s]
 u_z componente da velocidade em z [m/s]
 \mathbf{v} vetor velocidade [m/s]
 \mathbf{vb} vetor velocidade do volume de controle [m/s]
 \mathbf{vr} velocidade relativa entre os dois fluidos [m/s]
 $V(mc)$ volume ocupado pela massa de controle [m³]

w componente da velocidade em z [m/s]

x eixo de coordenadas ortogonais

y eixo de coordenadas ortogonais

z eixo de coordenadas ortogonais

Símbolos gregos

α declividade da onda

α_f fração volumétrica

α_M delimitador

β profundidade relativa da onda

δ_n fator de ajuste da malha

Δt passo de tempo [s]

Δt_{\max} passo de tempo máximo [s]

Δx distância entre dois centros de volumes de controle em x ;

Δy distância entre dois centros de volumes de controle em y ;

Δz distância entre dois centros de volumes de controle em z ;

ε parâmetro de perturbação

Φ Propriedade extensiva conservada

ϕ função de escoamento potencial

Γ_ϕ difusividade de ϕ

η elevação da altura da onda [m]

φ Propriedade intensiva conservada

κ número de onda [1/m]

$\mathbf{\kappa}$ vetor número de onda [1/m]

κ_x componente de κ em x [1/m]

κ_y componente de κ em y [1/m]

λ Comprimento de onda [m]

μ viscosidade dinâmica [Pa.s]

θ fluxo volumétrico

θ ângulo de propagação da onda em coordenadas globais

θr fluxo de compressão

- ρ massa específica [m³/kg]
 σ frequência da onda [1/s]
 τ tensor tensão da viscosidade
 Ω função escalar de fase
 ξ deslocamento da partícula da onda em z [m]
 ζ deslocamento da partícula da onda em x [m]

Sub índices

- B variável é calculada no ponto B
 b variável é calculada na face b
 E variável é calculada no ponto E
 e variável é calculada na face e
face variável é calculada na face do volume
 N variável é calculada no ponto N
 n variável é calculada na face n
 P variável é calculada no ponto P
 S variável é calculada no ponto S
 s variável é calculada na face s
 T variável é calculada no ponto T
 t variável é calculada na face t
 w variável é calculada na face do w

LISTA DE ABREVIATURAS

CAO	Coluna de Água Oscilante
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
EPE	Empresa de Pesquisa Energética
MC	Massa de controle
MME	Ministério de Minas e Energia
MVF	Método dos Volumes Finitos
OWC	<i>Oscillating Water Column</i>
VC	Volume de controle
VOF	<i>Volume of Fluid</i>
WEC	<i>Wave Energy Converter</i>

1. INTRODUÇÃO

O grande marco do desenvolvimento energético foi no século XIX, a segunda revolução industrial. Nesse contexto, os combustíveis fósseis moveram a indústria baseada na produção em larga escala, tornando-se economicamente indispensáveis para o mercado moderno. Estes afetaram as relações de trabalho e fortaleceram o capitalismo. Entretanto, as populações contemporâneas têm demonstrado interesse em outras formas de gerar energia, com foco em aliar potência, disponibilidade e sustentabilidade. O cenário idealizado se desenvolve às custas de estudos, trabalhos, e políticas adotadas. Por isto o desenvolvimento da ciência nesta direção vai ao encontro de um desejo mundialmente acordado.

Os meios mais utilizados para geração de energia causam impactos negativos no meio ambiente (chuvas ácidas, catálise do ciclo do ozônio na atmosfera, entre outros), e/ou são de obtenção onerosa, como o Pré-Sal brasileiro e as areias Betuminosas canadenses. Essas fontes visam a queima de hidrocarbonetos originários da decomposição de matéria orgânica fossilizada. Por isso, são chamadas de não-renováveis, visto a incapacidade de repô-las na natureza a uma taxa igual ou superior as que são consumidas. Com um consumo energético ascendente, é consenso que para suprir as necessidades socioeconômicas, esta demanda deva apenas aumentar com o passar dos anos – de 1997 até 2007, no Brasil, o consumo anual de energia elétrica aumentou em quase 39 % (MME, 2008). Por esta razão muitos cientistas têm previsto cenários alarmantes no que diz respeito aos impactos negativos ocasionados pela utilização de combustíveis fósseis, o que consolida o interesse na utilização de fontes renováveis de energia.

As fontes renováveis são meios sustentáveis de geração de energia. São exemplos: energia solar, hídrica, marítima, biomassa, geotérmica, entre outras. Cada uma com suas peculiaridades. Suas disponibilidades são dependentes das condições climáticas, e também causam impactos nos ecossistemas. A matriz energética brasileira possui característica renovável, pois é baseada na utilização hídrica. São centenas de usinas hidrelétricas espalhadas pelo país totalizando 61% da potência total instalada em 2016 (Aneel, 2016). No entanto, o ano de 2015 foi preocupante para os brasileiros, que passaram a se preocupar com racionamentos devido a estiagem em algumas regiões do país (principalmente no sudeste). Em 2016 parece que o problema da estiagem perdeu visibilidade. Neste âmbito, entidades políticas e iniciativa privada têm o dever de investir no desenvolvimento de outras fontes de geração de energia.

Estudos recentes mostram que a capacidade energética dos oceanos é extremamente grande, sendo possível converter suas energias térmica, das marés, das correntes, e das ondas em energia

elétrica. Ressalta-se que a costa brasileira é atrativa para investimentos na área, pois além de ser umas das maiores costas em extensão no mundo (superior a 8500 km), abrange 17 dos 27 estados do país. Adicionalmente, o pleito brasileiro junto a ONU, para ampliação da área da zona costeira foi aceito, que conta, desde então, com 4,5 milhões de km² e águas jurisdicionais – chamada Amazônia Azul. Hoje, universidades em parceria com grandes empresas, ou de forma independente, desenvolvem estudos experimentais, modelos numéricos e prospecções de territórios para viabilizar esses tipos de energia que, sendo estabelecidos, podem levar o Brasil a um grau maior de independência das fontes fósseis.

Levantamentos dos potenciais energéticos são geridos por instituições em todo o mundo, e mostram que a maior disponibilidade energética das ondas do mar se concentram em regiões de alta latitude. Por isso países nórdicos como a Noruega e Dinamarca, despontam nos estudos de tecnologias de conversão de energia das ondas em energia utilizável para suas populações. Neste contexto, não é possível deixar de lado a circunstância que se encontram os estados ao sul do Brasil, principalmente o Rio Grande do Sul que possui a maior intensidade energética do País, registrada em acima de 10 kW/m (quilowatt por metro de frente de onda) em aproximadamente 80% do ano. Estimativas apontam que a menor média mensal de energia verificada na região é de pouco abaixo de 20 kW/m, com máxima mensal de 60 kW/m, valor observado nos países nórdicos (MME, 2007). Vale comentar que os valores informados são estimados para regiões longe da costa.

Além disso o Rio Grande do Sul possui a maior praia em extensão do mundo, a praia do Cassino que se estende desde a cidade de Rio Grande, que é tradicionalmente uma cidade voltada às atividades relacionadas ao mar. Rio Grande é uma cidade portuária, com alta atividade pesqueira e com indústrias voltadas para a fabricação de navios e plataformas. Para finalizar o excelente nicho percebido nesta região, vale ressaltar que esta localidade possui a Universidade Federal do Rio Grande, que contribui para o desenvolvimento da cidade também através de pesquisas.

O presente trabalho centraliza-se no modelo numérico de um dispositivo de galgamento. Este equipamento é uma das apostas para a conversão de energia das ondas em energia elétrica, portanto, é alvo de diversos estudos pelo mundo. Seu funcionamento fundamenta-se na elevação de ondas sobre uma rampa visando o ganho de energia potencial. A água proveniente do galgamento funciona como uma queda d'água para alimentar turbinas hidráulicas de baixa queda, com funcionamento bem semelhante às pequenas barragens convencionais (EMEC, 2016). Neste contexto, portanto, há de ser desenvolvido um modelo do princípio de funcionamento do dispositivo adotando as seguintes hipóteses simplificativas: escoamento laminar, bidimensional, bifásico em regime transiente pelo Método dos Volumes Finitos.

A modelagem do escoamento bifásico é um dos desafios enfrentados neste estudo. Devido ao elevado esforço para o desenvolvimento de códigos que tratam de escoamento multifásico, alguns pesquisadores utilizam aplicativos que contemplam métodos de tratamento deste problema. Na modelagem de escoamentos de ondas, o pacote comercial Fluent da ANSYS (ANSYS, 2009) tem conduzido a bons resultados, adquirindo confiabilidade perante comunidade científica. Como também, com a expansão dos códigos abertos, programas como o OpenFOAM tem participado neste cenário.

Os programas de código aberto, além de possibilitarem trabalhos de pesquisa com custos menos elevados, por consequência, possibilitam o desenvolvimento da ciência em outras esferas, como no desenvolvimento de novas metodologias. Um dos interesses do presente trabalho é apontar o programa OpenFOAM como uma alternativa para estudos da natureza do problema estudado.

2. ESTADO DA ARTE

O estado da arte aborda o cenário que se encontram as tecnologias que convertem energia das ondas do mar em energia elétrica, bem como suas principais características e classificações. Também, há o levantamento dos principais textos que fundamentam as metodologias aplicadas para a simulações.

2.1. Energia das ondas do mar

Segundo (Thorpe, 1999) as ondas do mar estão entre as fontes renováveis de maior densidade energética, possuindo potencial estimado entre 2 e 3 milhões de MW. No atual estágio tecnológico admite-se que é possível suprir cerca de 16% da demanda anual de energia elétrica mundial a partir da ondas. A Figura 2.1 ilustra a distribuição mundial da densidade energética das ondas, sendo possível notar que o maior poder energético é concentrado nas regiões de mais baixa latitude (América do Sul, Austrália, Nova Zelândia, países da Europa banhados pelo Atlântico Norte) (MME - EPE, 2007).

Visto este cenário, já somam mais de mil propostas de patentes pelo mundo dos chamados conversores de energia das ondas (*Wave Energy Converters – WECs*), sendo que alguns deles já se mostraram economicamente viáveis (Pelc e Fujita, 2002). Destina-se aqui a classificação bem como descrição conceitual dos principais deles segundo IEA-RETD (2012).

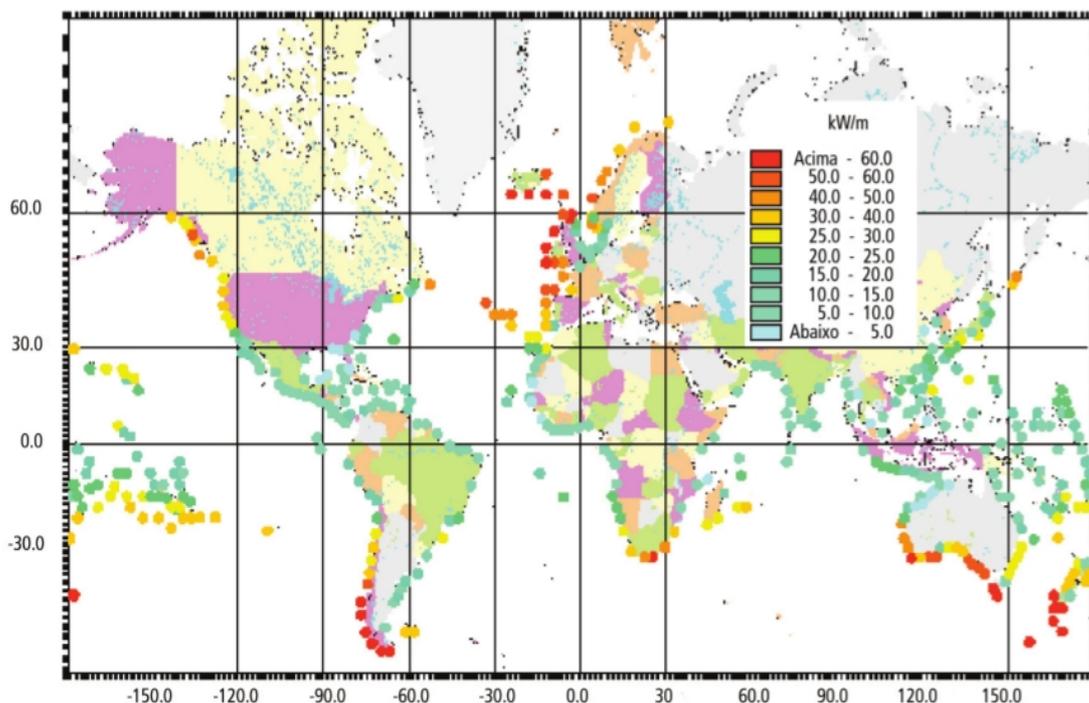


Figura 2.1 - Distribuição energética das ondas no mundo (MME e EPE, 2007).

2.1.1. Classificação de acordo com a localização

As tecnologias que convertem energia mecânica das ondas em energia elétrica podem ser classificadas conforme a região que são instalados em relação a costa. Podendo, portanto, serem classificadas como, dispositivos costeiro, próximos da costa ou afastados da costa. Naturalmente, cada uma destas concepções requer cuidados específicos para instalação, operação, manutenção e a própria transmissão da energia.

Dispositivos costeiros (onshore):

São dispositivos fixados ou construídos na orla costeira. Esta proximidade garante vantagem de instalação, manutenção e facilidade de transmissão da energia, uma vez que não demandam de grandes extensões de cabos submarinos. Contudo, perdem na capacidade de aproveitamento energético, uma vez que parte da energia das ondas é dissipada no percurso até a costa.

Dispositivos próximos da costa (shoreline)

Estes dispositivos são posicionados em zonas relativamente próximas da costa. Contudo, a classificação é dada em função da profundidade sob a qual são posicionados (em torno 20 m), ou seja, podem estar mais, ou menos, próximos da linha da costa em função da inclinação da mesma. Podem ser posicionados em obras de proteção como quebra-mares e molhes.

Dispositivos afastados da costa (offshore)

Este tipo de dispositivo visa explorar ondas mais potentes, de grande comprimento, que se propagam em águas profundas (em torno de 40 m a 50 m de profundidade). De forma contrária aos dispositivos próximos da costa, estes demandam de grande investimento em cabos para transmissão de energia. Uma das maiores desvantagens além do custo para a transmissão de energia é a má e perigosa acessibilidade. Portanto as manutenções devem ser bem planejadas (a contar com condições climáticas) e executadas com cautela.

2.1.2. Classificação de acordo com o princípio de funcionamento

Outra forma de classificação dos dispositivos pode ser estabelecida em função das mecânicas de funcionamento que estes operam. Os conceitos operacionais mais estabelecidos neste meio são Coluna de Água Oscilante (CAO), Corpo Oscilante e Dispositivos de Galgamento. Todos estes existem sob formas comerciais e, mesmo dispositivos que utilizam determinado conceito operacional, podem possuir peculiaridades de operação.

Coluna de água oscilante

Dispositivo de estrutura oca e parcialmente submersa que possibilita a entrada da onda pra dentro de sua estrutura, ou seja, é aberto para o mar. A passagem da onda provoca elevação do nível de água dentro do dispositivo, seguindo da redução, e por isso leva o nome coluna de água oscilante (*oscillating water column – OWC*). A oscilação do nível de água dentro do dispositivo acarreta a movimentação do ar contido em seu interior. Portanto, quando o nível de água se eleva, o ar é forçado a sair do interior do dispositivo através de uma chaminé, passando por uma turbina que gera energia. Este dispositivo conta com uma turbina especial do tipo *Wells*, que possibilita geração de energia mecânica com fluxo reverso de ar sem alterar o sentido de rotação da mesma. Desta forma, o fluxo de ar também é aproveitado com a redução do nível de água no interior do dispositivo, que força o preenchimento do espaço interior com ar externo que escoo através da mesma chaminé.

Esta é a tecnologia mais estabelecida no meio da energia das ondas, contando com algumas centrais já em funcionamento pelo mundo, e por isso é alvo de muitos estudos no meio empresarial e científico. A primeira central de CAO a abastecer a rede energética foi o Limpet 500 instalada no ano 2000 em Isley (ilha da Escócia), possuindo capacidade de 0,5 MW (Pelc e Fujita 2002). Este dispositivo pode ser instalado na costa, próximo à costa ou afastado da costa. A Figura 2.2 é um esquema do dispositivo aqui descrito.

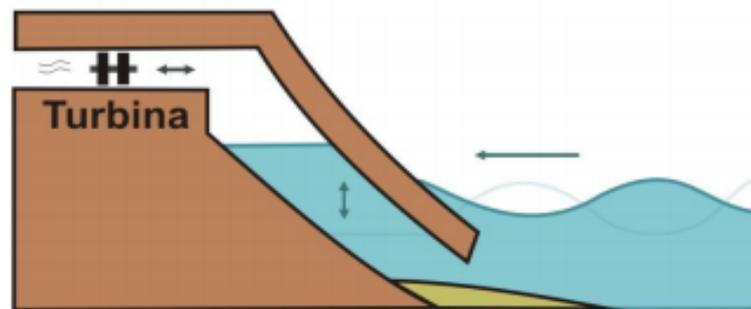


Figura 2.2 - Esquema de um dispositivo OWC (EMEC, 2016).

Corpo oscilante

Equipamentos que se enquadram neste tipo, visam transferir os fenômenos de caráter oscilatório da onda (como alternância do campo de pressões, do campo de velocidades, elevação da superfície livre) para um corpo de absorção pontual ou flutuante (Figura 2.3).

Estes dispositivos possuem funcionamento hidráulico e, assim, geram energia mecânica que deve ser convertida em energia elétrica. São promessas na área energética e são utilizados em locais próximos ou afastados da costa. Os dispositivos mostrados na Figura 2.3 são exemplos de: absorção pontual submerso (a), absorção pontual flutuante (b), pêndulo de absorção pontual submerso (c),

corpo flutuante progressivo (d).

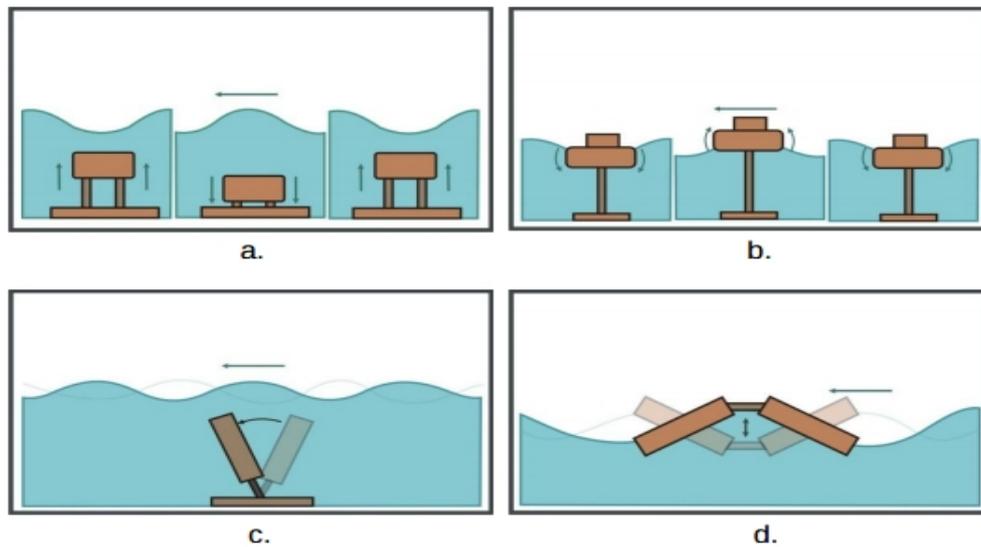


Figura 2.3 - Exemplos de equipamentos de corpo oscilante (EMEC, 2016)

Os dispositivos incluídos na presente discussão existem sob diferentes nomes comerciais, como é o caso do *Pelamis Wave Power*. Este é um dispositivo de corpo flutuante progressivo que, em 2004, teve sua primeira versão de protótipo em escala real sendo testada, o P1. Os testes foram realizados pelo Centro Europeu de Energia Marinha (*European Marine Energy Centre LTD – EMEC*), se tornando o primeiro equipamento *offshore* bem sucedido em transmitir energia elétrica para a rede. O dispositivo possui 120 m de comprimento, 3,5 m de diâmetro, composto por 4 tubos. Os testes realizados entre 2004 e 2007 pelo EMEC possibilitaram a evolução para a segunda geração o P2-001 (Figura 2.4), que se tornou a primeira máquina de energia das ondas a ser comprada por uma empresa de utilidade.



Figura 2.4 - Pelamis (EMEC, 2016).

Dispositivos de Galgamento

São dispositivos que convertem energia mecânica em energia elétrica. Estes dispositivos podem ser projetados para serem utilizados em alto mar ou próximos à costa. Seu princípio de funcionamento toma proveito da energia potencial ganha pela onda durante o processo de quebra, que ocorre sobre uma superfície em forma de rampa que direciona o galgamento da onda para um reservatório posicionado na altura da linha d'água. Este processo gera uma queda d'água que supre turbinas de baixa carga no interior do reservatório. Por fim, a água proveniente da onda é devolvida ao oceano após passar pela turbina (EMEC, 2016).

A Figura 2.5 ilustra o Tapchan (*Tappered Chanel Wave Device*), desenvolvido na Noruega nos anos 80, instalado em Toftestallen desde 1985 com uma capacidade de 350 kW. É uma estrutura de 3 m de altura, contendo um reservatório de aproximadamente 8500 m² de área superficial. Nesta tecnologia utilizam-se turbinas *Kaplan* (Pereira, 2010).

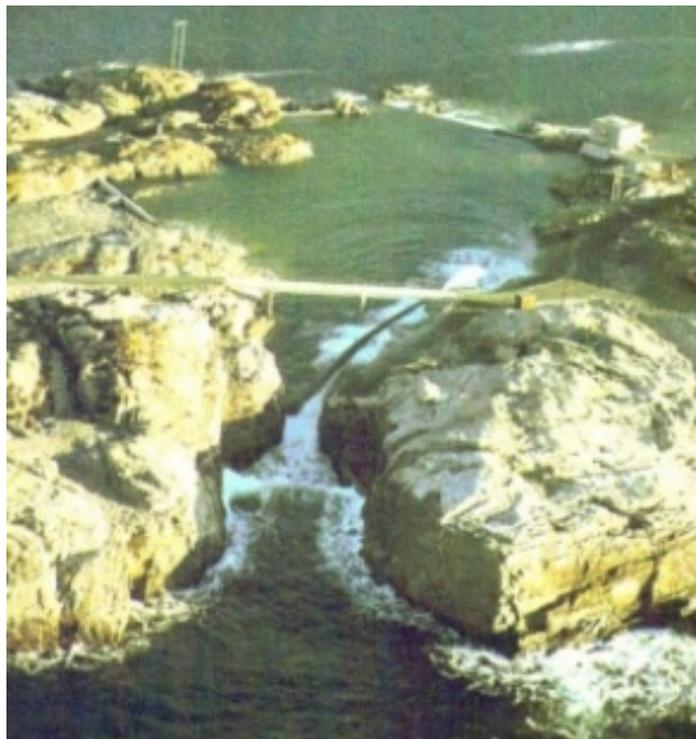


Figura 2.5. - *Tapchan* em operação (Pereira, 2010).

Este conceito de geração de energia já existe sob várias patentes em estágios de desenvolvimento distintos. São exemplos: *Wave Dragon*, *Wave Plane* e *Seawave Slot-Cone Generator*. A Tabela 2.1 resume os principais tipos de dispositivos de galgamento, relacionando-os com as respectivas companhias que os desenvolvem, bem como país de origem e estágio de desenvolvimento (IEA-RETD, 2012).

Tabela 2.1. Resumo dos dispositivos de galgamento mais avançados (IEA-RETD, 2012).

Dispositivo	Companhia	País	Estágio
Wave Dragon	Wave Dragon	País de Gales/ Dinamarca	7 MW - unidade planejada para desenvolvimento e abastecimento.
Seawave Slot-Cone Generator	Wave Energy	Noruega	200 KW – unidade sendo construída
Wave Plane	WavePlane Production	Dinamarca	Primeiro protótipo em escala real.

Nota-se portanto, que o dispositivo nomeado *Wave Dragon* está em um patamar superior às demais tecnologias de extração de energia das ondas por galgamento no quesito estágio de desenvolvimento. Este é um dispositivo *offshore*, que pode ser utilizado em célula única, ou em arranjos, resultando em uma planta energética com capacidade de ser comparável com as tradicionais plantas baseadas em combustíveis fósseis. Seu primeiro protótipo conectado à rede é atualmente instalado em Nissum Bredning, Dinamarca (Wave Dragon, 2016). A Figura 2.6 ilustra uma célula do *Wave Dragon*.



Figura 2.6 - Wave Dragon.

2.1.3. Modelos Numéricos de propagação de ondas em canais

Modelos numéricos de propagação de ondas em canais têm sido alvo de diversos estudos (Lambert, 2012; Qingjie and Leung, 2011; Gomes et al. 2009; Davidson, et al. 2015; Afshar, 2010). Destacam-se os modelos de Gomes, et. al (2009), Afshar (2010) e Lambert (2012) pela importância para o presente trabalho. O primeiro adota uma metodologia de geração de onda também empregada neste trabalho, os outros dois utilizam o programa OpenFOAM para a solução de casos

de natureza semelhante ao caso aqui estudado. Todos estes utilizam a metodologia volume de fluido (*volume of fluid* – VOF) para tratamento do problema bifásico. Este método utiliza um fator que define a fração de um determinado fluido para cada região do domínio. Através da solução de uma equação de conservação desse fator, em conjunto com a equação da conservação da quantidade de movimento, é possível analisar o comportamento de escoamentos multifásicos pelo Método dos Volumes Finitos (Hirt e Nichols, 1981).

Gomes et al. 2009 propuseram o estudo numérico de um canal de ondas. Neste, são avaliados parâmetros da onda gerada utilizando dois tipos de geradores de onda. Um dos tipos de geradores é o tipo pistão, que aplica uma condição de contorno que contém uma função de deslocamento em uma das superfícies laterais do canal. Esta condição de contorno, portanto, realiza o movimento declarado simulando um pistão. O outro é um método que foi proposto por Horko (2007), que utiliza as equações das componentes de velocidade da onda como condição de contorno. Isto gera um perfil transiente de velocidades em uma das condições de contorno lateral do canal, que se propaga para o interior do domínio durante o processo de solução. Adotaram o software comercial Fluent para solução das equações de conservação pelo Método dos Volumes Finitos. Este trabalho conclui que o modelo numérico utilizando VOF é apropriado, conduzindo a geração de ondas com características desejadas, com diferenças na ordem de 10% em comparação com resultados analíticos. Gomes também possui um trabalho que discute a discretização espacial adequada para simulações de canais de ondas (Gomes et al., 2012).

Afshar (2010) utilizou o OpenFOAM na simulação numérica de um tanque de ondas com a propagação de uma onda não linear de Stokes de quinta ordem. Este utiliza o solver interFOAM para tratar o modelo VOF. Escreve um programa chamado *waveWriter* que informa ao solver as condições iniciais de velocidade e pressão da onda. Além disso, implementa um código para o pós-processamento chamado *errorCalculator*, que calcula o erro computacional na superfície livre em cada passo de tempo. Fundamenta a discussão do trabalho acerca dos erros computacionais encontrados. E conclui que o modelo é propício para o fenômeno físico abordado. Lambert (2012), da mesma forma, utiliza o solver interFOAM. A onda resultante de seu modelo é comparada com resultados experimentais, obtendo boa concordância. Sobretudo, mostra que é possível modelar os diferentes mecanismos de rebentação da onda sob superfícies inclinadas. Além disso, valida a propagação de ondas contra obstáculos flutuantes, onde as características entre os modelos e os experimentos são bastante semelhantes na região a montante dos obstáculos. Contudo, percebe-se que nas regiões a jusante dos obstáculos, o comportamento hidrodinâmico do modelo perde concordância com os experimentos.

2.1.4. Modelos numéricos de WECs

Este é outro campo que tem sido alvo de vários estudos recentemente (Gomes et al. 2012; Teixeira et al. 2013; Goulart, 2014; Liu, et al. 2008; Jin et al. 2012; Martins, et al. 2015). Teixeira et al. (2013) estudaram um dispositivo do tipo Coluna de Água Oscilante (CAO) fixado na costa em um canal de ondas, cuja onda incidente possui amplitude de um metro. Ondas com períodos de 4 s à 15 s foram estudadas. Os autores utilizaram o programa Fluinco, e apresentam uma comparação com o software comercial Fluent, mostrando similaridades nos resultados. Apresenta relações entre a geometria do dispositivo com características da turbina utilizada, indicando a condição de ótimo desempenho do dispositivo. É importante mencionar que, neste estudo, o modelo do Fluent utiliza o método VOF. Apontam também referências importantes que recomendam a devida discretização espacial para simular ondas em canais. Utilizam, portanto, sessenta volumes finitos por comprimento de onda e vinte volumes por altura da onda na região da interface dos fluidos.

O trabalho de Goulart (2014) é bastante relevante na discussão do presente texto, uma vez que realiza simulações numéricas do dispositivo de galgamento. O software utilizado é o Fluent 8.3.2.6, aplicando o método VOF. Este também estuda ondas de um metro de altura e adotam trinta volumes verticais na altura da onda, com refinamentos na região do dispositivo. Seu ponto principal é a determinar a configuração ótima da rampa do dispositivo para determinadas restrições impostas ao caso. Para isso utiliza um método de otimização que aplica restrições e graus de liberdade sobre a rampa do dispositivo, buscando maximizar a massa de água acumulada no reservatório. Além disso, estuda o impacto causado pela submersão do dispositivo sobre essa água acumulada. Algumas simulações que utilizam a mesma discretização espacial que as simulações de Goulart (2014) foram feitas para este trabalho visando verificar resultados com o OpenFOAM.

2.2. Desafios

A concepção física mais adequada para a conversão de energia mecânica das ondas em energia elétrica ainda não está plenamente estabelecida, de modo que todos princípios de funcionamentos dissertados no estado da arte têm sido alvos constantes de estudos científicos no sentido de propor melhorias sobre seus princípios físicos de funcionamento. Contudo, o número de variáveis sobre as condições de funcionamentos dos dispositivos é enorme.

Relacionando isto com os dispositivos de galgamento, percebe-se que, as companhias que desenvolvem esta tecnologia não possuem um sentido unificado de avançado. Cada uma das patentes mostradas no estado da arte possuem diferenças geométricas e conceituais significativas umas das outras, embora se enquadrem no mesmo princípio de funcionamento. O processo

evolutivo do desenvolvimento, portanto, torna-se oneroso e mais lento.

Ao encontro disso, estudos numéricos são de extrema importância para a redução de custos no desenvolvimento tecnológico, uma vez se torna possível avaliar funções objetivas sob diversas condições de funcionamento sem mobilizar força de trabalho de fabricação (mão de obra, maquinário, ferramental e logística) e matéria-prima. Contudo, os custos com mão de obra qualificada e computadores com capacidades elevadas de processamento sejam necessários para o estudo numérico. Além disso, os custos de aquisição de programas comerciais capazes de fornecer dados numéricos muitas vezes são os motivadores por distanciar instituições – principalmente as de pequeno/médio porte – das inovações tecnológicas oferecidas por este tipo de análise.

Neste contexto, percebe-se que grande parte dos estudos numéricos de dispositivos extratores de energia das ondas são realizados com programas comerciais, muito respeitados, porém bastante caros.

Com foco em acelerar o processo do desenvolvimento tecnológico das fontes que geram energia das ondas por galgamento percebe-se a necessidade de:

- Dos dispositivos com diferentes formas conceituais de gerar energia, definir vantagens e desvantagens da utilização de cada um em função das condições de funcionamento.
- Realizar estudos numéricos em comparação com estudos experimentais.
- Validar metodologias de programas livres para o estudo dos dispositivos.
- Realizar estudos geométricos com restrições de projeto bem definidas (altura de galgamento, profundidade do dispositivo e inclinação da superfície de galgamento) acerca da capacidade de direcionar água para os reservatório.
- Incluir nos estudos a influência que superfícies curvas possuem sobre a quantidade de água galgada. Visto que dispositivos em operação já utilizam geometrias deste tipo.

2.3. Objetivos

2.3.1. Objetivo Geral

Dento dos desafios listados neste trabalho, escolheu-se: Desenvolver um modelo numérico do princípio de funcionamento de um dispositivo de galgamento para extração de energia das ondas contido em um canal de ondas utilizando o programa o programa livre de código aberto OpenFOAM.

2.3.2. Obejtivos específicos

- a) Pesquisar e documentar a metodologia empregada pelo *solver* interFOAM.
- b) Modelar um canal de ondas com o OpenFOAM e verificar a onda gerada numericamente através de resultados do modelo matemático.
- c) Verificar a solução de um dispositivo de galgamento obtida com o OpenFOAM através de comparações com o Fluent.
- d) Discutir as diferenças percebidas entre as soluções dos dois programas utilizados.
- f) Discutir dificuldades encontradas nas simulações com o OpenFOAM.
- g) Avaliar a influência de características geométricas do dispositivo sobre o vazão mássica galgada e sobre o total da massa de água galgada durante os períodos de simulações.
- h) Propor novas recomendações teóricas para as rampas que provocam o galgamento da onda. Neste caso, avaliar a performance de superfícies curvas visando o total de água galgada.

3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Este capítulo é destinado ao estudo das ondas oceânicas, abordando os modelos matemáticos da onda progressiva, energia da onda, transformação das ondas (subitens: 3.1, 3.2, 3.3).

3.1. Modelos Matemáticos de Ondas Oceânicas

Raramente encontra-se um corpo de água com superfície livre em que não haja ondas em sua superfície. As ondas são manifestações de forças que agem sobre o fluido tendendo a deformá-lo contra a ação gravitacional, que juntas agem para manter o nível da superfície do fluido. Portanto, as ondas requerem alguma força (ventos, impactos) para se formarem. Uma vez criada, as forças gravitacionais e de tensão superficial permitem que a onda se propague, da mesma forma como a tensão em uma corda possibilita que a mesma vibre (Dean e Dalrymple, 1991).

Os parâmetros mais importantes para descrever a onda são: comprimento, altura e profundidade sobre a qual esta se propaga. A Figura 3.1 ilustra uma onda unidimensional.

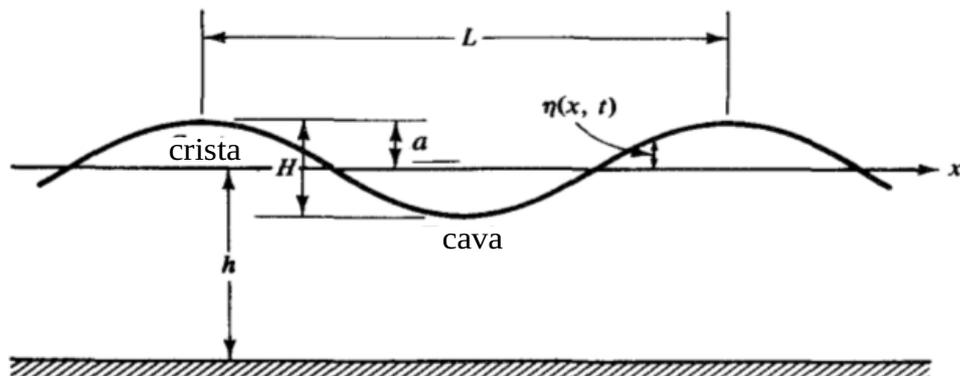


Figura 3.1. - Onda bidimensional (adaptado de: Dean e Dalrymple, 1991).

Neste esquema L é o comprimento de onda (m) (também referido como λ), h é a profundidade (m), H (m) é altura total da onda, desde a cava até a crista; $\eta(x,t)$ é a elevação da superfície livre a é a distância desde a linha de repouso até a crista. A velocidade de propagação da onda denomina-se celeridade (C ; m/s), definida pela Equação 3.1:

$$C = \frac{\lambda}{T} \quad (3.1)$$

Onde T é o período da onda (s). A linha d'água, ou linha de repouso, encontra-se em $z=0$, e o fundo em $z = -h$ (z é omitido na imagem).

3.1.1. Onda linear: a onda de Airy

George Biddell Airy (1801-1892) trabalhou em diversas áreas da ciência, conhecido pela teoria linear das ondas de pequena amplitude. Através da solução da equação de Laplace (Dean e Dalrymple, 1991), obtêm-se as seguintes expressões para elevação da superfície livre e função de escoamento potencial:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(\kappa x - \sigma t) \quad (3.2)$$

$$\phi = -\frac{H}{2} \frac{g}{\sigma} \frac{\cosh[\kappa(h+z)]}{\cosh(\kappa h)} \operatorname{sen}(\kappa x - \sigma t) \quad (3.3)$$

onde κ é o número de onda (1/m), x o eixo unidimensional, σ é a frequência (1/s) e t é o tempo (s) (κ representa a periodicidade dimensional da onda e σ representa a periodicidade temporal). Identificando η como elevação da superfície livre, e ϕ como a função de escoamento potencial, pode-se descrever as componentes da velocidade das partículas de uma onda linear em x e z pelas seguintes expressões, respectivamente:

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{H}{2} \sigma \frac{\cosh[\kappa(h+z)]}{\operatorname{senh}(\kappa h)} \cos(\kappa x - \sigma t) \quad (3.4)$$

$$w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{H}{2} \sigma \frac{\operatorname{senh}[\kappa(h+z)]}{\operatorname{senh}(\kappa h)} \operatorname{sen}(\kappa x - \sigma t) \quad (3.5)$$

Nota-se que u (m/s) é a magnitude da componente em x do vetor velocidade, e w (m/s) é a magnitude da componente em z do vetor velocidade. Neste contexto, derivando u e w em função de suas respectivas variáveis dimensionais, é possível obter a equação da aceleração de uma partícula na onda. As seguintes expressões definem σ e κ respectivamente:

$$\sigma = 2\pi/T \quad (3.6)$$

$$\kappa = 2\pi/\lambda \quad (3.7)$$

A integração das velocidades em função do tempo resulta na trajetória das partículas na onda. Tratando ζ (m) e ξ (m) como valores pequenos de deslocamento, as integrais temporais das Equações 3.4 e 3.5 resultam nas respectivas expressões:

$$\zeta(x_1, z_1, t) = \int u(x_1 + \zeta, z_1 + \xi) dt = -\frac{H \cosh[\kappa(h+z_1)]}{2 \sinh(\kappa h)} \text{sen}(\kappa x_1 - \sigma t) \quad (3.8)$$

$$\xi(x_1, z_1, t) = \int w(x_1 + \zeta, z_1 + \xi) dt = \frac{H \sinh[\kappa(h+z_1)]}{2 \sinh(\kappa h)} \cos(\kappa x_1 - \sigma t) \quad (3.9)$$

que podem ser respectivamente reescritas como:

$$\zeta(x_1, z_1, t) = -A \text{sen}(\kappa x_1 - \sigma t) \quad (3.10)$$

$$\xi(x_1, z_1, t) = B \cos(\kappa x_1 - \sigma t) \quad (3.11)$$

As Equações 3.10 e 3.11 anteriores são relacionadas definindo a trajetória das partículas em forma de elipses fechadas, não havendo portanto, transporte de massa. Esta relação é expressa pela seguinte expressão:

$$\left(\frac{\zeta}{A}\right)^2 + \left(\frac{\xi}{B}\right)^2 = 1 \quad (3.12)$$

O campo de pressões de uma onda que se propaga, pela aplicação da equação de Bernoulli para um sistema transiente, é definido como:

$$\frac{p}{\rho} + gz + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) - \frac{\partial \phi}{\partial t} = \text{constante}(t) \quad (3.13)$$

desconsiderando os termos não-lineares resulta em:

$$\frac{p}{\rho} = -gz + \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.14)$$

e pela substituição e derivação de ϕ , pode ser reescrita conforme:

$$p = -\rho gz + \rho g \frac{H \cosh[\kappa(h+z)]}{2 \cosh(\kappa h)} \cos(\kappa x - \sigma t) \quad (3.15)$$

onde, ρ é a massa específica do fluido (kg/m^3) e g é a aceleração gravitacional (m/s^2), e p é a pressão (Pa).

O campo de velocidades

Aplicando-se as Equações 3.4 e 3.5 ao longo de x ($\lambda, \lambda/4, \lambda/2...$) em um tempo arbitrário

$t=t_1$, encontra-se um esquema conforme a Figura 3.2. Através desta é possível perceber que o perfil de velocidades sob as cristas tem sentido positivo em relação a x ; por outro lado possui valores negativos em relação a x sob as cavas. Nestas mesmas regiões as componentes de velocidade em relação ao eixo z são nulas. Da mesma forma, na intersecção da superfície livre com a reta $z = 0$, as componentes de velocidade em relação a x são nulas, havendo alternância positivo/negativa das componentes de velocidade das componentes z a cada período de onda. Também nota-se a influência do profundidade (h) sobre o campo de velocidades das ondas.

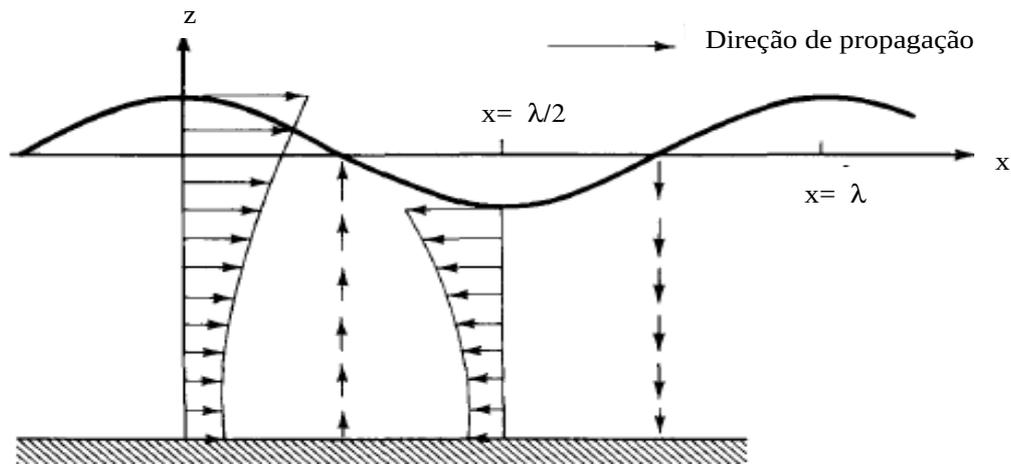


Figura 3.2. - perfis de velocidades ao longo de x (adaptado de: Dean e Dalrymple, 1991).

Trajétória das partículas

Analisando a Equação 3.12, percebe-se que se trata da equação de uma elipse. É evidente que a trajetória é função da profundidade h (vide Eqs. 3.8 e 3.9), neste caso, é necessário ilustrar a influência da profundidade na trajetória das partículas. A Figura 3.3 ilustra essa relação, evidenciando que há relações de κh , ou h/L , para quais as partículas adquirem trajetórias elípticas com variação apenas em ξ ($\kappa h < \pi/10$ – águas rasas), trajetórias elípticas com variações em ζ e ξ ($\pi/10 < \kappa h < \pi$ – águas intermediárias), e trajetórias circulares com variações em ζ e ξ ($\kappa h > \pi$ – águas profundas). Na ocasião em que $\kappa h > \pi$, diz-se que a onda não sente a influência do fundo.

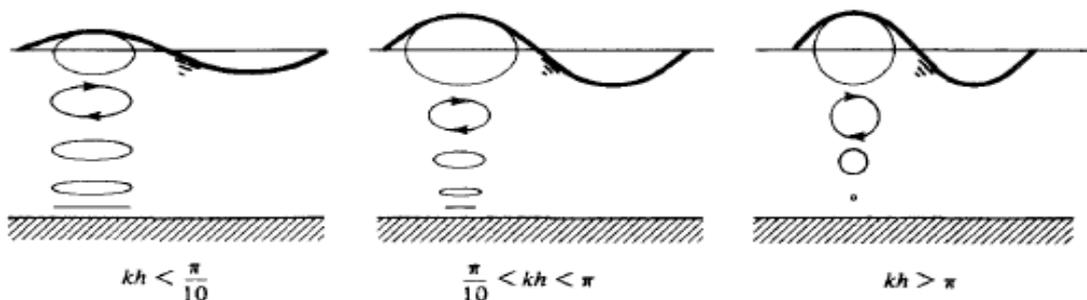


Figura 3.3. - Trajetórias para valores de κh (Dean e Dalrymple, 1991).

3.1.2. Teorias não lineares: a onda de Stokes

As teorias não-lineares mais importantes no escopo da mecânica das ondas são a Teoria de Stokes (utilizada no presente trabalho) e a Teoria Cnoidal (Dean e Dalrymple, 1991; Fenton, 1990; Varma, 2014). Stokes assumiu que todas as variações na direção x podem ser representadas pelas séries de Fourier, e que os coeficientes dessas séries podem ser escritos como expansões de perturbações (ϵ) em termos de um parâmetro que eleva a altura da onda. A teoria Cnoidal utiliza funções elípticas de Jacobi e, através de um fator numérico (módulo que varia entre 0 e 1), possibilita descrever ondas periódicas em águas rasas, onde, pela variação deste, o modelo descreve desde a onda linear, até a onda solitária – onda que possui todo o seu perfil a cima da linha de repouso, descrevendo situações de tsunamis, maremoto, ondas de vento em locais rasos prestes a quebrar.

O presente estudo preocupa-se apenas em apresentar as equações de η , ϕ , u e w utilizando uma ordem acima da teoria linear, chamada Teoria de Stokes de Segunda Ordem. Soluções para ordens superiores podem ser obtidas em Fenton, 1985. Além disso, reserva-se um trecho para a discussão acerca das condições da aplicabilidade das teorias citadas. As grandezas citadas na primeira linha deste parágrafo são dadas respectivamente pelas expressões:

$$\eta = \eta_1 + \epsilon \eta_2 = \frac{H}{2} \cos(\kappa x - \sigma t) + \frac{H^2 \kappa}{16} \frac{\cosh(\kappa h)}{\sinh^3(\kappa h)} (2 + \cosh(2\kappa h)) \cos[2(\kappa x - \sigma t)] \quad (3.16)$$

$$\phi = \phi_1 + \epsilon \phi_2 = -\frac{H}{2} \frac{g}{\sigma} \frac{\cosh[\kappa(h+z)]}{\cosh(\kappa h)} \sin(\kappa x - \sigma t) - \frac{3H^2 \sigma}{32} \frac{\cosh[2\kappa(h+z)]}{\sinh^4(\kappa h)} \sin[2(\kappa x - \sigma t)] \quad (3.17)$$

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{Hgk}{2\sigma} \frac{\cosh[\kappa(h+z)]}{\cosh(\kappa h)} \cos(\kappa x - \sigma t) + \frac{3H^2 \sigma \kappa}{16} \frac{\cosh[2\kappa(h+z)]}{\sinh^4(\kappa h)} \cos[2(\kappa x - \sigma t)] \quad (3.18)$$

$$w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{Hgk}{2\sigma} \frac{\sinh[\kappa(h+z)]}{\cosh(\kappa h)} \sin(\kappa x - \sigma t) + \frac{3H^2 \sigma \kappa}{16} \frac{\sinh[2\kappa(h+z)]}{\sinh^4(\kappa h)} \sin[2(\kappa x - \sigma t)] \quad (3.19)$$

Aplicabilidade das teorias não-lineares

Cada teoria descreve o mecanismo da onda em campos de aplicações específicos que são determinados pelos parâmetros, declividade da onda α , e profundidade relativa β .

$$\alpha = \frac{H}{L} \quad (3.20)$$

$$\beta = \frac{h}{H} \quad (3.21)$$

A Figura 3.4 é um gráfico que estabelece limites de aplicabilidades das teorias das ondas.

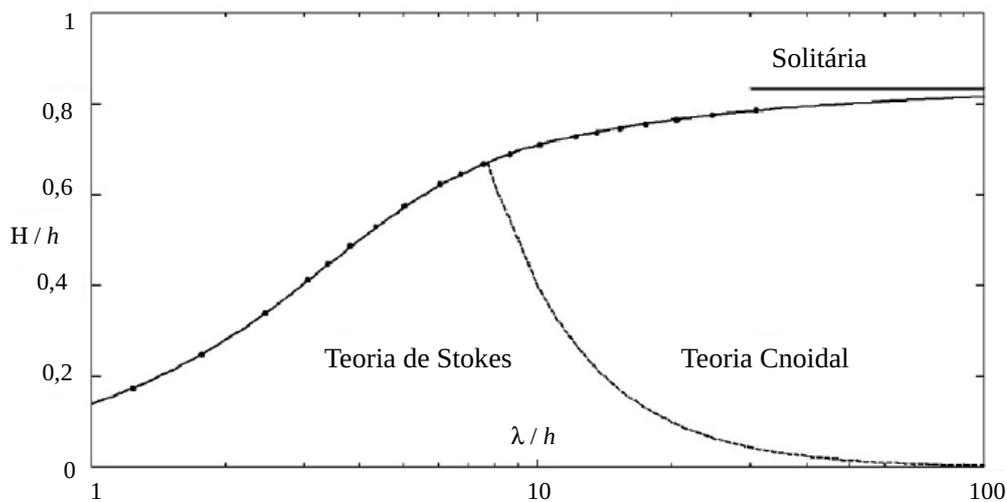


Figura 3.4 - Aplicabilidade das teorias das ondas (Fonte: Adaptado de Fenton, 1990).

Características da onda de Stokes

A Figura 3.5 ilustra uma onda não-linear de Stokes de segunda ordem. Na parte superior da imagem há as duas parcelas da Eq. 3.16 plotadas separadamente, e na parte inferior há a plotagem da soma das mesmas. Nota-se que o primeiro termo não está em fase com o segundo e, portanto, a soma dos termos resulta em uma onda não-linear de cava achatada e crista pontiaguda. Logo, é evidente que as cotas desde a linha zero até a crista e cava possuem valores diferentes.

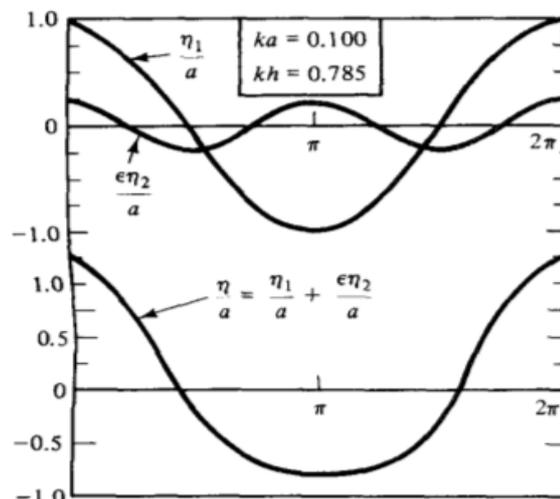


Figura 3.5 - Onda de Stokes de segunda ordem (Dean e Dalrymple, 1991).

3.2. Energia da Onda

A energia total contida em uma onda consiste de uma parcela de energia potencial (EP ; J/m^2) e uma parcela de energia cinética (EC ; J/m^2). A energia potencial resulta do deslocamento da superfície livre da onda e a energia cinética do movimento de suas partículas. Este tema possui relação direta com o presente trabalho e, por isso, destina-se este subitem às discussões referentes ao tema. Busca-se aqui determinar a energia total da onda que, como será demonstrado, é função apenas da altura da onda. Após este processo apresenta-se o conceito de fluxo de energia (FE), que é definido pela taxa de trabalho realizado pelo fluido em uma seção vertical A-A' (Figura 3.6). As deduções que seguem são realizadas conforme esquema da Figura 3.6. O desenvolvimento mais detalhado do que será apresentado neste subitem encontra-se no trabalho de Dean e Dalrymple, 1991.

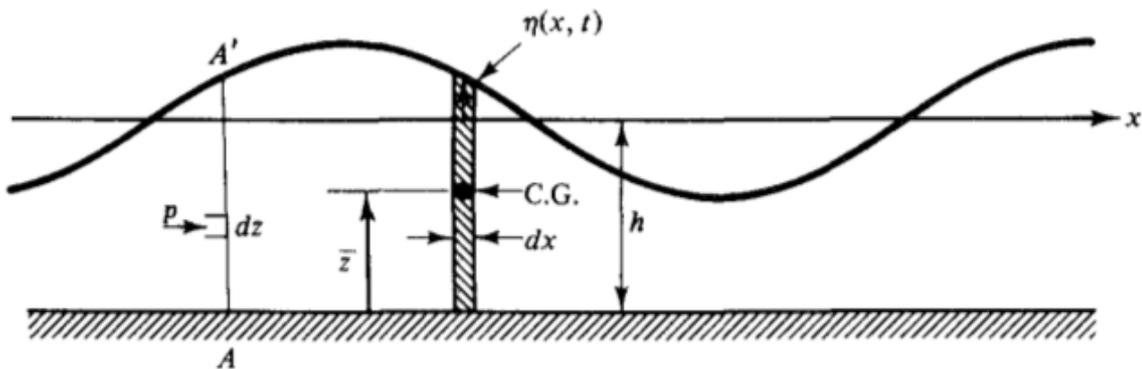


Figura 3.6 - Esquema para determinação da energia da onda (Dean e Dalrymple, 1991).

3.2.1. Energia Potencial

A energia potencial média por unidade de superfície sobre um comprimento de onda ($\overline{(EP)}_T$; J/m^2) pode ser obtida pela integração de x até $x+L$ da energia potencial média de uma coluna infinitesimal de fluido ($d(EP)$), como sugere a Figura 3.6. A expressão que define esta relação é:

$$\overline{(EP)}_T = \frac{1}{L} \int_x^{x+L} d(EP) = \frac{1}{L} \int_x^{x+L} \rho g \frac{(h+\eta)^2}{2} dx \quad (3.22)$$

e resulta na expressão seguinte pela sua integração substituindo η pela função da elevação da superfície livre (Equação 3.2).

$$\overline{(EP)}_T = \rho g \frac{h^2}{2} + \rho g \frac{H^2}{16} \quad (3.23)$$

Percebe-se que a primeira parcela do lado direito da Equação 3.23 refere-se à coluna d'água sem a presença da onda. Portanto, a energia potencial média referente apenas a onda ($(\overline{EP})_{onda}$; J/m²) é função apenas de sua própria altura e pode ser escrita como:

$$(\overline{EP})_{onda} = \rho g \frac{H^2}{16} \quad (3.24)$$

3.2.2. Energia Cinética

Para determinar a energia cinética média por unidade de largura sobre um comprimento de onda ((\overline{EC}) ; J/m²), deve-se integrar a energia cinética de uma quantidade infinitesimal de fluido ($d(EC)$) sobre o comprimento de onda e sobre a profundidade. A expressão que define esta relação é:

$$(\overline{EC}) = \frac{1}{L} \int_x^{x+L} \int_{-h}^{\eta} d(EC) = \frac{1}{L} \int_x^{x+L} \int_{-h}^{\eta} \rho \frac{u^2 + w^2}{2} dz dx \quad (3.25)$$

então substituindo u (Eq. 3.4) e w (Eq. 3.5) e resolvendo as integrais, resulta em:

$$(\overline{EC}) = \rho g \frac{H^2}{16} \quad (3.26)$$

Portanto, a energia cinética média é função apenas de sua própria altura, e possui exatamente o mesmo valor da energia potencial média da onda. Nota-se portanto que o sistema é conservativo.

3.2.3. Fluxo de Energia

O fluxo de energia médio por unidade de largura em um determinado período (FE) pode ser descrito conforme a expressão abaixo:

$$FE = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} \int_{-h}^{\eta} p du dz dt \quad (3.27)$$

pela substituição de pd pela pressão dinâmica, u pela velocidade em x , e resolvendo a integral obtém-se a expressão:

$$FE = \left(\frac{1}{8} \rho g H^2 \right) \frac{\sigma}{\kappa} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\kappa h}{\sinh(2\kappa h)} \right) \right] \quad (3.28)$$

que pode ser reescrita como:

$$FE = ECn \quad (3.29)$$

Observa-se que a parte entre parênteses da Equação 3.28 é a soma das energias potencial e cinética médias (E ; J/m^2), e denota-se o termo entre colchetes como n (Eq. 3.30). Torna-se, portanto, necessário comentar que, a razão entre a frequência e o número de onda resulta em sua celeridade ($C = \sigma/\kappa$), e sua multiplicação por n define a velocidade com que a energia é transmitida.

$$n = \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\kappa h}{\sinh(2\kappa h)} \right) \right] \quad (3.30)$$

3.3. Transformação das ondas

Este subitem destina-se à discussão de dois fenômenos importantes para o embasamento conceitual do presente trabalho. São eles: refração e rebentação. Estes fenômenos ocorrem pela interação de ondas com obstáculos como obras de engenharia, variações de profundidade, dispositivos geradores de energia, etc. Para tanto, é necessário introduzir o estudo da onda bidimensional, que se propaga em um plano (x, y). Neste sentido, o número de onda κ passa a ter componentes nas duas direções, portanto é um vetor aqui denominado pelo mesmo símbolo, porém em negrito $\mathbf{\kappa}$. A Figura 3.7 ilustra de forma esquemática, onde $\mathbf{\kappa}$ possui mesma direção e sentido da frente de onda ($\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j}$).

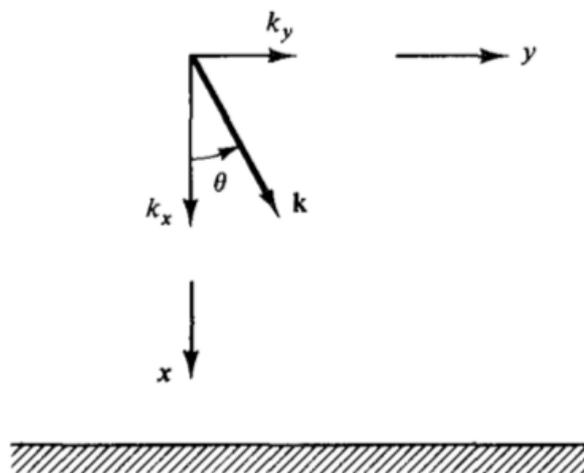


Figura 3.7 - Vetor número de onda e suas componentes (Dean e Dalrymple, 1991).

$$\mathbf{\kappa} = \kappa_x \mathbf{i} + \kappa_y \mathbf{j} = \kappa \cos(\theta) + \kappa \sin(\theta) \quad (3.31)$$

Neste mesmo contexto, a função escalar de fase Ω coordena a periodicidade da onda no espaço e tempo, onde θ é o ângulo ilustrado na Figura 3.7. Além disso, é possível notar que a derivada espacial de Ω é igual a $\boldsymbol{\kappa}$, bem como a derivada temporal de Ω é igual a $-\sigma$. As respectivas relações seguem:

$$\Omega(x, y, t) = \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r} - \sigma t = \kappa_x i x + \kappa_y j y - \sigma t = \kappa_x x + \kappa_y y - \sigma t \quad (3.32)$$

$$\nabla \Omega = \boldsymbol{\kappa} \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -\sigma \quad (3.34)$$

essas relações dão origem as Equação de Conservação das Ondas, e possuem um significado físico importante: qualquer variação temporal no número de onda é balanceado por uma variação espacial da frequência e vice-versa. Por este motivo, em muitos cálculos de engenharia desconsideram-se variações no período da onda ao longo de sua propagação (Dean e Dalrymple, 1991). Matematicamente isto é expresso pelas seguintes expressões:

$$\frac{\partial(\nabla \Omega)}{\partial t} + \nabla(-\frac{\partial \Omega}{\partial t}) = 0 \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial(\boldsymbol{\kappa})}{\partial t} + \nabla(\sigma) = 0 \quad (3.36)$$

3.3.1. Refração

A análise matemática do fenômeno de refração das ondas inicia-se pela equação governante do ângulo de onda, que é dado pelo gradiente de $\boldsymbol{\kappa}$. O gradiente de um escalar é irrotacional:

$$\nabla \times \boldsymbol{\kappa} = \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \kappa \cos(\theta) & \kappa \sin(\theta) \end{vmatrix} = \frac{\partial(\kappa \sin \theta)}{\partial x} - \frac{\partial(\kappa \cos \theta)}{\partial y} = 0 \quad (3.37)$$

portanto:

$$\kappa \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial x} + \kappa \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial y} = \cos \theta \frac{\partial \kappa}{\partial y} - \sin \theta \frac{\partial \kappa}{\partial x} \quad (3.38)$$

Contudo, as derivadas parciais não-lineares de primeira ordem de θ não são de simples

obtenção. Então, busca-se transformar a Equação 3.38 em uma equação válida para coordenadas locais (\mathbf{s} , \mathbf{n}), onde \mathbf{s} possui direção da onda e \mathbf{n} à sua normal (Figura 3.8).

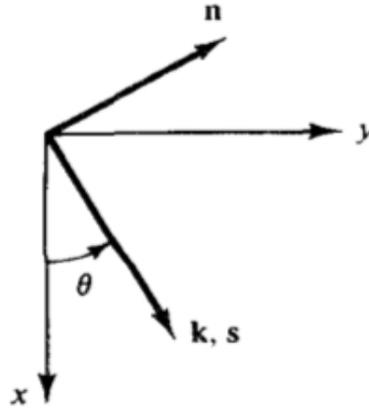


Figura 3.8 - vetores \mathbf{s} e \mathbf{n} e suas direções (Dean e Dalrymple, 1991).

Para isso, utilizam-se expressões que relacionam x e y com \mathbf{s} e \mathbf{n} :

$$x = \mathbf{s} \cos \theta - \mathbf{n} \sin \theta \quad (3.39)$$

$$y = \mathbf{s} \sin \theta + \mathbf{n} \cos \theta \quad (3.40)$$

e as expressões que estabelecem as derivadas de uma grandeza qualquer em função de \mathbf{s} e \mathbf{n} :

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{s}} = \frac{dx}{ds} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{dy}{ds} \frac{\partial}{\partial y} = \cos \theta \frac{\partial}{\partial x} + \sin \theta \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} = -\sin \theta \frac{\partial}{\partial x} + \cos \theta \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.42)$$

Dessa forma a equação governante do ângulo de onda (Equação 3.38) pode ser reescrita na forma de equações abaixo ao utilizar a relação $C = \sigma/\kappa$ (Dean e Dalrymple, 1991):

$$\frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{s}} = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \mathbf{n}} \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{s}} = \frac{-1}{C} \frac{\partial C}{\partial \mathbf{n}} \quad (3.44)$$

No entanto, a velocidade da onda varia de acordo com a profundidade sob a qual se propaga.

Portanto, destaca-se a forte influência da batimetria sobre o caminho percorrido pelas ondas. Considerando a propagação de uma onda sob uma região com variação de profundidade em apenas um sentido, a Equação 3.37 é reescrita para variações ao longo de x como:

$$\frac{\partial(\kappa \operatorname{sen} \theta)}{\partial x} = 0 \quad (3.45)$$

utilizando, novamente, a relação $C = \sigma/\kappa$, a Equação 3.45 resulta em:

$$\kappa \operatorname{sen} \theta = \frac{\operatorname{sen} \theta}{C} = \text{constante} \quad (3.46)$$

esta equação é a lei de Snell, e demonstra que as frentes de onda tendem a se propagar em direção a costa. A Figura 3.9 ilustra ondas se propagando em direção a costa. Obviamente isto é decorrente da redução da profundidade, causando a redução de velocidade das frentes de onda e, conseqüentemente, forçando θ ser normal à linha da costa.

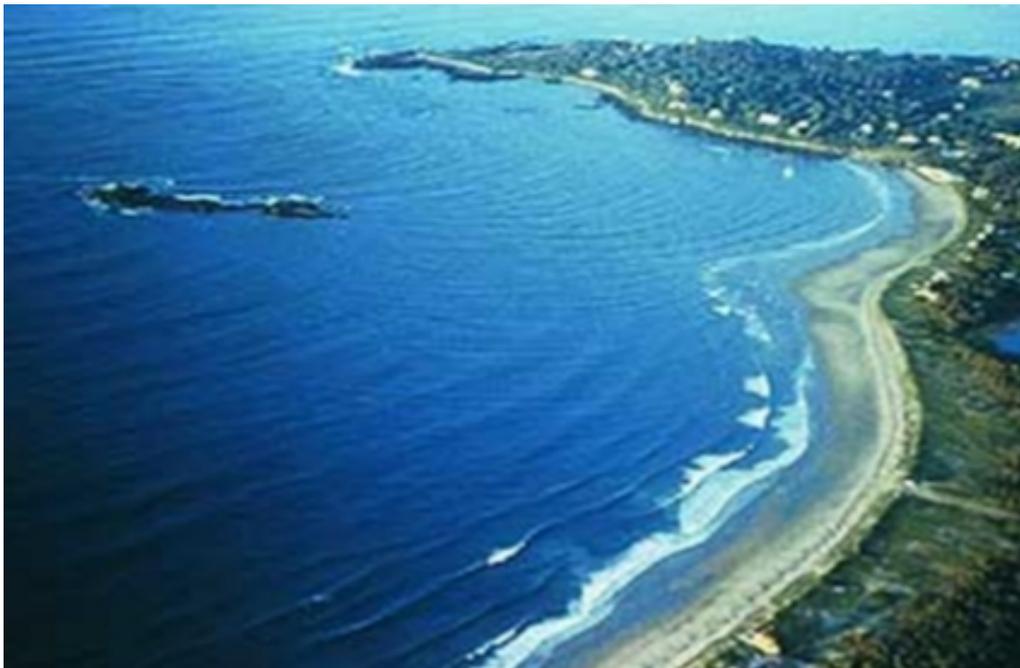


Figura 3.9 - Ondas se propagando em direção a costa.

Além disso, outro fenômeno decorrente da refração que vale ser discutido é abordado levando em conta a conservação de energia. A Figura 3.10, ilustra uma frente de onda que se propaga à costa entre dois raios de onda.

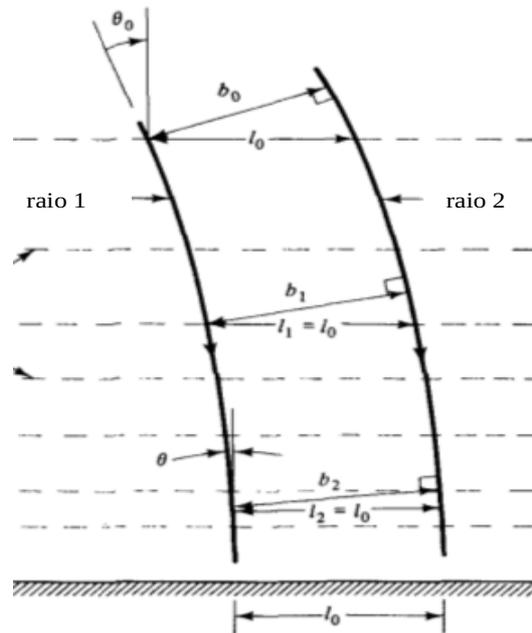


Figura 3.10 - Esquema para exemplificação da conservação de energia (Dean e Dalrymple, 1991)

Tomando os fluxos de energia em duas seções transversais ao caminho da onda b_1 e b_2 (m), obtém-se a equação:

$$ECnb_1 = ECnb_2 \quad (3.47)$$

onde, ao substituir a energia (E ; soma das energias potencial e cinética) pela expressão correspondente em função da amplitude da onda obtém-se:

$$H_2 = H_1 \sqrt{\frac{Cn_1}{Cn_2}} \sqrt{\frac{b_1}{b_2}} \quad (3.48)$$

que evidencia o ganho de amplitude da onda quando a mesma se propaga para locais menos profundos (empolamento), uma vez que $Cn_2 < Cn_1$ e $b_1 = b_2$ (Dean e Dalrymple, 1991).

Retomando a ideia de que este fenômeno ocorre devido a redução de velocidade, vale ressaltar que há ganho de energia potencial às custas da perda de energia cinética. Embora tenha sido visto que ambas são função de H , esta condição é bastante intuitiva de ser imaginada. Mesmo que não tenham sido diretamente abordadas no presente trabalho, existem equações que relacionam a celeridade da onda em função da profundidade sob a qual esta se propaga. A Equação 3.49 é um exemplo deste equacionamento, sendo aqui apresentado tão somente para consolidar a presente argumentação. Note que se o argumento da função \tanh diminuir, o valor de C também diminui.

Portanto, a diminuição da celeridade da onda com a diminuição de profundidade é percebida.

$$C = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(\kappa h)} \quad (3.49)$$

Rebentação

A discussão acerca do empolamento da onda quando esta se aproxima de regiões de mais baixa profundidade é muito importante para o entendimento da rebentação das ondas. Contudo, a argumentação realizada em 3.3.1 (Equação 3.48) sugere que a altura da onda deve crescer infinitamente quando se aproxima de águas cada vez mais rasas. Este fenômeno obviamente não ocorre. A realidade é que há uma cota máxima para H além da qual a onda se desfaz com grande perda de energia sob forma de turbulência, fenômeno denominado de rebentação, ou quebra da onda (Dean e Dalrymple, 1991). Este fenômeno é bastante complexo e ocorre de diferentes formas a depender da inclinação e aspereza do fundo sob o qual a onda se propaga, da profundidade relativa (β) e declividade da onda (α). Rebentações em águas rasas podem ser classificadas como: progressiva, mergulhante e de fundo. Além disso, a rebentação pode ocorrer em águas profundas pela ação direta dos ventos (Alfredini e Arasaki, 2009).

4. MODELOS NUMÉRICOS DE CFD

Este subitem é destinado à discussão acerca dos métodos numéricos utilizados em problemas fluidodinâmicos. Uma vez que este seguimento da ciência é fortemente auxiliado por técnicas computacionais, é comumente referido como *Computational Fluid Dynamics*, *CFD* (fluidodinâmica computacional). Em suma, o principal papel dos métodos *CFD* é aproximar as equações de conservação da mecânica dos fluidos, e algumas vezes a equação da energia, através de um sistema de equações algébricas. As Equações de conservação serão aqui apresentadas, bem como as principais etapas para obtenção e análise de uma solução aproximada por este método. Cabe aqui destacar que a utilização de modelos numéricos possibilita extrair resultados de equações cuja solução analítica é extremamente complexa ou impossível de ser obtida. Portanto, o desenvolvimento destas técnicas é muito relevante para o aperfeiçoamento da engenharia de maneira geral (produtos, obras e processos de fabricação).

4.1. Modelo Matemático

A lei da conservação de uma propriedade extensiva relaciona a taxa de variação desta propriedade em uma massa definida com efeitos externos. Para massa, que não é criada ou destruída, a equação de conservação pode ser escrita conforme:

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (4.1)$$

por outro lado, a quantidade de movimento pode ser transformada pela ação de forças (segunda lei de Newton), resultando na expressão:

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \sum \mathbf{f} \quad (4.2)$$

nestas equações m (kg) é a massa, \mathbf{v} é a velocidade e \mathbf{f} são forças atuantes na massa de controle (Ferziger e Perić, 2002).

Para transformar essas leis em correspondentes para volumes de controle (VC), a variável fundamental de análise é intensiva, uma vez que independem da quantidade de massa da amostra. Considerando ϕ como qualquer propriedade intensiva conservada (para conservação da massa, $\phi = 1$; para conservação da quantidade de movimento, $\phi = \mathbf{v}$; para conservação de um escalar ϕ , representa a propriedade conservada por unidade de massa), a correspondente propriedade extensiva (Φ) pode ser expressa como a seguinte expressão:

$$\Phi = \int_{V(mc)} \rho \varphi dV \quad (4.3)$$

onde $V(mc)$ representa o volume ocupado pela massa de controle.

Por definição, as equações de conservação para VCs podem ser reescritas conforme a seguinte expressão (teorema do transporte de Reynolds) (Ferziger e Perić, 2002):

$$\frac{d}{dt} \int_{V(mc)} \rho \varphi dV = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho \varphi dV + \int_{S(VC)} \rho \varphi (\mathbf{v} - \mathbf{vb}) \cdot \mathbf{n} dS \quad (4.4)$$

onde VC é o volume de controle, $S(VC)$ é a superfície que envolve o volume de controle, \mathbf{n} é o vetor unitário ortogonal a esta superfície direcionado para fora; \mathbf{vb} é a velocidade com que o volume de controle se move. Para um VC fixo no espaço, como neste trabalho, \mathbf{vb} é nulo ($\mathbf{vb} = 0$). Esta relação afirma que a taxa de variação de uma propriedade na massa de controle (MC), Φ , é igual taxa de variação da propriedade dentro de VC somado ao seu fluxo através de suas superfícies de contorno. O último termo do lado direito é chamado de termo advectivo de φ (Ferziger and Perić 2002). Diversas derivações do equacionamento aqui apresentado pode ser achado no referencial do presente trabalho (Fox, Pritchard, e Mcdonald, 2011; Munson, Okiishi, e Huebsch, 2009; Maliska, 2004; Patankar, 1980).

4.1.1. Conservação da massa

A conservação da massa (continuidade) na forma integral segue diretamente do teorema do transporte de Reynolds para $\varphi = 1$, resultando em:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho dV + \int_{S(VC)} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (4.5)$$

assim, aplicando o teorema da divergência de Gauss no termo advectivo, é possível transformar a integral de superfície em uma integral de volume. Isto permite escrever na forma diferencial como:

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4.6)$$

4.1.2. Conservação da quantidade de movimento

A conservação da quantidade de movimento ($\varphi = \mathbf{v}$), para um volume de controle fixo no espaço é escrita conforme a seguinte equação:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \mathbf{v} dV + \int_{s(VC)} \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \sum \mathbf{f} \quad (4.7)$$

Para expressar o termo do lado direito da igualdade em termos de propriedade intensiva, é necessário considerar forças que podem agir sobre o VC – forças de superfície (pressão, tensões normal e de cisalhamento, tensão superficial, etc.) e forças de campo (ação da gravidade, força centrífuga, forças de Coriolis, força eletromagnética, etc.). Assumindo a hipótese de escoamento newtoniano, o tensor tensões \mathbf{T} , que é a taxa de transporte da quantidade de movimento, é definido pela equação:

$$\mathbf{T} = - \left(p + \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{v} \right) \mathbf{I} + 2 \mu \mathbf{D} \quad (4.8)$$

onde μ é viscosidade do fluido (Pa s), \mathbf{I} é o tensor identidade e \mathbf{D} é a taxa de deformação (N/m²), definida da seguinte forma (Ferziger e Perić 2002):

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} [\mathit{grad} \mathbf{v} + (\mathit{grad} \mathbf{v})^T] \quad (4.9)$$

Portanto, representando as forças de corpo (por unidade de massa) por \mathbf{b} , a forma integral da conservação da quantidade de movimento é escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \mathbf{v} dV + \int_{s(VC)} \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_{s(VC)} \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{VC} \rho \mathbf{b} dV \quad (4.10)$$

que na forma diferencial, resulta na equação seguinte, que é enfoque da presente discussão:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{b} \quad (4.11)$$

4.1.3. Discretização

Após definir o modelo matemático é necessário escolher o método adequado de discretização. Deve-se escolher um método que aproxime a equação parcial diferencial através de um sistema de equações algébricas. Dessa forma, as propriedades são arranjadas em localizações discretas no espaço e no tempo (Ferziger e Perić 2002). Muitos métodos podem cumprir este papel (Método das Diferenças Finitas, Método dos Volumes Finitos, Método dos Elementos Finitos). Cada uma das equações aproximadas interpola valores de incógnitas entre espaços discretos vizinhos.

Neste contexto, portanto, é simples entender que, quando decide-se calcular N valores de

uma variável no domínio, tem-se N incógnitas, sendo necessárias N equações algébricas para fechamento. Restando um sistema de N equações a N incógnitas. Se desejável, é possível aumentar o número de incógnitas, e conseqüentemente o sistema linear a ser resolvido. Nota-se assim, portanto, que, quão maior for o número de regiões discretas que quer se contemplar, tão maior será o sistema de equações que deve-se resolver (Maliska, 2004).

Malha

A localização onde as variáveis devem ser calculadas são definidas por uma malha numérica que, essencialmente, é uma representação discretizada do domínio sob o qual as equações devem ser resolvidas. Este divide o domínio em finitos subdomínio (elementos, volumes de controle, etc) (Ferziger e Perić 2002). A Figura 4.1 ilustra uma malha, onde é possível notar o maior número de divisões do domínio (refinamento) em regiões específicas e estratégicas. Imaginando que, através do canal ilustrado na Figura 4.1, seja imposto um escoamento, espera-se que maiores gradientes de velocidade ocorram em regiões próximas ao obstáculo. Assim sendo, utiliza-se a técnica de refinamento para melhor captar estes gradientes, melhorando a solução. Obviamente, isso é o mesmo que aumentar a ordem do sistema a ser calculado (N), porém há casos em que a qualidade da solução não se sobrepõe ao esforço acrescido para a solução do sistema.

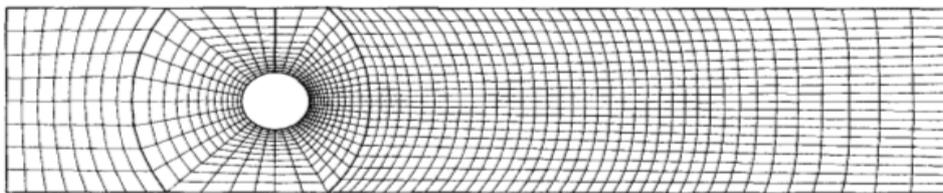


Figura 4.1 - Malha de um canal com a presença de um obstáculo (Ferziger e Perić, 2002).

4.1.4. Solução

As matrizes obtidas após a aplicação de devidos métodos numéricos são geralmente bastante esparsas (grande número de zeros) e de grande ordem, portanto deve-se aplicar um método de solução condizente com as condições do problema. Métodos diretos, necessitam de alguma forma, utilizar processos semelhantes a inversão da matriz em questão. Uma vez que a maioria das operações realizadas na inversão de matrizes trabalham fundamentalmente com os zeros, não é desejável utilizar a referida técnica na solução de sistemas de CFD. Além disso, o fato de trabalhar com equações diferenciais não lineares, faz com que matriz de coeficientes do sistema linear algébrico deva ser atualizado ao longo do processo. Portanto, não há sentido em resolver diretamente (de forma exata) um sistema cujos coeficientes não são corretos. Em CFD, os métodos iterativos são preferíveis (Maliska, 2004).

4.1.5. Estabilidade e Convergência

Um dos requisitos fundamentais do método numérico é que ele reproduza a equação diferencial quando o tamanho da malha espacial e temporal tenda a infinitos números de pontos. Ou seja, erros de truncamento devem tender a zero através de refinamentos de malha. Soluções que possuem essa característica são chamadas de consistentes. Contudo, erros de arredondamento podem se multiplicar e desestabilizar a solução. Outros erros relacionados aos tratamentos de acoplamentos de variáveis fazem com que algumas variáveis evoluam mais rapidamente que outras no processo iterativo, provocando instabilidade. Portanto, deve-se verificar a convergência da solução, pois uma solução numérica convergente é estável e tende para a solução das equações diferenciais quando a malha é refinada (Maliska, 2004).

Uma técnica adotada neste âmbito é o teste de refinamento de malha. Para isto realizam-se simulações com refinamentos de malha consecutivos, monitorando a diferença de resultados consecutivos. Ao passo que o erro entre duas simulações seguidas torna-se pequeno o suficiente, diz-se que a malha é independente da discretização. De forma análoga, para problemas em regime transiente, verifica-se a independência do passo de tempo.

4.2. Método dos Volumes Finitos

O método que, para obter as equações aproximadas, satisfaz a conservação da propriedade em nível de volumes elementares é chamado de Método dos Volumes Finitos (MVF). Existem duas maneiras de obter as equações aproximadas pela utilização deste método. A primeira é a realização de balanços da propriedade ϕ nos volumes elementares. A segunda é integrar sobre os referidos volumes, no espaço e no tempo, as equações na forma conservativa. Forma conservativa é aquela em que na equação diferencial aparecem os fluxos dentro das derivações. Assim, após a integração espacial, os fluxos são determinados nas fronteiras do volume de controle, equivalente, portanto, ao balanço (Maliska, 2004).

Para o melhor entendimento, apresenta-se a Figura 4.2, que ilustra uma malha esquemática, que servirá para localizar as equações que aqui serão apresentadas. Nesta é importante observar os pontos P , N , S , W e E , que concentram os valores das propriedades dentro dos volumes elementares – P representa o volume de controle analisado e os demais são seus vizinhos. As faces que separam o volume elementar P de seus vizinhos são n , s , w e e . Nota-se que as dimensões de cada volume de controle são denotadas por Δx e Δy e os vetores normais a cada face por \mathbf{n} .

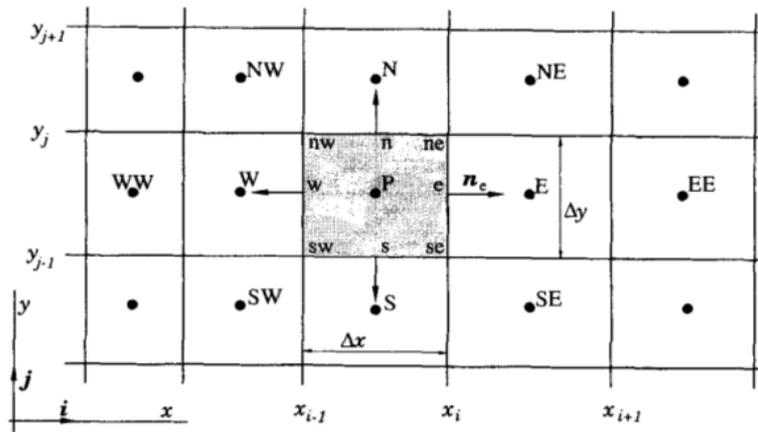


Figura 4.2 - Discretização bidimensional por volumes finitos (Ferziger e Perić, 2002).

Um esquema semelhante, porém tridimensional é ilustrado na Figura. 4.3. Este omite os volumes vizinhos, e será objeto principal no passo de discretização. Note que na Figura 4.3 há dois volumes finitos a mais contemplados devido a adição do eixo z : são eles os volumes B e T . Consequentemente surgem as faces b e t .

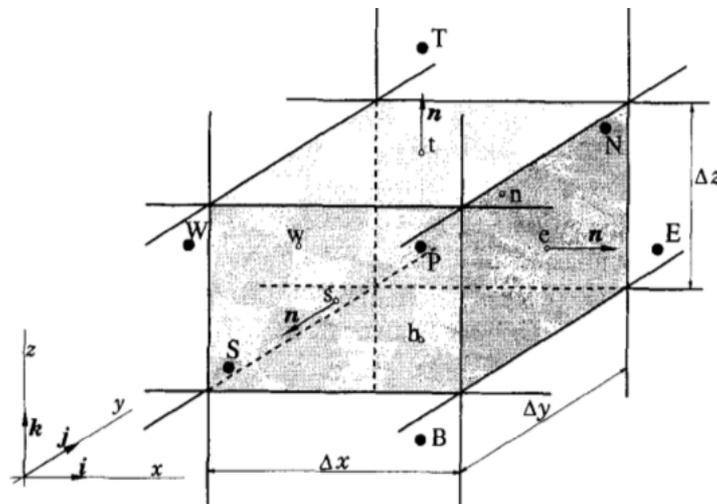


Figura 4.3 - Discretização tridimensional por volumes finitos (Ferziger e Perić, 2002)

4.2.1. Discretização da equação de conservação

A Equação 4.4 é equivalente a seguinte equação:

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\varphi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\varphi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w\varphi)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\varphi}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\varphi}\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_{\varphi}\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) + q_{\varphi} \quad (4.12)$$

Neste âmbito, para relacionar a equação em questão com a malha apresentada nas Figuras 4.2 e 4.3, considera-se que a propriedade φ está sendo calculada no volume de controle ilustrado na

Figura 4.3. Dessa forma, aplicando as integrais espaciais e temporais sobre o volume de controle:

$$\int_{V,t} \frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} dVdt + \int_{V,t} \frac{\partial(\rho u\varphi)}{\partial x} dVdt + \int_{V,t} \frac{\partial(\rho v\varphi)}{\partial y} dVdt + \int_{V,t} \frac{\partial(\rho w\varphi)}{\partial z} dVdt = \int_{V,t} \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial x}) dVdt + \int_{V,t} \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial y}) dVdt + \int_{V,t} \frac{\partial}{\partial z} (\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial z}) dVdt + \int_{V,t} q_\varphi dVdt \quad (4.13)$$

resulta em:

$$\frac{M_P\varphi_P - M_P\varphi_P^0}{\Delta t} + \dot{M}_e\varphi_e^\theta - \dot{M}_w\varphi_w^\theta + \dot{M}_n\varphi_n^\theta - \dot{M}_s\varphi_s^\theta + \dot{M}_t\varphi_t^\theta - \dot{M}_b\varphi_b^\theta = D1 \frac{\partial\varphi}{\partial x}|_e^\theta - D1 \frac{\partial\varphi}{\partial x}|_w^\theta + D2 \frac{\partial\varphi}{\partial x}|_n^\theta - D2 \frac{\partial\varphi}{\partial x}|_s^\theta + D3 \frac{\partial\varphi}{\partial x}|_t^\theta - D3 \frac{\partial\varphi}{\partial x}|_b^\theta \quad (4.14)$$

onde Γ_φ é a difusividade de φ . Da Equação 4.14 deve-se notar que o sobrescrito 0 refere-se ao valor da propriedade calculada no nível iterativo anterior, e que o sobrescrito θ define se o cálculo do fluxo é realizado no início ou no fim do intervalo de tempo. Quando opta-se por utilizar as propriedades dos volumes vizinhos calculadas no nível iterativo anterior, $\theta = 0$, e a solução é chamada de explícita. Quando opta-se por utilizar as propriedade no nível iterativo atual, $\theta = 1$, a solução é chamada de totalmente implícita. Os subscritos com letras minúsculas definem a face que está sendo avaliada.

Nota-se sobretudo que há uma combinação linear cuja solução define o valor da propriedade φ no ponto P . Portanto basta calcular os valores das propriedades nas interface adotando alguma função de interpolação. As derivadas nas interfaces também podem ser calculadas dessa forma. Os coeficientes M_P , M_e , M_w , M_n , M_s , M_b , $D1$, $D2$, $D3$ são mostrados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1. Resumo dos índices da equação discretizadas.

$\dot{M}_e = \rho u \Delta y \Delta z _e$	$\dot{M}_w = \rho u \Delta y \Delta z _w$	$\dot{M}_n = \rho v \Delta x \Delta z _n$	$\dot{M}_s = \rho v \Delta x \Delta z _s$
$\dot{M}_t = \rho w \Delta x \Delta y _t$	$\dot{M}_b = \rho w \Delta x \Delta y _b$	$D1_e = \Gamma_\varphi \Delta y \Delta z _e$	$D1_w = \Gamma_\varphi \Delta y \Delta z _w$
$D2_n = \Gamma_\varphi \Delta x \Delta z _n$	$D2_s = \Gamma_\varphi \Delta x \Delta z _s$	$D3_t = \Gamma_\varphi \Delta x \Delta y _t$	$D3_b = \Gamma_\varphi \Delta x \Delta y _b$
$M_P = \rho \Delta x \Delta y \Delta z$			

Ainda, para esclarecer os comentários realizados com respeito aos níveis iterativos utilizados para as variáveis nos volumes de controle vizinhos, apresenta-se a Figura 4.4. Esta esquematiza dois níveis iterativos consecutivos denotados por t e $t + \Delta t$. Percebe-se que, na

formulação explícita, os valores das variáveis dos vizinhos de P são computados no nível iterativo t . Na solução totalmente implícita, utilizam-se apenas os valores no nível $t+\Delta t$. Nas ocasiões em que há uma mescla entre as duas metodologias, chama-se de formulação implícita (Maliska, 2004).

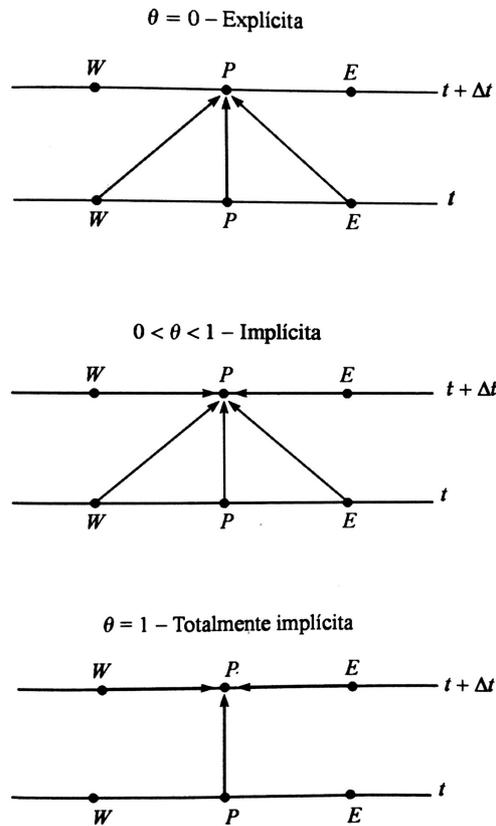


Figura 4.4 - Esquema dos métodos de formulação utilizados em MVF (Maliska, 2004).

4.2.2. Funções de interpolação

Para determinar os valores da propriedade φ nas interfaces do volume elementar em questão é necessário lançar mão de uma função que traduza a variação desta propriedade entre os pontos conhecidos. Vale destacar que os pontos conhecidos são aqueles que concentram os valores das propriedades em cada volume (P , W , E , N , S , T , B). Nesta abordagem utiliza-se um exemplo unidimensional (em x) da equação de conservação em regime permanente, e sem fonte. Este exemplo é mostrado como segue:

$$\frac{\partial(\rho u \varphi)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \quad (4.15)$$

$$\rho u \varphi|_e - \rho u \varphi|_w = \Gamma_\varphi \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_e - \Gamma_\varphi \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_w \quad (4.16)$$

Percebe-se que a Equação 4.16 é muito semelhante a Equação 4.14, de forma que a próxima tarefa necessária para definição do modelo numérico, em ambas, é determinar a função de interpolação de φ . Utilizando por exemplo um esquema de diferenças centrais – *Central Differencing Scheme* (CDS) – a Equação 4.16 resulta na seguinte expressão:

$$\rho u \frac{(\varphi_E + \varphi_P)}{2} - \rho u \varphi \frac{(\varphi_P + \varphi_W)}{2} = \Gamma_\varphi \frac{(\varphi_E - \varphi_P)}{\Delta x} - \Gamma_\varphi \frac{(\varphi_P - \varphi_W)}{\Delta x} \quad (4.17)$$

Um outro esquema de interpolação conhecido e bastante tradicional é o *upwind*. Neste, o valor da variável na interface recebe o valor do volume elementar a montante. Portanto, para u positivo, $\varphi_w = \varphi_P$ e $\varphi_e = \varphi_P$. Para u negativo, $\varphi_w = \varphi_P$ e $\varphi_e = \varphi_E$. Dessa forma, a Equação 4.16 pode ser calculada conforme segue:

$$\rho u \varphi_P - \rho u \varphi_P = \Gamma_\varphi \frac{(\varphi_E - \varphi_P)}{\Delta x} - \Gamma_\varphi \frac{(\varphi_P - \varphi_W)}{\Delta x} \quad (4.18)$$

Notando que o esquema *upwind* foi utilizado apenas nos termos advectivos. Perceba que nos dois casos (e em todos os casos em que aplicam-se as funções de interpolação) as equações discretizadas podem ser resumidas como:

$$A_P \varphi_P = A_E \varphi_E + A_W \varphi_W = \sum_{\text{vizinhos}} A_{\text{vizinhos}} \varphi_{\text{vizinhos}} \quad (4.19)$$

Os coeficientes A_P , A_E e A_W aglutinam as propriedades remanescentes da discretização com as características da função de interpolação

4.2.3. Condições de contorno

Volumes finitos adjacentes às fronteiras do domínio não possuem a mesma forma geral da equação discretizada do volume genérico, uma vez que estes não possuem todos os volumes vizinhos. Portanto, na ocasião em que o volume de controle P estiver posicionado nas regiões de fronteira, as informações das condições ali impostas se propagam para dentro do domínio através das funções de interpolação.

φ prescrito

Neste caso o fluxo advectivo é igual a zero e o difusivo é calculado considerando que a

propriedade ϕ do volume vizinho (que não faz parte do domínio) encontra-se na superfície do volume discretizado, respeitando o Δx , Δy ou Δz desde o centro deste volume até a interface.

Fluxo prescrito de ϕ

Como a condição é impermeável, o fluxo advectivo é zero. O fluxo difusivo deve ser substituído pelo valor prescrito.

Fronteira com entrada ou saída de massa

Neste caso o fluxo difusivo é nulo na face de contorno e o fluxo advectivo deve ser informado. Essa condição é também chamada de localmente parabólica.

4.2.4. Acoplamento de variáveis

O problema de acoplamento entre variáveis se destaca em casos de mecânica dos fluidos. Um dos principais problemas é o da pressão-velocidade para escoamentos incompressíveis. A forma convencional de solução desses problemas requer que cada variável tenha uma equação evolutiva para ser avançada e, como visto, essas equações são definidas pelas equações de conservação de ϕ . Para escoamentos em que a pressão pode ser calculada utilizando uma equação de estado que relacione a pressão com a massa específica e/ou temperatura, não existe o problema do acoplamento referido. Contudo, nos casos em que uma equação de estado do tipo $P(\rho, T)$ não possa ser estabelecida, surge o problema de não haver equação evolutiva para P , cujo gradiente aparece na equação da conservação da quantidade de movimento.

O desafio portanto é determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da conservação da massa. O caso em que ρ é constante ou possui relação apenas com a temperatura possuem este mesmo tratamento numérico. Fundamentalmente, o seguinte procedimento de avanço da solução do instante t para o instante Δt deve ser aplicado (Maliska, 2004).

- 1) Fornecer os valores iniciais das variáveis dependentes;
- 2) Calcular T , usando a equação da energia;
- 3) Calcular ρ , usando $\rho = \rho(T)$;
- 4) Calcular P . Um algoritmo para isso deve ser utilizado;
- 5) Calcular as componentes do vetor velocidade, usando as equações do movimento;
- 6) Verificar se as velocidades satisfazem a equação da conservação da massa. Caso não satisfaçam,

voltar ao passo 4 e recalcular a pressão. Iterar 4-5-6 até que a equação da conservação da massa seja satisfeita.

7) Como a temperatura depende das velocidades, voltar ao passo 2 e recomeçar o processo.

8) Após a convergência, avançar novo intervalo de tempo, até que o regime permanente seja alcançado ou até atingir-se o tempo da simulação desejado.

Como observa-se, a questão-chave da solução é a iteração de 4-5-6, em que envolve-se a criação de um algoritmo especial para o cálculo da pressão. Também nota-se que a equação da conservação da massa deverá ser transformada em uma equação onde a variável pressão apareça. Assim fazendo, ao determinar P , a conservação da massa é satisfeita (Maliska, 2004).

5. Modelagem Matemática e Numérica

Open Field Operation and Manipulation (OpenFOAM) é um *software* livre de código aberto que resolve problemas numéricos de mecânica dos sólidos e mecânica dos fluidos. O código bem como as bibliotecas do OpenFOAM são implementados em C++. Todas as tarefas de geração de malha, discretização das equações e manipulação matricial podem ser realizadas por aplicativos que conectam-se com os códigos fonte e bibliotecas do OpenFOAM. Estes são desenvolvidos utilizando programação orientada ao objeto, que simplifica a manipulação dos campos escalares e vetoriais. Este pacote também possibilita a utilização de função definida pelo usuário como condição de contorno. OpenFOAM pode ser facilmente obtido, juntamente com suportes extras, como o Parawiew que possibilita pós-processamento de dados (OpenFOAM, 2011).

O OpenFOAM oferece todas as ferramentas necessárias para o desenvolvimento do modelo numérico que se quer abordar neste trabalho – escoamento incompressível, bifásico (água e ar), em regime transiente – e permite a aplicação de funções definidas pelo usuário. Para tanto, utiliza-se o *solver interFoam*, que utiliza o Método dos Volumes Finitos para a discretização das equações de transporte, e calcula a superfície livre pelo método Volume de Fluido (*Volume of Fluid* - VOF).

O método VOF calcula uma equação de conservação para uma propriedade que representa a fração de um fluido (α_f) contido no volume de controle, portanto esta propriedade varia ente 0 e 1 – o primeiro extremo ($\alpha_f = 0$) significa que o volume de controle não possui qualquer quantia do fluido especificado, o segundo extremo ($\alpha_f = 1$) significa que o volume de controle está completamente preenchido pelo fluido especificado. Se $0 < \alpha_f < 1$ todas as fases coexistem dentro do volume de controle (Hirt e Nichols, 1981).

5.1. Metodologia do OpenFOAM

InterFOAM é solver do OpenFOAM para escoamentos incompressíveis de duas fases. Este solver utiliza *MVF* para discretização das equações de conservação para malhas co-localizadas – malhas que concentram as variáveis calculadas para todas as equações nos centros dos volumes de controle.

5.1.1. Propriedades de mistura

Considerando um escoamento que possui duas fases distintas em um domínio, há uma função que define a fração volumétrica (α_f) de um fluido determinado que pode ser calculada em cada volume de controle. Portanto, as propriedades ρ e μ são calculadas da seguinte forma:

$$\rho = \rho_1 \alpha_f + (1 - \alpha_f) \rho_2 \quad (5.1)$$

$$\mu = \mu_1 \alpha_f + (1 - \alpha_f) \mu_2 \quad (5.2)$$

onde os subíndices 1 e 2 referem-se a dois fluidos distintos.

5.1.2. Transporte de α_f

Apresenta-se aqui a equação de transporte de α_f pelo método VOF no interFOAM:

$$\frac{\partial(\alpha_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \alpha_f) = 0 \quad (5.3)$$

Para resolver a Equação 5.3, a natureza descontínua de α_f deve ser preservada. O esquema numérico no *interFoam* modifica o termo advectivo, e da sua integração sobre o volume resulta na seguinte equação:

$$\frac{\alpha f_i - \alpha f_i^0}{\Delta t} = \frac{-1}{|C_i|} \sum_{f \in \partial C_i} (Fu + \alpha_M Fc)^\theta \quad (5.4)$$

onde o subscrito i denota o volume finito estudado (volume finito P em analogia a abordagem da seção 4.2), C_i é o volume do domínio de integração, α_M é um delimitador que possui valor igual a 1 apenas na interface do escoamento. Em todas as outras regiões $\alpha_M = 0$. Portanto, Fu é dado pela equação:

$$Fu = [\boldsymbol{\theta}_{face} \alpha_{f(face)}]_{upwind} \quad (5.5)$$

onde Fc é definido por:

$$Fc = \boldsymbol{\theta}_{face} \alpha_{f(face)} + \boldsymbol{\theta}_{r(face)} \alpha_{f(face)} (1 - \alpha_{f(face)}) - Fu \quad (5.6)$$

Deve-se ainda comentar que estas duas equações utilizam o fluxo volumétrico na face do volume de controle, $\boldsymbol{\theta}_{face}$:

$$\boldsymbol{\theta}_{face} = U_{face} \mathbf{S}_{face} \quad (5.7)$$

onde S_{face} é a área da face cujo fluxo é calculado, e U_{face} corresponde à velocidade obtida através de uma função de interpolação na face em questão (Ramim et. al, 2001).

O índice 0 indica que a propriedade é avaliada em um nível de tempo anterior. O índice θ é definido em função da formulação aplicada, explícita ou implícita.

Percebe-se que nas regiões onde α_M é diferente de zero, o calculo de α_f considera um “fluxo de compressão” ($\theta_r(\text{face})\alpha_f(1 - \alpha_f(\text{face}))$) e utiliza funções de mais alta ordem para θ_{faces} . S_{face} é o vetor de área normal à superfície direcionado para fora do volume. Nos casos em que $\alpha_M = 0$, percebe-se que a advecção é tratada com o esquema *upwind*. Destaca-se ainda que o fluxo de compressão nas faces $\theta_r(\text{face})$ é definido como:

$$\theta_r(\text{face}) = \min \left(calpha \frac{|\theta_{\text{face}}|}{|S_{\text{face}}|}, \max \left[\frac{|\theta_{\text{face}}|}{|S_{\text{face}}|} \right] \right) \cdot n_{\text{face}} \cdot S_{\text{face}} \quad (5.8)$$

onde *calpha* é um valor definido pelo usuário para restringir perda da interface, e n_{face} é o fluxo unitário normal a face, definido da seguinte forma:

$$n_{\text{face}} = \nabla \frac{\alpha_f}{|\alpha_f + \delta_n|} \quad (5.9)$$

onde δ_n é um corretor geométrico em função das dimensões do volume finito.

Desta metodologia, pode-se dizer que a equação 5.3 é transformada na equação seguinte equação (Rusche, 2002; Jasak, 1996):

$$\frac{\partial \alpha_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_f \cdot \mathbf{v}) - \nabla \cdot [\alpha_f(1 - \alpha_f) \mathbf{v}_r] = 0 \quad (5.10)$$

neste caso \mathbf{v}_r é calculado tal qual θ_r ; Notando portanto a ocorrência da variável *calpha*. Em termo gerais, a variável *calpha* garante a compressão da interface. Quando *calpha* é inicializado como 0, significa não comprimir a interface. Comumente *calpha* é considerado 1, contudo pode possuir outros valores (OpenFOAM, 2011).

5.1.3. Conservação da quantidade de movimento

A equação de conservação da quantidade de movimento é escrita conforme a equação:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (5.11)$$

onde $\boldsymbol{\tau}$ é tensor tensão de deformação (N/m²), definido da seguinte maneira:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} = \nabla \cdot \mu [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T] \quad (5.12)$$

F é a fonte da quantidade de movimento em relação a tensão superficial:

$$F = \sigma \left(-\nabla \cdot \mathbf{n} \frac{\rho}{0.5(\rho_1 + \rho_2)} \right) \nabla \alpha_f \approx \sigma \left(-\nabla \cdot \mathbf{n} \nabla \alpha_f \right) \quad (5.13)$$

vale identificar σ da equação de F como o coeficiente de tensão superficial. P na Equação 5.11 é calculado desconsiderando a pressão hidrostática ($\rho g x$):

$$\nabla P|_x = \nabla P - \nabla(\rho g x) = \nabla P - \rho g - g x \nabla P \quad (5.14)$$

Portanto, a equação diferencial da quantidade de movimento calculada pelo solver interFoam (Ramim et. al, 2001; Rusche, 2002) é:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{v}) = -\nabla P + (\nabla \mathbf{v}) \cdot \nabla \cdot \mu - \rho g \nabla P + \sigma \nabla \cdot \mathbf{n} \nabla \alpha_f \quad (5.15)$$

5.1.4. Acoplamento Pressão Velocidade

Escreve-se uma equação semidiscretizada para a conservação da quantidade de movimento (Equação 5.16), onde $H(\mathbf{v})$ possui duas partes: a primeira são os coeficientes dos volumes vizinhos ao volume estudado multiplicado pelas suas velocidades, a segunda parte é o termo fonte, que inclui todo o lado direito na Equação 5.15, com exceção dos termos de pressão e tensão superficial (Jasak, 1996 ;Ramim, et al., 2001). Portanto, \mathbf{v}_P pode ser expresso nos centros dos volumes conforme a Equação 5.17. Dessa forma, substituindo a velocidade na equação da continuidade, a equação de Poisson para pressão pode ser escrita como a eq. 5.18. Finalmente, deve-se encontrar fluxos que obedeçam a equação da continuidade.

$$A_p \mathbf{v}_P = H(\mathbf{v}) - \nabla P - \rho g \nabla P + \sigma \nabla \cdot \mathbf{n} \nabla \alpha_f \quad (5.16)$$

$$\mathbf{v}_P = [A_p]^{-1} H(\mathbf{v}) - \nabla P - \rho g \nabla P + \sigma \nabla \cdot \mathbf{n} \nabla \alpha_f \quad (5.17)$$

$$\nabla \cdot [[A_p]^{-1} \nabla P_{face}] = \nabla \cdot [[A_p]^{-1} H(\mathbf{v}) - \nabla P - \rho g \nabla P + \sigma \nabla \cdot \mathbf{n} \nabla \alpha_f] \quad (5.18)$$

A solução é obtida com o algoritmo PIMPLE que pode ser resumido pelos seguintes passos:

1) quantidade de movimento: primeiramente resolve-se a equação de conservação da quantidade de movimento (Equação 5.16). Contudo, como as pressões corretas são desconhecidas,

utiliza-se o campo de pressões do passo iterativo anterior.

2) Solução da Pressão: utilizando as velocidades obtidas no passo iterativo anterior. A solução discretizada da Equação 5.18 deve retornar a estimativa do novo campo de pressões.

3) Correção da Velocidade: a velocidade pode ser corrigida explicitamente utilizando a Equação 5.17 com a aplicação do novo campo de pressões.

5.1.5. Passo de tempo adaptável

Para garantir a estabilidade do processo de solução, os cálculos são realizados utilizando um método de adaptação do passo de tempo (*self-adapting time step*), que ajusta os ciclos iterativos baseados no número de Courant local (Co) em faces dos volumes de controle:

$$Co = \frac{U_{face} S_{face}}{d S_{face}} \Delta t \quad (5.19)$$

onde d é um vetor entre os dois pontos (Ramim et al., 2001;).

Utilizando valores para U_{face} e Δt do último passo de tempo, o número de Courant local máximo (Co^0) é calculado e um novo passo de tempo é avaliado pela equação seguinte processo:

$$\Delta t = \min \left(\frac{Co_{max}}{Co^0} \Delta t^0, \left(1 + c_1 \frac{Co_{max}}{Co^0} \right) \Delta t^0, c_2 \Delta t^0, \Delta t_{max} \right) \quad (5.20)$$

onde Δt_{max} e Co_{max} são valores prescritos pelo usuário. c_1 e c_2 são fatores utilizados em duas das funções que podem definir o passo de tempo.

No início das simulações, geralmente alguns valores muito pequenos para Δt são utilizados, que podem levar a instabilidades na solução. Portanto, no início da solução utilizam-se valores intermediários para o cálculo do passo de tempo, conforme:

$$\Delta t = \min \left(\frac{Co_{max}}{Co^0} \Delta t_{inicial}, \Delta t_{max} \right) \quad (5.21)$$

Subciclos temporais

Os subciclos temporais são utilizados para calcular equações de conservação mais de uma vez dentro de um ciclo iterativo no tempo. A convergência e estabilidade das soluções dos problemas de *VOF* são muito sensíveis à equação da fração volumétrica α_f . Em geral, nestes problemas, o cálculo de α_f limita o Δt . Portanto, é benéfico realizar este cálculo mais de uma vez dentro de um mesmo avanço do tempo.

O *interFoam* possibilita a definição de Co_{max} para as o escoamento e $maxAlphaCo$ para o calculo da fração volumétrica. Percebeu-se durante a etapa de elaboração deste trabalho que muitas vezes as soluções divergiam pela exigência de passos de tempo muito pequenos. Neste contexto, percebeu-se que inicializar $maxAlphaCo$ com valores altos (até superiores que a unidade) e aumentar o número de ciclos iterativos para o cálculo de α_f , resolve o problema mencionado. Metodologicamente, isto quer dizer que inicializar o número de Courant na interface com valor de 2, e utilizar 4 subciclos na solução, implica limitar o primeiro valor em 0,5 (2 dividido por 4) em cada subciclo.

5.2. Descrição dos Casos Estudados

No sentido de atingir os objetivos deste estudo, são analisados três domínios cujos resultados são discutidos na próxima seção. Este tópico é dividido em quatro subitens que definem as condições dos estudos elaborados. Em 5.2.1 apresenta-se o canal de ondas sem o dispositivo de galgamento. Em 5.2.2 apresenta-se o modelo do canal com o dispositivo de galgamento em seu interior, sendo este utilizado para a verificação de resultados entre o OpenFOAM e o programa comercial ANSYS Fluent. Em 5.2.3 apresenta-se o domínio cujos estudos de geometrias curvas para o dispositivos são realizados. Em 5.2.4 define-se o método como a quantidade de água galgada é estimada e em 5.2.5 definem-se as funções de interpolações utilizadas.

5.2.1. Descrição do canal de ondas modelado no OpenFOAM

A Figura 5.1 ilustra esquematicamente o domínio do canal de ondas sem o dispositivo, com cotas definidas em metros.

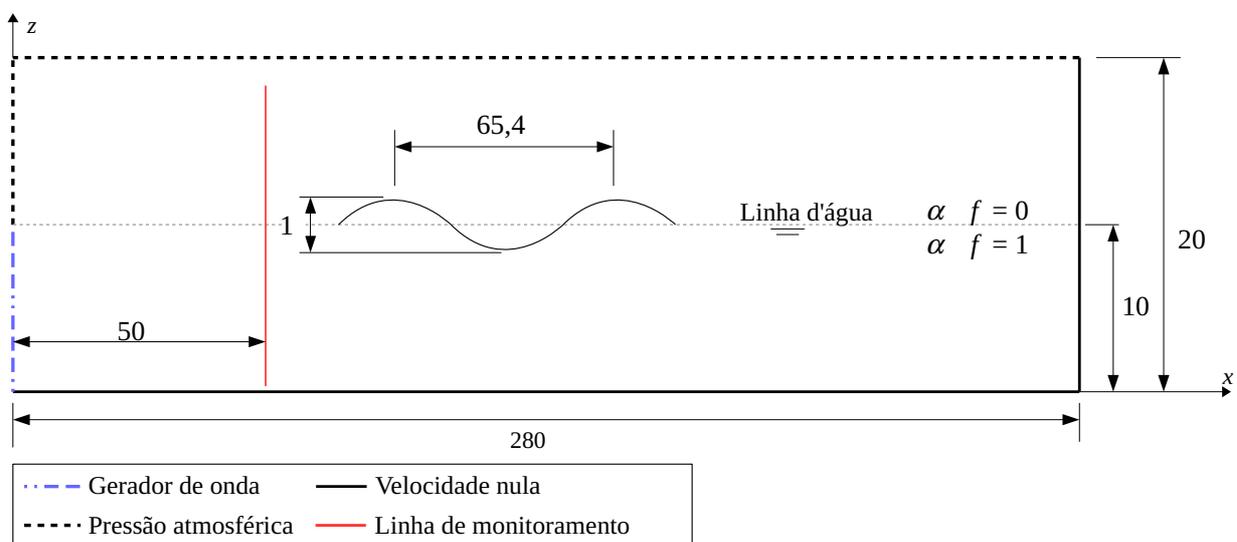


Figura 5.1 - Domínio esquemático do canal de ondas sem o dispositivo de galgamento.

Na Figura 5.1 são ilustradas as condições de contorno aplicadas na equação da quantidade de movimento que são: velocidade prescrita nula (linhas contínuas) no fundo e na lateral direita do domínio, pressão atmosférica prescrita (linhas tracejadas) no limite superior, e em cima da condição de contorno de gerador de ondas. A condição de contorno que gera as ondas é de velocidade prescrita, e aplica os perfis de velocidades da onda de Stokes de segunda ordem – definidas pelas equações 3.18 e 3.19.

As condições de contorno da equação de αf são: fluxo prescrito nulo em todas as fronteiras do domínio, com exceção da região de geração de onda, onde aplica-se condição de contorno de variável prescrita para αf ($\alpha f = 1$).

Nota-se ainda a utilização de uma linha de monitoramento posicionada a 50 m da fronteira esquerda do canal. Esta é utilizada para medir os seguintes parâmetros da onda: elevação da superfície livre, perfil de velocidade no sentido de propagação da onda (u) e perfil de velocidades no sentido normal à propagação da onda (w). Estas características da onda são comparadas com os resultados do modelo matemático de Stokes na apresentação dos resultados deste trabalho.

Sobre a discretização espacial vale comentar que na seção de resultados apresenta-se um teste de convergência visando a elevação da superfície livre.

5.2.2. Descrição do canal de ondas com o dispositivo modelado no OpenFOAM e no ANSYS Fluent

A Figura 5.2 ilustra o domínio esquemático do canal de ondas com o dispositivo de galgamento em seu interior estudado por Goulart (2014). Este é utilizado para a verificação de resultados entre o OpenFOAM e o programa comercial ANSYS Fluent.

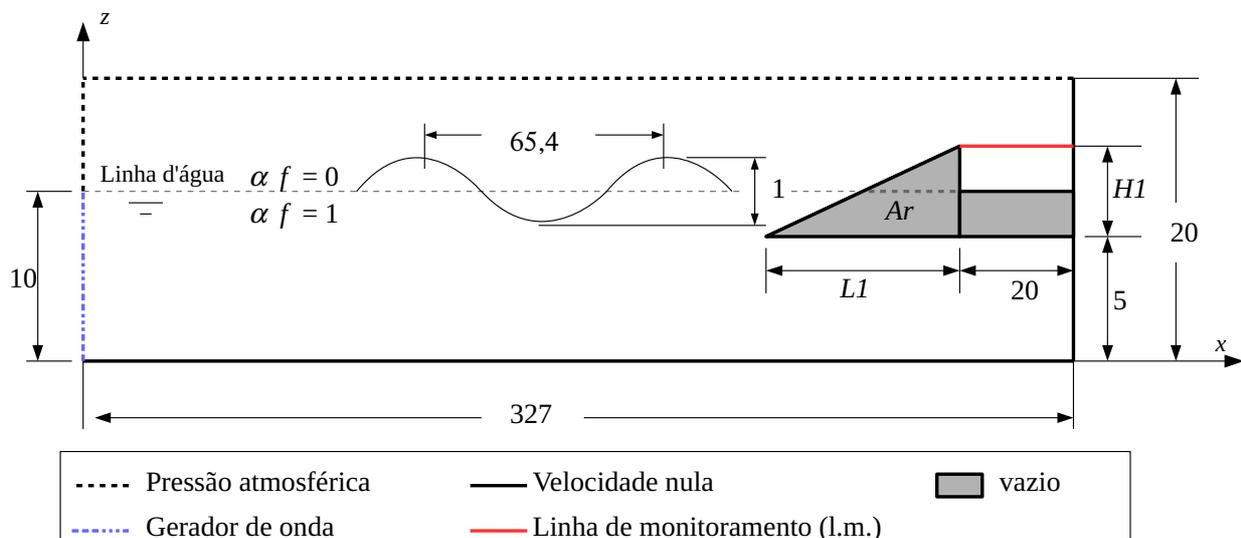


Figura 5.2 - Domínio esquemático do dispositivo de galgamento proposto por Goulart (2014).

Na Figura 5.2 são ilustradas as condições de contorno aplicadas na equação da quantidade de movimento que são: velocidade prescrita nula (linhas contínuas) no fundo e na lateral direita do domínio e nas superfícies dos dispositivo, pressão atmosférica prescrita (linhas tracejadas) no limite superior, e em cima da condição de contorno de gerador de ondas. A condição de contorno que gera as ondas é de velocidade prescrita. Esta aplica os perfis de velocidades da onda de Stokes de segunda ordem – definidas pelas equações 3.18 e 3.19.

As condições de contorno da equação de αf são: fluxo prescrito nulo em todas as fronteiras do domínio, com exceção da região de geração de onda, onde aplica-se condição de contorno de variável prescrita para αf ($\alpha f = 1$).

A condição de estudo apresentada foi proposta no trabalho de Goulart (2014), que busca otimizar a massa de água que entra no reservatório através da variação do grau de liberdade $H1/L1$ considerando uma restrição em Ar (80 m²). No presente estudo, avaliam-se os seguintes graus de liberdade para $H1/L1$: 0,22; 0,24; 0,26; 0,28; 0,30; 0,32 e 0,34. A Tabela 5.1 define as cotas $H1$ e $L1$ de cada uma das geometrias estudadas considerando apenas dois algarismos significativos.

Tabela 5.1. Definições das cotas $H1$ e $L1$ em função dos graus de liberdade.

$H1/L1$	$H1$ (m)	$L1$ (m)
0,22	5,93	26,97
0,24	6,19	25,82
0,26	6,44	24,81
0,28	6,69	23,90
0,30	6,93	23,09
0,32	7,15	22,36
0,34	7,37	21,69

Vale ressaltar que a intenção do presente estudo em considerar as geometrias apresentadas na Tabela 5.1 é realizar a comparação entre as massas de água direcionadas para o reservatório obtidas com os programas OpenFOAM e ANSYS Fluent. Para tanto, emprega-se a linha de monitoramento (l.m.) percebida em vermelho na entrada do reservatório (Figura 5.2). Esta linha, realiza o cálculo da vazão mássica de entrada no reservatório através da seguinte expressão:

$$\dot{m} = \sum_i^{n^{\circ} \text{ de VCs}} (\rho_{\text{água}} u_z a_{VC} \alpha_f)_i \quad (5.22)$$

onde a_{VC} é área das faces dos volumes de controle cobertos pela linha de monitoramento, e u_z é a velocidade transversal a ela. Esta equação calcula a vazão mássica ponderada para valores de α_f , portanto se $\alpha_f = 0$, a equação resulta em valor nulo, que significa que há apenas ar cruzando a linha de monitoramento (isto é implementado no OpenFOAM). Para a obtenção desta medição no Fluent utiliza-se ferramenta própria oferecida pelo programa.

Comenta-se ainda que a discretização espacial deste problema é idêntica àquela que se aplica no trabalho de Goulart (2014), onde as devidas verificações de convergência de resultados são apresentadas. Esta discretização é apresentada na Figura 5.3 (malha desenvolvida no programa GAMBIT). Nesta figura notam-se as condições de contorno aplicadas, e os maiores refinamentos de malha aplicados nas regiões próximas do dispositivo. No total são utilizados 120.000 volumes finitos para a solução deste problema (Goulart, 2014).

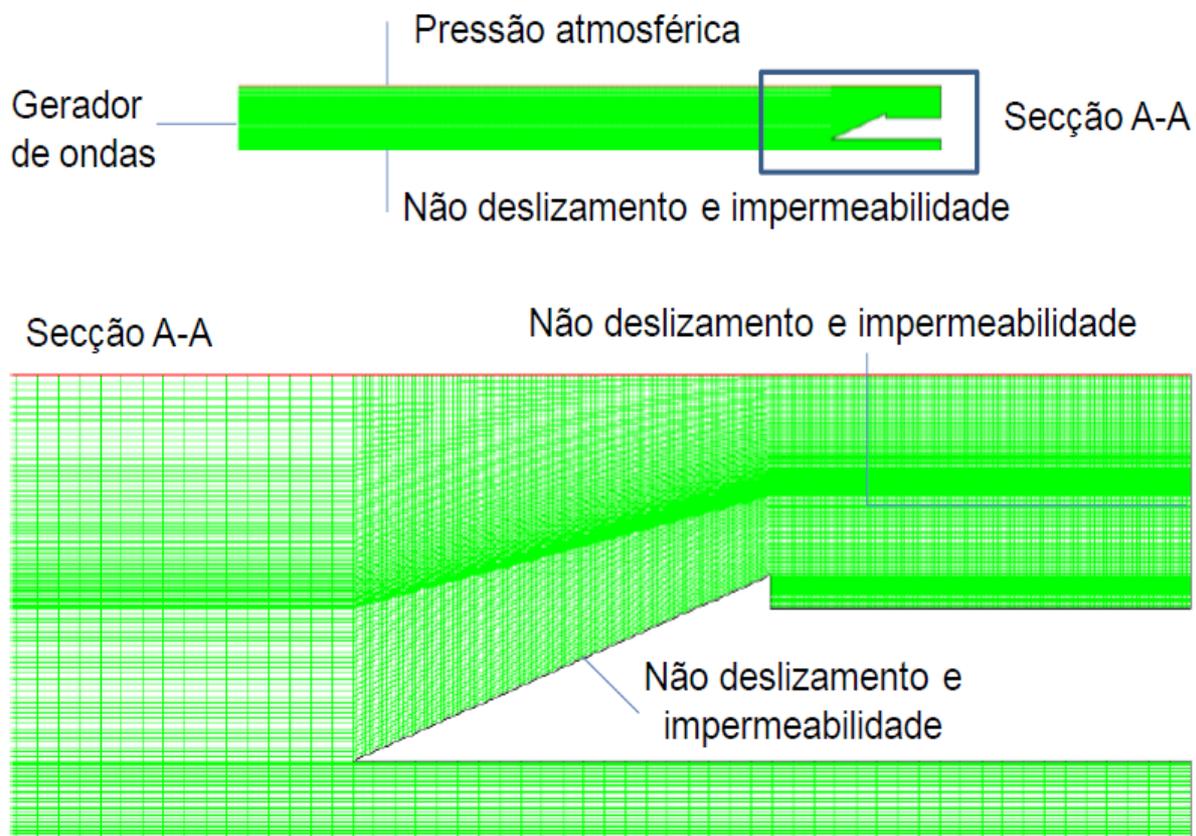


Figura 5.3 - Discretização espacial utilizada em Goulart (2014) (Fonte: Goulart, 2014).

5.2.3. Descrição do modelo elaborado para o estudo de geometrias curvas

A Figura 5.4 ilustra o domínio esquemático cujos estudos de geometrias curvas para o dispositivos são realizados. Este modelo possui algumas características geométricas e conceituais diferentes do modelo anterior. Porém, as dimensões gerais do canal são idênticas.

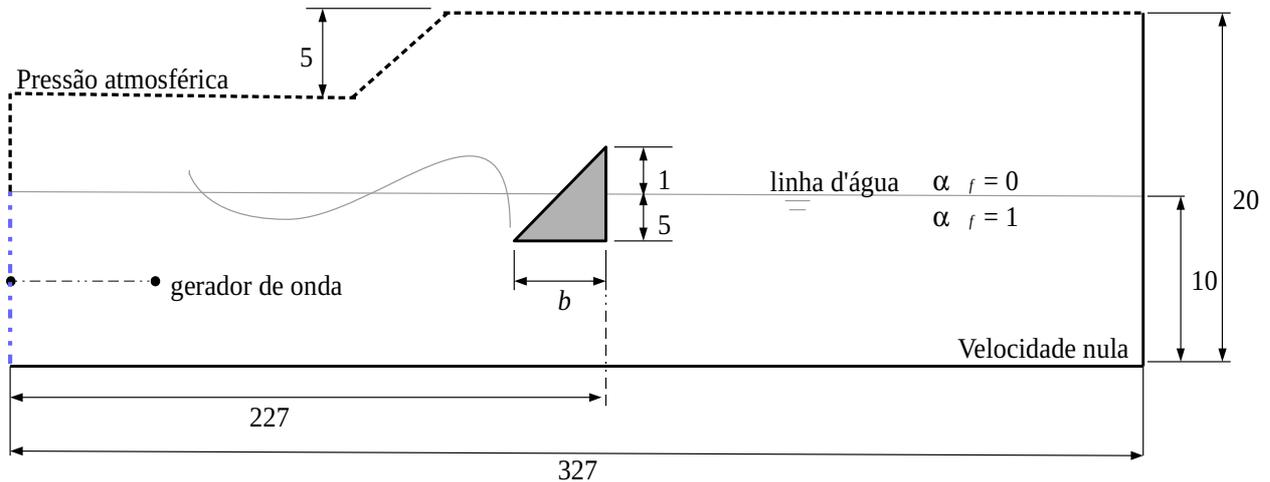


Figura 5.4 - Esquema do canal onde se estudam as geometrias curvas para o dispositivo.

Na Figura 5.4 são ilustradas as condições de contorno aplicadas na equação da quantidade de movimento que são: velocidade prescrita nula (linhas contínuas) no fundo e na lateral direita do domínio e nas superfícies dos dispositivo, pressão atmosférica prescrita (linhas tracejadas) no limite superior, e em cima da condição de contorno de gerador de ondas. A condição de contorno que gera as ondas é de velocidade prescrita. Esta aplica os perfis de velocidades da onda de Stokes de segunda ordem – definidas pelas equações 3.18 e 3.19.

As condições de contorno da equação de αf são: fluxo prescrita nulo em todas as fronteiras do domínio, com exceção da região de geração de onda, onde aplica-se condição de contorno de variável prescrita para αf ($\alpha f = 1$).

Neste estudo de caso nota-se que há apenas a superfície do dispositivo em meio ao canal de ondas sem a presença do reservatório, assim a água galgada é devolvida ao canal. Nota-se ainda que a submersão do dispositivo é idêntica ao caso estudado anteriormente (5 m), contudo, neste caso a cota acima da linha de repouso que determina a altura ganha com o galgamento é fixa (1 m).

Através da análise deste caso pretende-se estudar a influência do comprimento da base (b), e da curvatura do dispositivo sobre a quantidade de água galgada. A Figura 5.5 ilustra as seis superfícies que foram definidas para análise no presente estudo. São seis superfícies de mesma altura (6 m), separadas em dois grupos de acordo com o comprimento de suas bases: base de 12,5 m e base de 25 m. Assim é possível estipular recomendações acerca das dimensões do dispositivo no

sentido de aumentar a massa de água galgada.

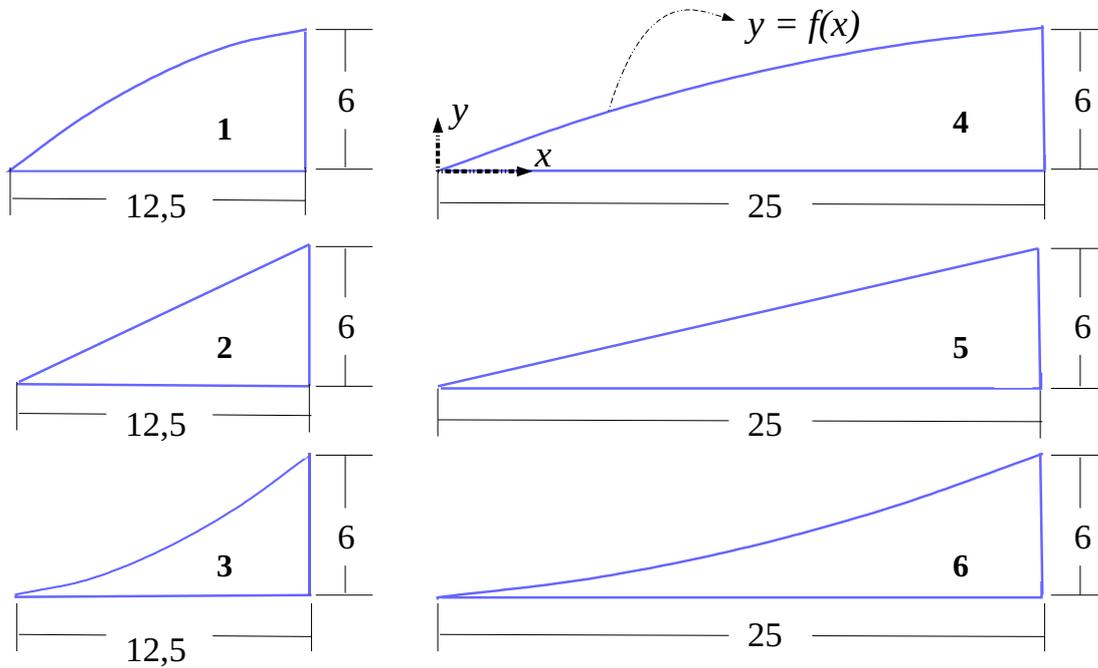


Figura 5.5 - ilustração das superfícies de galgamento estudadas.

Quanto as superfícies estudadas, são seis curvas distintas (numeradas em negrito na Figura 5.5) construídas conforme funções de x em relação a um sistema de coordenadas cartesianas com origem posicionada na extremidade de cada superfície – conforme ilustrado na superfície 4 da Figura 5.5. Dessa maneira é possível estipular recomendações teóricas quanto o impacto da concavidade das geometrias estudadas sobre a massa de água galgada.

Para obter as funções de construção das superfícies optou-se por aplicar um grau de liberdade no ponto médio da geometria linear. Então, aproximando os pontos pontos fixos e o ponto móvel, com equações polinomiais de segunda ordem, foram definidas as funções. Naturalmente as superfícies 2 e 5 são construídas com monômios.

A Figura 5.6 ilustra a metodologia de definição das funções de construção das superfícies 1, 2 e 3. Nesta figura é possível identificar os pontos coordenados fixos $(0 ; 0)$ e $(12,5 ; 6)$, e o ponto móvel com sua respectiva coordenada em cada superfície com base de 12,5 m. A mesma metodologia se aplica para os dispositivos com base de 25 m, resultando em superfícies com curvaturas menos acentuadas por consequência (como pode ser notado na Figura 5.5).

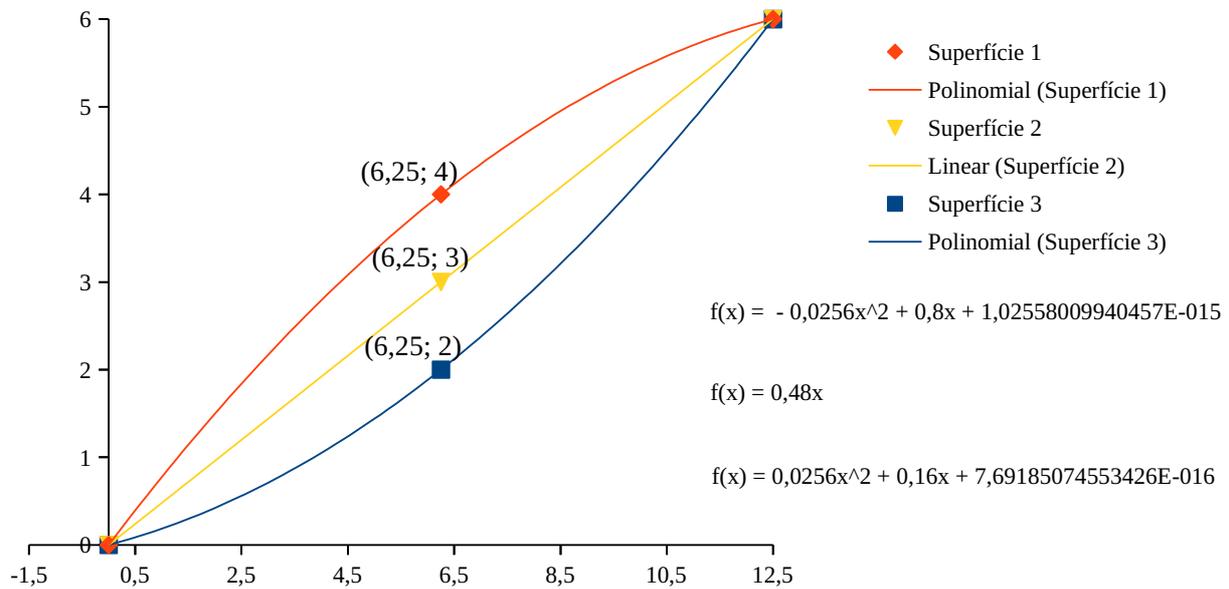


Figura 5.6 - Metodologia de definição das funções de construção das superfícies.

A tabela 5.2 caracteriza todas as superfícies conforme as funções que as definem.

Tabela 5.2. funções de construção das superfícies estudadas

superfície	função da superfície
1	$f(x) = -0,0256x^2 + 0,8x + 1,025E-15$
2	$f(x) = 0,48x$
3	$f(x) = 0,0256x^2 + 0,16x + 7,691E-16$
4	$f(x) = -0,0064x^2 + 0,4x + 1,025E-15$
5	$f(x) = 0,24x$
6	$f(x) = 0,0064x^2 + 0,08x + 7,69E-16$

A Figura 5.7 ilustra a discretização espacial aplicada na superfície 4 como exemplo (malha desenvolvida no Gmsh). Nesta é possível notar que volumes tetraédricos são utilizados mesmo com a geometria curva da superfície. O monitoramento do galgamento ocorre da mesma forma que no modelo anterior, aplicando a Equação 5.22 para definir a vazão mássica que é despejada na região posterior do dispositivo (região identificada na Figura 5.7).

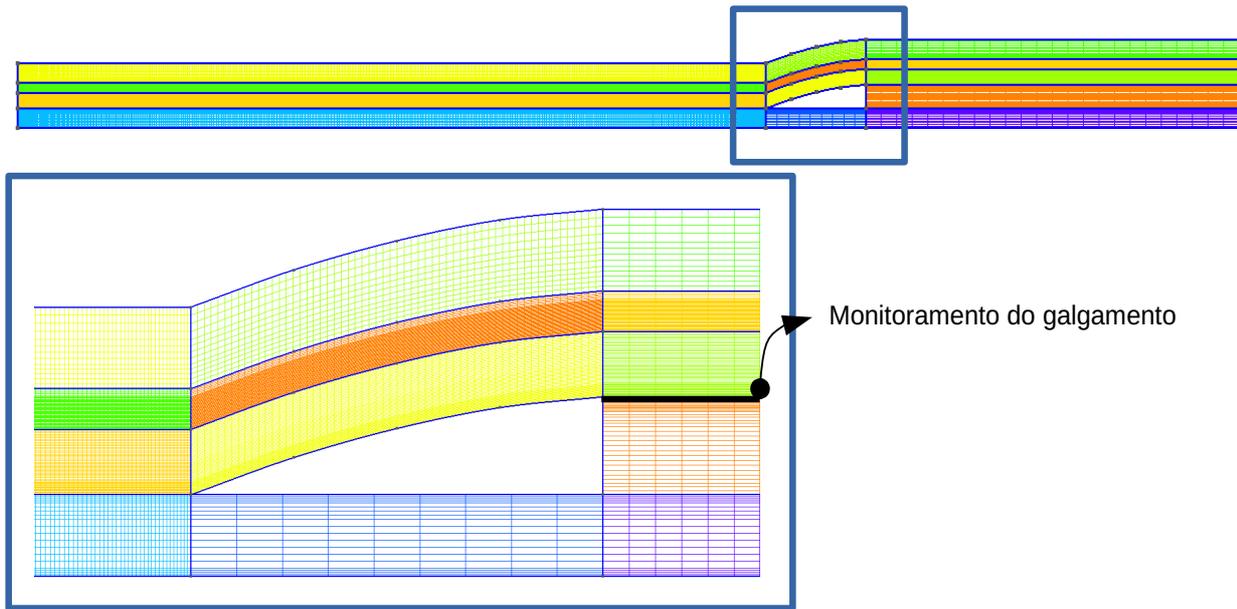


Figura 5.7 - Ilustração do domínio utilizado para simular o dispositivo com a superfície 4.

5.2.4. Determinação das massa totais galgadas nos intervalos de simulações

Através da integral das vazões mássicas determinam-se as quantidades de água galgada. Para isto opta-se por utilizar a integral numérica por retângulos devido à praticidade de execução do cálculo. Este método oferece resultado bastante próximo do resultado da integral por trapézios, se os Δt s forem suficientemente pequenos (os Δt s serão investigados posteriormente). A Figura 5.8 ilustra esquematicamente os referidos métodos de integração numérica para um pico de galgamento ao longo de um intervalo de tempo.

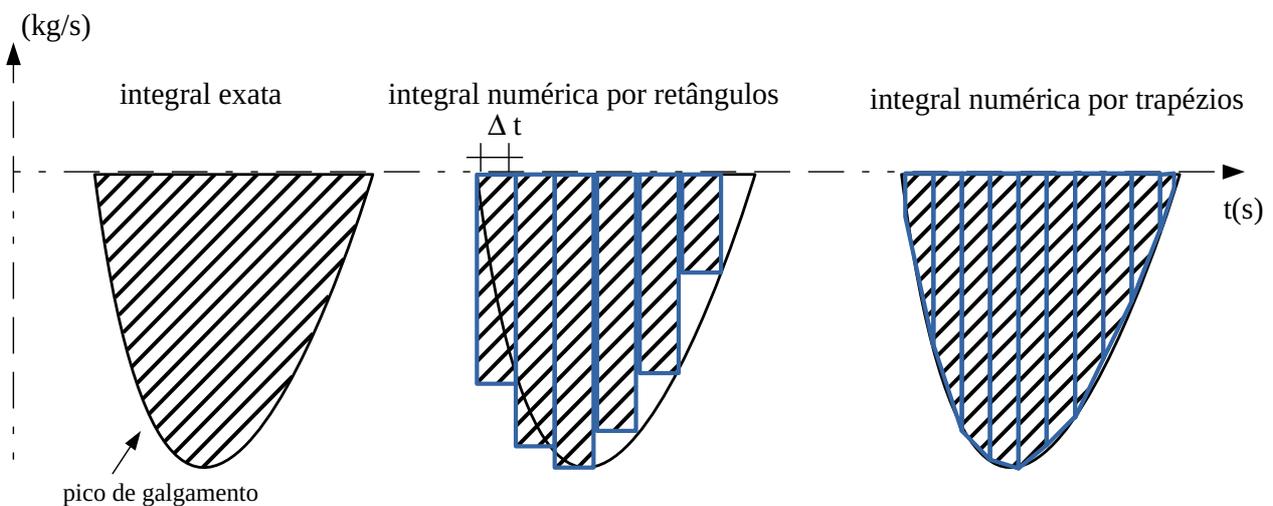


Figura 5.8 - Esquema ilustrativo de integração numérica.

5.2.5. Funções de Interpolação

Este subitem é destinado para a definição das funções de interpolação adotadas nas simulações do OpenFOAM e do ANSYS Fluent. A Tabela 5.3 desempenha este papel.

Com o intuito de registrar as funções de interpolação adotadas apresenta-se a Tabela 5.3. Esta diferencia as funções de interpolação adotadas no OpenFOAM e no Fluent. O acoplamento pressão-velocidade aplicado no Fluent é realizado pelo algoritmo PISO, e no OpenFOAM é o PIMPLE (Jasak, 1996).

Tabela 5.3. Resumo das funções de interpolação adotadas.

	Pressão	Velocidade	Fração volumétrica
OpenFOAM	Gauss linear	Upwind 1° ordem	Interfacecompression
Fluent	PRESTO!	Upwind 1° ordem	Geo-reconstruct

Das diferenças percebidas ressalta-se o esquema de construção da interface entre os fluidos, uma vez que o Fluent adota um algoritmo de reconstrução da mesma, enquanto o OpenFOAM adota a metodologia descrita em 5.1.2.

6. RESULTADOS

Primeiramente são apresentadas as verificações das ondas numéricas do OpenFOAM com o modelo matemático. Estas simulações foram realizadas com malhas geradas no Gmsh (Geuzaine e Remacle, 2009) para discretizar o domínio computacional ilustrado na Figura 5.1.

Na etapa de comparação de resultados do OpenFOAM com o Fluent adotam-se malhas desenvolvidas no software GAMBIT, pois são malhas idênticas as utilizadas no trabalho de Goulart, (2014), porém os cálculos foram reprocessados para este trabalho. Estas simulações tratam do domínio computacional ilustrado na Figura 5.2.

A etapa final de resultados avalia algumas variáveis geométricas do dispositivo de galgamento em um canal (comprimento da base e curvatura da superfície), visando propor novas recomendações teóricas de projeto que possam maximar a vazão mássica de água no galgamento da onda sobre o dispositivo. Estas simulações tratam do domínio ilustrado na Figura 5.4.

Todas as simulações apresentadas tomam número de Courant fixo (0,25), conseqüentemente, os passos de tempo são adaptáveis. Todas as simulações apresentadas são realizadas com ondas de $H = 1$ m, $T = 7,5$ s e $\lambda = 65,4$ m (onda aplicada no estudo de Goulart, 2014).

6.1. Verificação do canal de ondas sem o dispositivo

Para o teste de refinamento de malha são utilizados vinte volumes por unidade de altura da onda na região da superfície livre, que possui 1 m, e busca-se através de refinamentos ao longo do canal (que possui 280 m), a convergência da solução. A Figura 6.1 é uma seção da discretização aplicada no canal ilustrado na Figura 5.1, e detalha a região de refinamento.

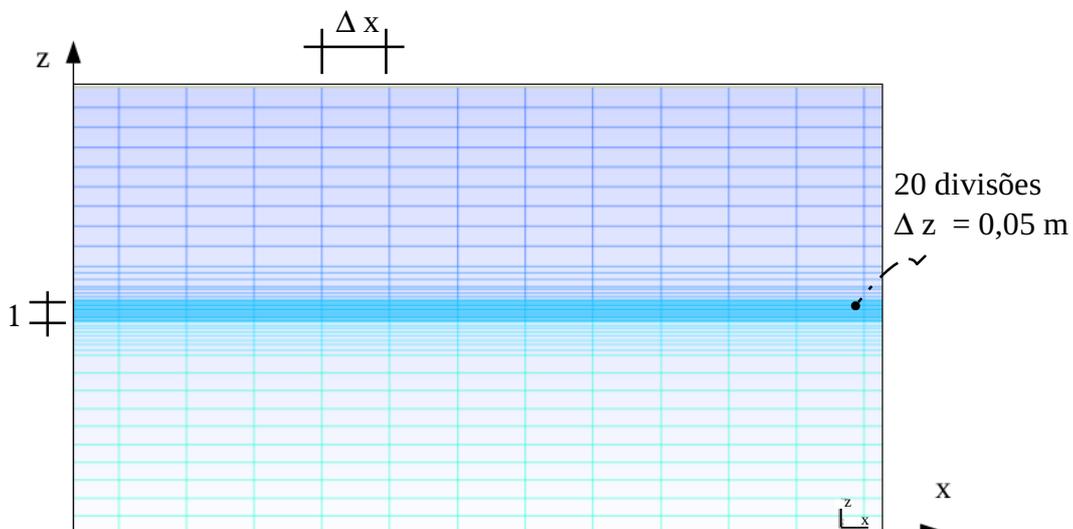


Figura 6.1 - Ilustração da discretização espacial do canal de ondas.

As malhas utilizadas no teste de convergência são detalhadas na Tabela 6.1, onde é possível notar o número de divisões adotado ao longo do canal. Para melhor entendimento também é apresentado o tamanho característico Δx dos volumes discretos resultantes deste refinamento. Nota-se que os valores de Δz se repetem, uma vez que a recomendação de $H/20$ é adotada.

Tabela 6.1. Resumo das malhas estudadas no teste de convergência.

	Malha 1	Malha 2	Malha 3	Malha 4
Número de divisões do longo do canal	100	200	300	400
$\Delta x - \Delta z$ (m)	2,8 - 0,05	1,4 - 0,05	0,94 - 0,05	0,7 - 0,05

Os resultados da elevação da superfície livre para as malhas referidas na Tabela 6.1 são apresentados na Figura 6.2, onde percebe-se a convergência do resultado com o refinamento de malha.

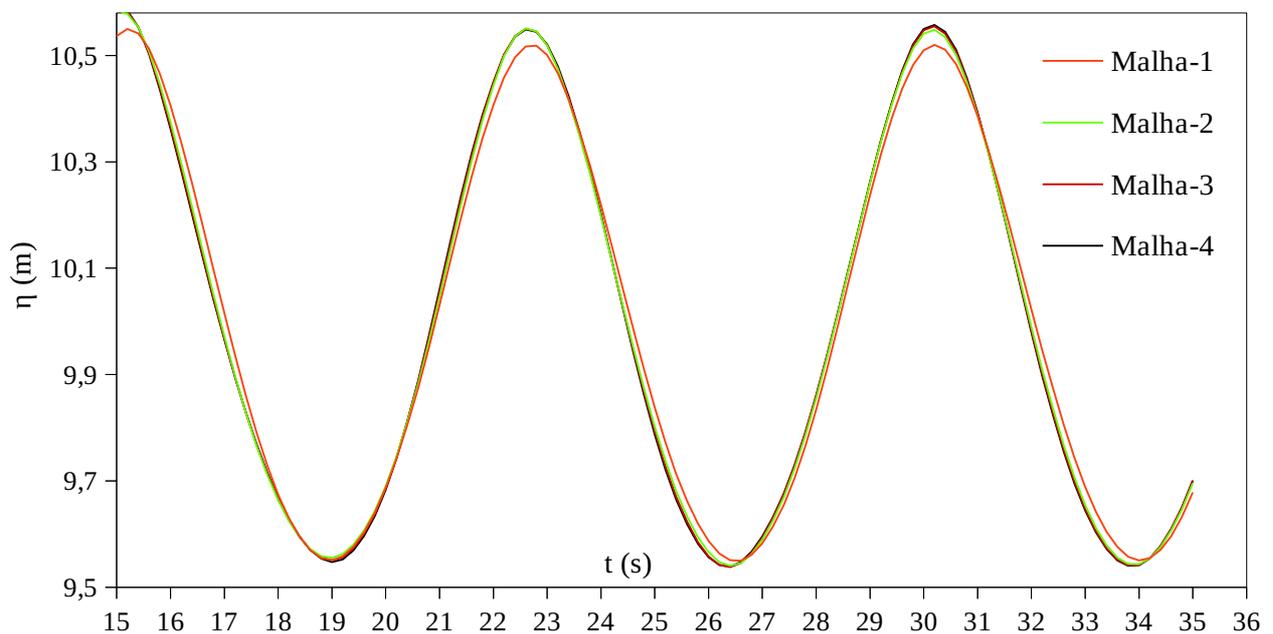


Figura 6.2 - Teste de convergência.

As diferenças relativas de η medidas entre a Malha 3 e a Malha 4 são inferiores a 0,1%, portanto, os resultados seguintes são coletados de simulações realizadas com a malha 4. A equação da diferença relativa percentual é calculada através da seguinte equação:

$$erro(\eta)_{malhas} = \frac{\eta_i - \eta_{i-1}}{\eta_i} \cdot 100 \quad (6.1)$$

onde o contador i define a malha que está sendo sendo considerada na análise da equação.

6.1.1. Verificação da elevação da superfície livre com o modelo matemático de Stokes

A Figura. 6.3 compara o resultado numérico de elevação da superfície livre obtido com a malha 4 com a solução do modelo matemático (Equação 3.16) para a série de tempo entre 26,8 s a 50,0 s.

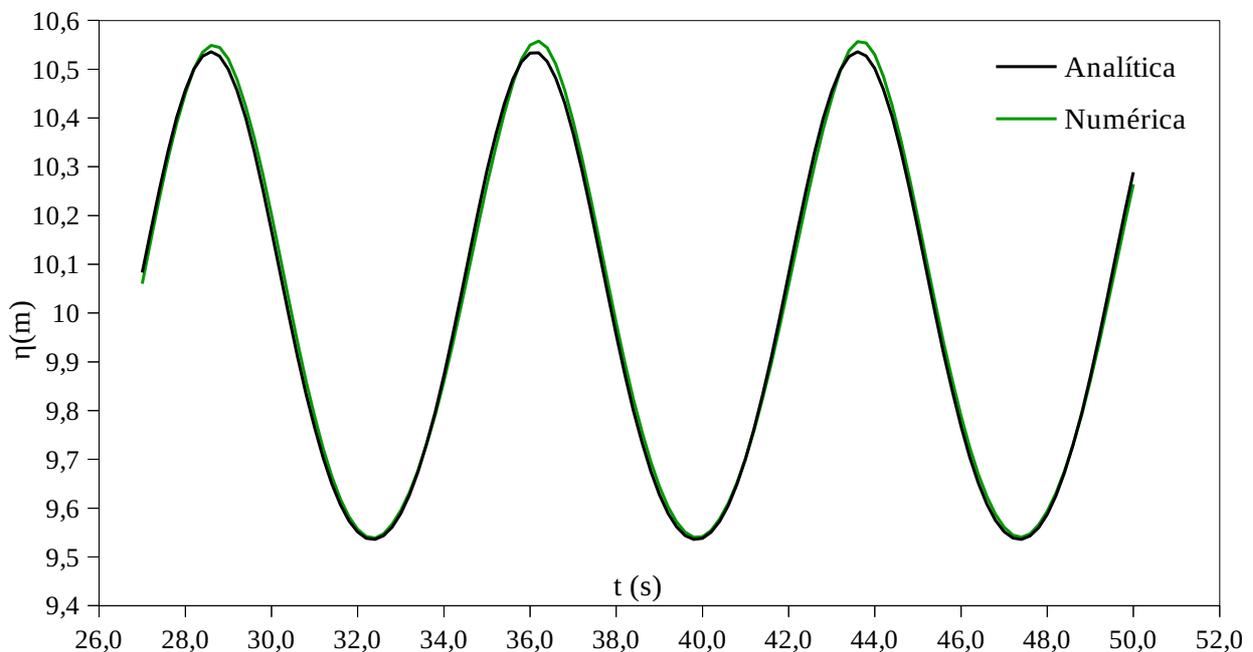


Figura 6.3 - Verificação da elevação da superfície livre entre os modelos numérico e matemático.

Percebe-se primeiramente a estreita convergência dos períodos da onda numérica com a onda descrita pelo modelo matemático de Stokes, o que credita confiabilidade para a solução do modelo no OpenFOAM. Percebe-se também que a onda numérica se comporta como uma onda não-linear, possuindo cristas a cima da cota de 10,5 m, bem como cavas a cima de 9,5 m, para uma onda de 1 m de altura cuja linha de repouso se posiciona na cota de 10 m. As diferenças entre a onda numérica e analítica são percebidas apenas nas cristas, onde atingem 6,05 % no valo de η . Este valor é calculado segundo a seguinte equação:

$$erro(\eta) = \left| \frac{\eta_{analítico} - \eta_{numérico}}{\eta_{analítico}} \right| \cdot 100 \quad (6.2)$$

Vale comentar que a diferença relativa observada para o modelo desenvolvido é bastante pequeno e está na ordem dos valores observados nos trabalhos citados no estado da arte deste estudo.

6.1.2. Verificação dos Perfis de Velocidade da onda numérica com o modelo matemático de Stokes

Os tempos de simulação em 43,6 s (cristas) e 32,4 s (cava) são selecionados para verificação dos perfis de velocidade da onda com o modelo matemático de Stokes (Equações 3.18 e 3.19 respectivamente). A Figura 6.4 ilustra a comparação dos perfis dos componentes u e w da velocidade da onda numérica com a solução analítica abaixo de uma crista.

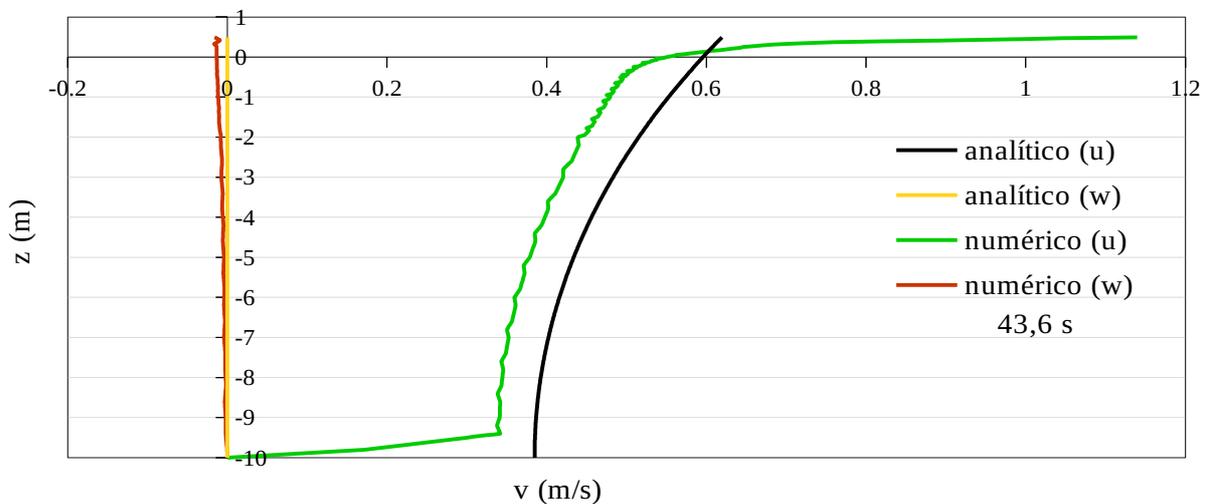


Figura 6.4 - Verificação dos perfis dos componentes u e w do modelo sob uma crista.

Através da Figura 6.4 é possível identificar que, sob a crista, os perfis analítico e numérico de u e w possuem o mesmo comportamento. Em $z = -10$ m, a diferença para u é considerável, devido a aplicação da condição de contorno de velocidade nula, que é aplicada na equação da quantidade de movimento no fundo do canal (Figura 5.1). A partir de $z = -9,7$ m até $z = 0,5$ m, as velocidades u do modelo são próximas das analíticas, com diferença sistemática de 13%. A análise do perfil de w mostra que o modelo numérico representa muito bem o modelo matemático, que implica em velocidades nulas sob a crista – observa-se uma ínfima diferença próximo a interface.

O comportamento geral da onda numérica é apropriada, porém percebe-se que na região da interface água/ar ($z = 0,5$ m) há um aumento da velocidade u . Provavelmente esta limitação do modelo ocorre devido as interpolações aplicadas na região que separa dois fluidos que possuem massa específica bem diferentes, porém, vale comentar que o fenômeno físico é regido por velocidades muito baixas, portanto, que não devem impactar na análise de dispositivos que

aproveitam a energia mecânica da onda.

Além disso, as Equações 3.24 e 3.26 demonstram que as energias cinética e potencial da onda são proporcionais a sua altura, apenas. Outro fato importante é que a celeridade da onda é calculada pela razão entre o seu comprimento e período, características que foram analisadas na Figura 6.3 e mostraram bastante acurácia em relação ao modelo matemático.

Vale informar que as diferenças entre as soluções analítica e numérica das velocidades não possuem influência do tempo em que a simulação está. O perfil de velocidades sob a crista em $t = 36,1$ s, por exemplo, resultou em um perfil muito semelhante ao visto na Figura 6.4.

A Figura 6.5 compara u e w sob uma cava, e mostra aspectos semelhantes à comparação realizada sob a crista.

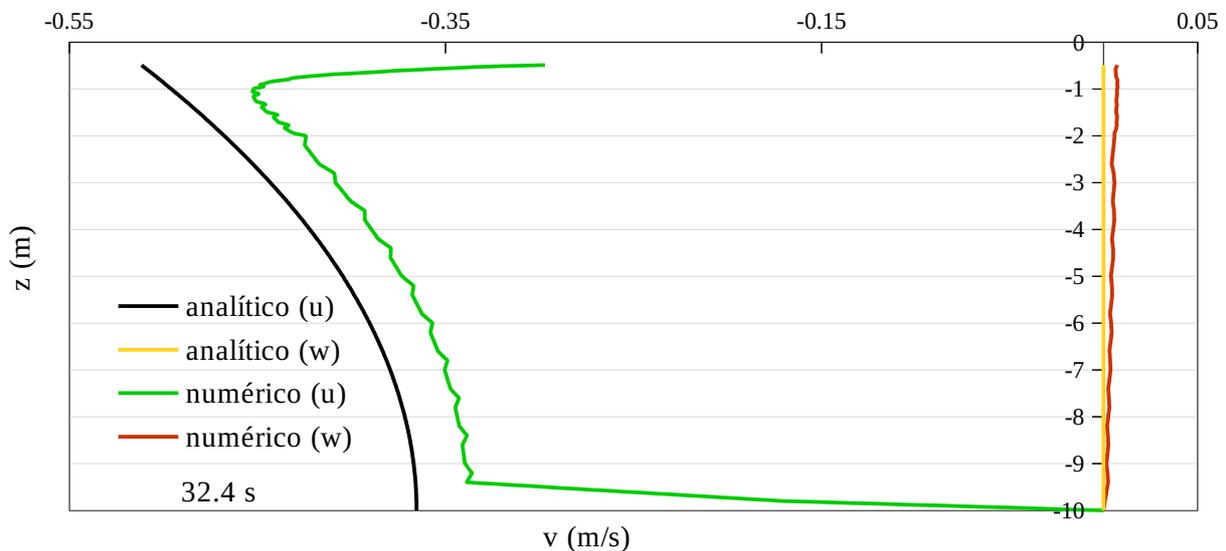


Figura 6.5 - Verificação dos perfis dos componentes u e w do modelo sob uma cava.

Esta comparação mostra diferença sistemática de 13 % entre o perfil numérico e analítico de u , que sob a cava possui magnitudes negativas. Ou seja, o modelo descreve o perfil oscilatório do campo de velocidades da onda. Esta análise reafirma a ocorrência de uma região de velocidades bastante elevadas na região da interface ar/água. Entretanto, este fenômeno não afeta o perfil de velocidades w . Sobretudo, é possível perceber que tanto sob a cava quanto sob a crista, os perfis de velocidades numéricos, possuem a mesma tendência do modelo matemático.

6.2. Verificação do dispositivo de galgamento: OpenFOAM e Fluent

Esta parte do trabalho tem o intuito de verificar o modelo numérico do dispositivo de galgamento, para isso comparam-se soluções obtidas com os programas OpenFOAM e ANSYS Fluent. O caso aqui abordado é aquele descrito na Figura 5.2, onde busca-se analisar as vazões

mássicas das séries de galgamento, e valores absolutos das massas de água galgadas em 94 s de simulação para os dispositivos com as razões $H1/L1$ apresentados na Tabela 5.1.

A Figura 6.6, portanto, plota as vazões mássicas instantâneas através da linha de monitoramento na entrada do reservatório para $H1/L1 = 0,24$. Ressalta-se que os valores negativos são os valores de vazão mássica que entram no reservatório, uma vez que u_z na Equação 5.22 possui sentido negativo em relação ao vetor de área de a_{VC} da mesma equação.

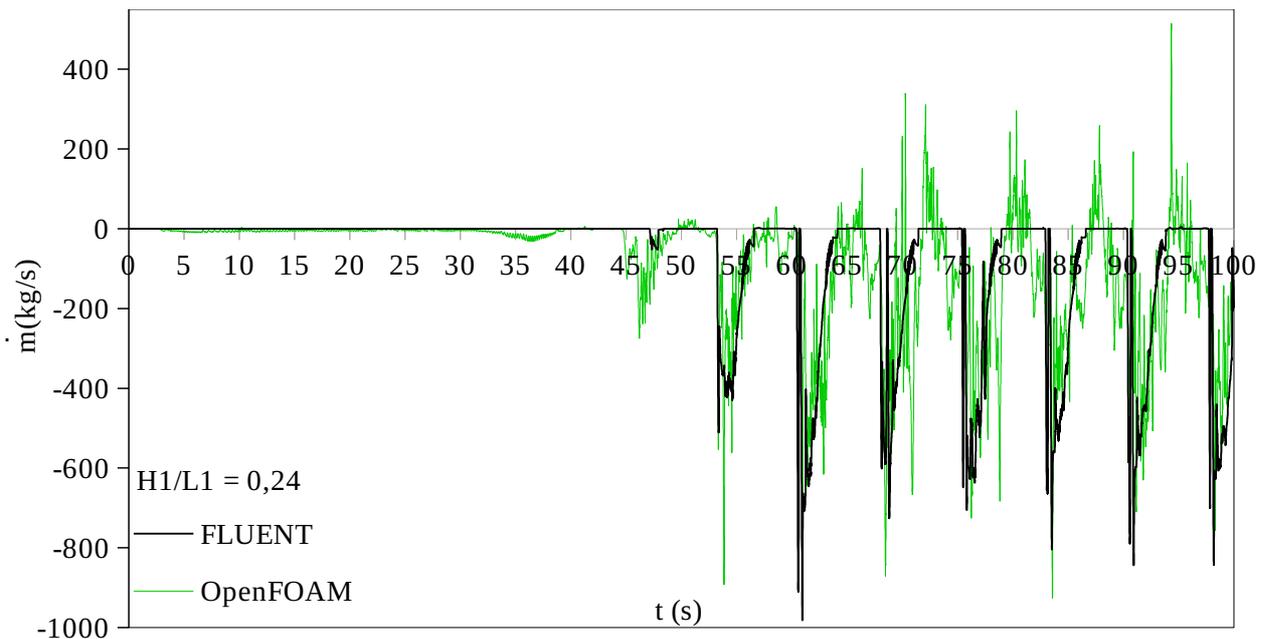


Figura 6.6 - Séries de galgamento para o dispositivo com $H1/L1 = 0,24$.

Nota-se primeiramente a simultaneidade dos picos de galgamento, bem como a similaridade das magnitudes dos mesmos para os dois programas estudados, estabelecendo um cenário de confiabilidade de resultados. Ainda, é possível notar que o primeiro pico de galgamento entre os tempos 45 s e 50 s ocorre ligeiramente antes na solução do OpenFOAM. Nota-se também que as medidas de vazão mássica no OpenFOAM apresentam flutuações no sentido oposto ao galgamento entre cada pico (valores positivos notados entre os picos). Esta é uma decorrência da metodologia numérica aplicada pelo OpenFOAM (Equação 5.22), cujas hipóteses explicativas levantadas são:

- A Equação 5.22 que calcula a vazão mássica de entrada no OpenFOAM aplica o termo αf para considerar apenas a vazão mássica de água ingressante no reservatório. Porém, numericamente, é bastante improvável que a fração volumétrica possua valor nulo nessa região do domínio. Certamente há valores muito pequenos da fração volumétrica sendo contabilizados a todo momento nesta região, seja pela ação das funções de interpolação, ou pela difusividade de αf

inerente a metodologia que se aplica. Portanto, quaisquer velocidades (negativas ou positivas) calculadas na região de entrada do reservatório, responderá com valores de vazão mássica no gráfico. A Figura 6.7 plota o somatório das frações volumétricas contabilizadas ao longo de 100 s de simulação, ilustrando a ocorrência do que foi descrito neste tópico.

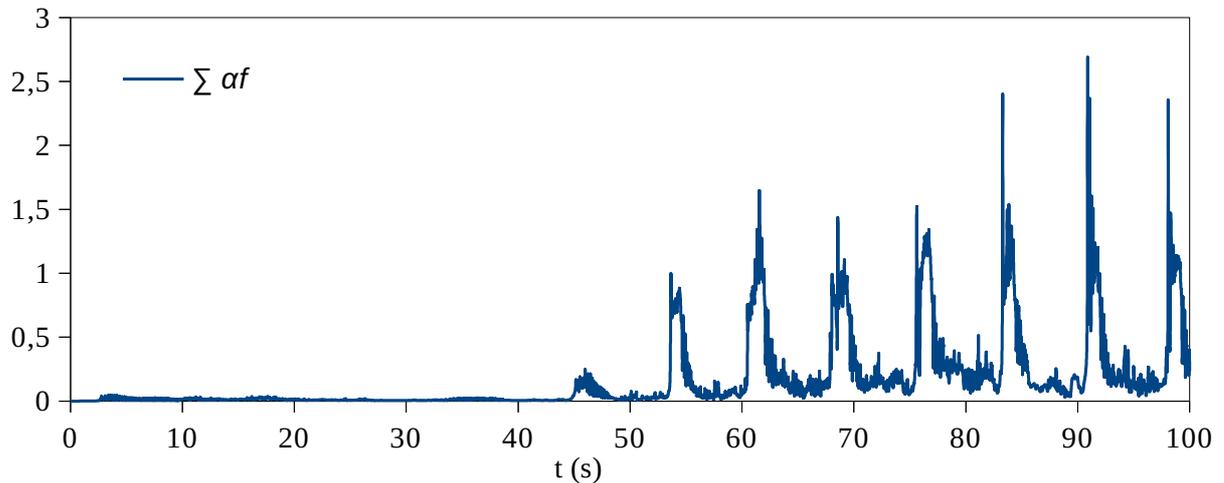


Figura 6.7 - Frações volumétricas contabilizadas na entrada do reservatório.

- Outra hipótese possível, que é posteriormente investigada, é de que a água que ingressa no reservatório se choca com as paredes do mesmo originando borrifos que atravessam a linha de monitoramento que calcula a vazão mássica no sentido oposto ao galgamento. Esta ocorrência é vista em algumas simulações, porém não é possível afirmar se é suficiente para ocasionar as oscilações observadas.

Acerca das características das soluções dos programas, é identificado que o OpenFOAM realiza 24% mais de iterações que o Fluent, devido à utilização de passos de tempo bastante menores nos tempos iniciais da simulação. Pode isto ser consequência das diferenças metodológicas entre os programas (OpenFOAM utiliza formulação explícita e o Fluent formulação implícita). O passo de tempo médio durante cem segundos de simulação no Fluent é de 0,0046 s, enquanto para o OpenFOAM é 0,0036 s. Porém nos intervalos de galgamento, como de 60 s à 65 s, o OpenFOAM utiliza passo de tempo médio de 0,0022 s enquanto o Fluent adota 0,0025 s. O menor passo de tempo observado é 0,0015 s, enquanto maior passo de tempo é 0,02 s – valor definido como passo de tempo máximo no *setup* das simulações. Assim, pode-se afirmar que a utilização do número de Courant fixo para as simulações não acarreta a utilização de passos de tempos que possam prejudicar a qualidade da solução obtida, ou ainda, que possa haver influência dos passos de tempo nas instabilidades de vazão mássica captadas pelo OpenFOAM na Figura 6.6. A Figura 6.8 plota os passos de tempo por tempo de simulação dos dois programas. Nota-se que a partir do tempo 45 s

ambos utilizam passos de tempo bastante semelhantes.

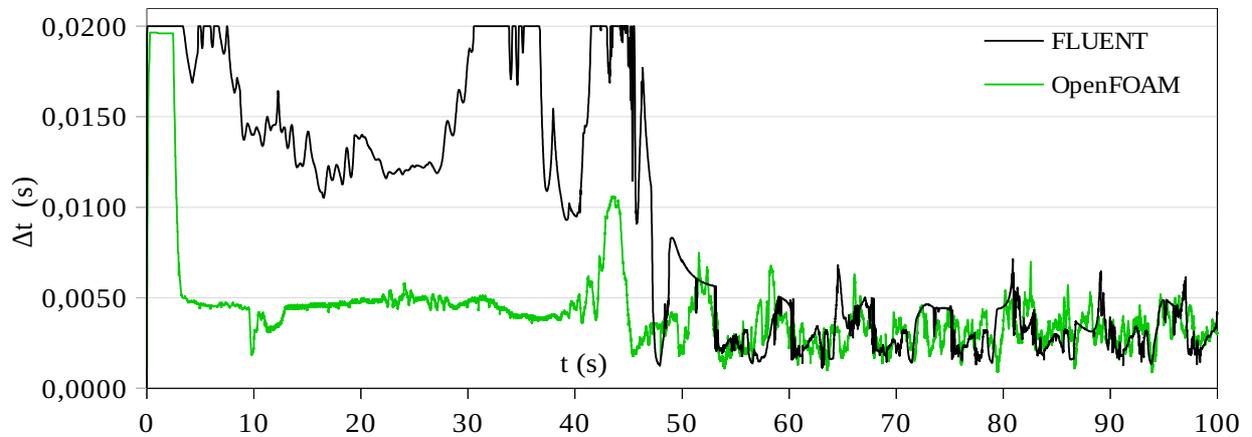


Figura 6.8 - Monitoramento dos passos de tempo.

A Figura 6.9 ilustra o mecanismo de galgamento entre os tempos 88 s e 91 s no OpenFOAM, para rampa com razão $H1/L1 = 0,24$.

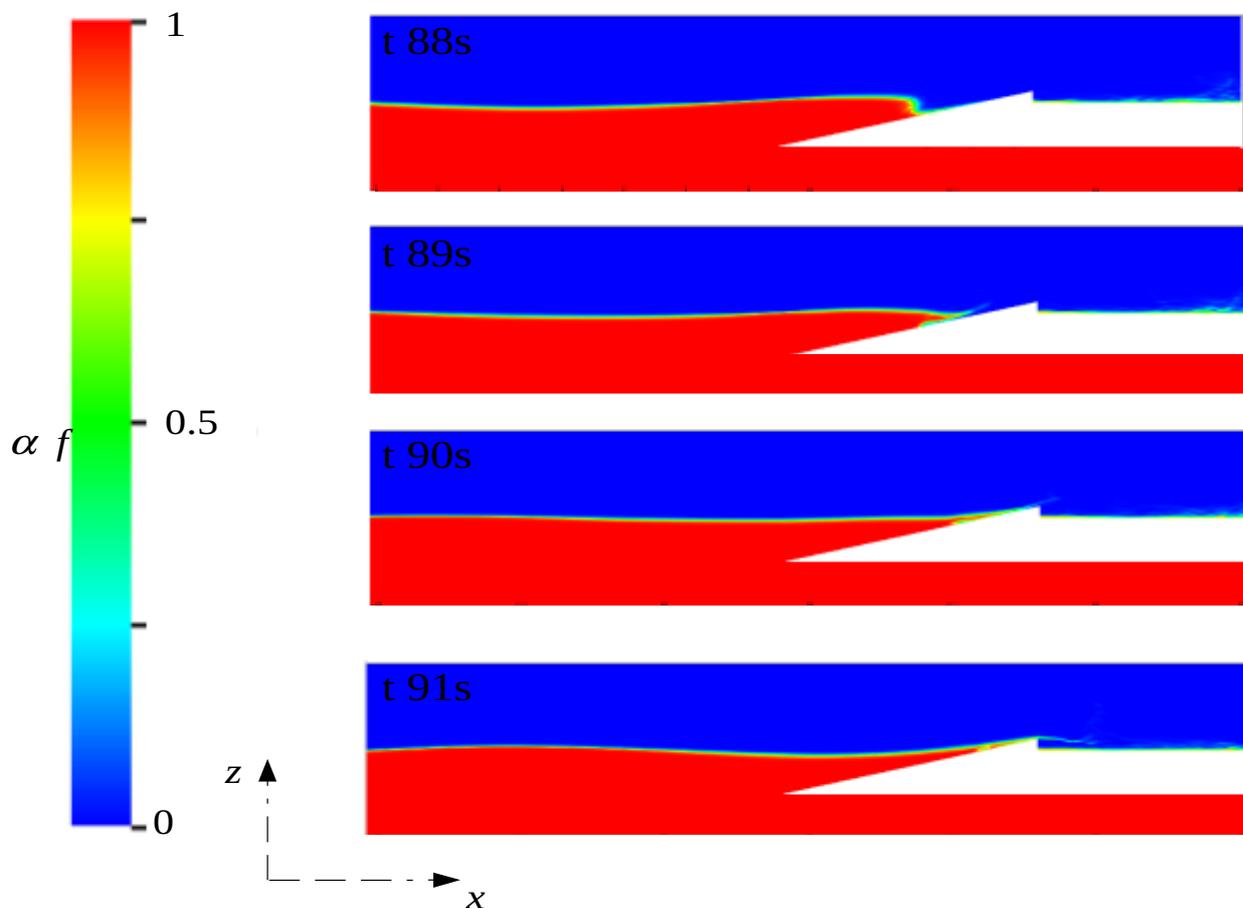


Figura 6.9 - Campo de αf durante os períodos de galgamento observados no OpenFOAM.

É possível perceber a elevação de altura da onda seguida de sua rebentação sobre a rampa. É importante perceber que a interface numérica criada pelo OpenFOAM é bastante estreita utilizando o parâmetro numérico $\alpha = 1$ (valor adotado para satisfazer a condição da Equação 5.8).

As Simulações realizadas com o OpenFOAM apresentaram tempos de solução bastantes inferiores às obtidas com o Fluent (tempo computacional médio do OpenFOAM: 5,5 h; tempo computacional médio do Fluent: 40 h), o que novamente pode ser consequência das diferenças de formulações – explícita do OpenFOAM versus implícita do Fluent. Portanto, destaca-se a grande vantagem na utilização do OpenFOAM para este tipo de estudo, devido aos tempos computacionais.

Ressalta-se que as séries de galgamento para as outras razões de $H1/L1$ estudadas apresentaram comportamentos muito semelhantes ao observado na Figura 6.6. A Figura 6.10. Apresenta isto para $H1/L1 = 0,26$ como exemplo, onde percebe-se que o modelo desenvolvido oferece repetibilidade de resultados para rampas de configurações diferentes.

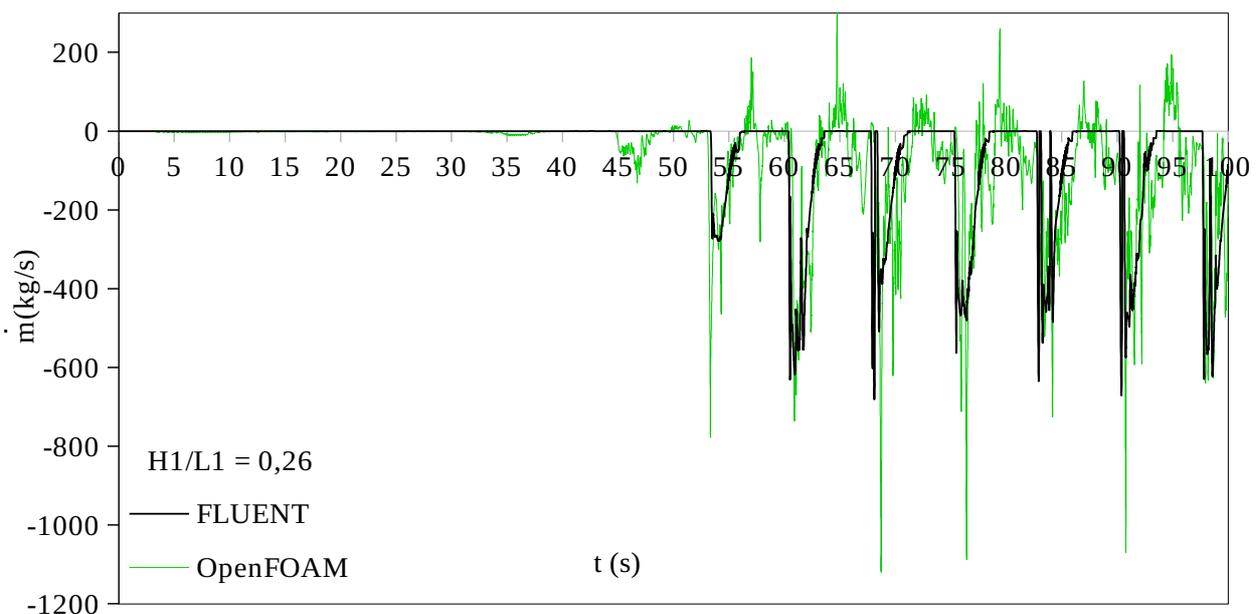


Figura 6.10 - Séries de galgamento para o dispositivo com $H1/L1 = 0,26$.

6.2.1. Determinação da massa total que ingressa no reservatório

Como visto na Figura 6.8, os Δt s aplicados nas soluções são muito pequenos, de forma que nas comparações realizadas entre os métodos de integração por retângulos e trapézios foram encontradas diferenças na ordem de 10^{-3} no total de massa.

A Figura 6.11 plota o total de água galgada durante 94 s de simulação para as sete razões de $H1/L1$ estudadas.

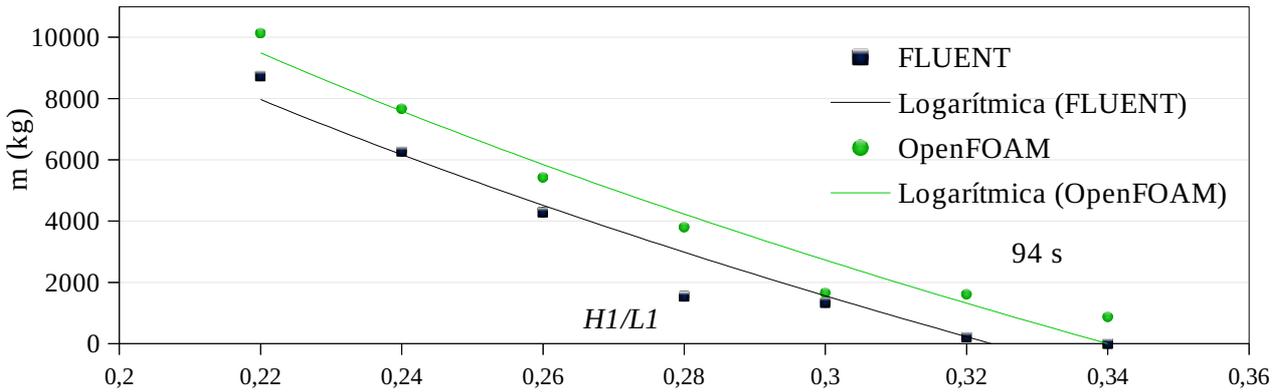


Figura 6.11 - Quantidades de água no reservatório em cada geometria de rampa estudada.

Percebe-se a semelhança entre linhas de tendência entre os programas Fluent e OpenFOAM no sentido da redução da massa de água com o aumento da razão $H1/L1$ (resultados bastante próximos dos obtidos em Goulart, 2014). Sobre isto é muito importante mencionar que, embora o OpenFOAM calcule maior massa de água que o Fluent para todas as razões de $H1/L1$ estudadas (média de 1258 kg), as taxas de variação de massa de água em função de $H1/L1$ das linhas de tendência são muito semelhantes.

Uma vez que as diferenças nos totais de massa de água galgada são funções do intervalo de tempo de simulação (94 s no caso apresentado), devendo aumentar e/ou diminuir para maiores ou menores intervalos de tempo analisados, afirma-se a importância da análise das derivadas das linhas de tendências ao invés dos valores absolutos observados. Ainda sobre isso, deve-se comentar que de uma diferença média de 1258 kg, dividida por 6 picos de galgamentos significativos (observados nas Figuras 6.6 e 6.10), a diferença média por pico de galgamento observada entre os programas é de apenas 209 kg de água. Pode-se, portanto, afirmar que o OpenFOAM oferece resultados aceitáveis para avaliação geométrica de dispositivos de galgamento. Com valores absolutos próximos dos calculados pelo programa comercial ANSYS Fluent e, sobretudo, com linhas de tendências muito semelhantes. Nota-se ainda que ambos os programas apresentam um ponto fora de tendência – $H1/L1 = 0,3$ para o OpenFOAM; $H1/L1 = 0,28$ para o Fluent. O Fluent não prevê galgamento para $H1/L1 = 0,34$, enquanto o OpenFOAM ainda prevê 877 kg.

6.3. A influência do parâmetro α

Um dos tópicos de interesse do presente trabalho é registrar a influência do parâmetro numérico α sobre simulações de canais de ondas. Juntamente aproveita-se para realizar uma análise sobre as instabilidades observadas nas séries de galgamento do OpenFOAM (Figuras 6.6 e

6.10). A Figura 6.12 ilustra uma variação do domínio computacional apresentado na Figura 5.2.

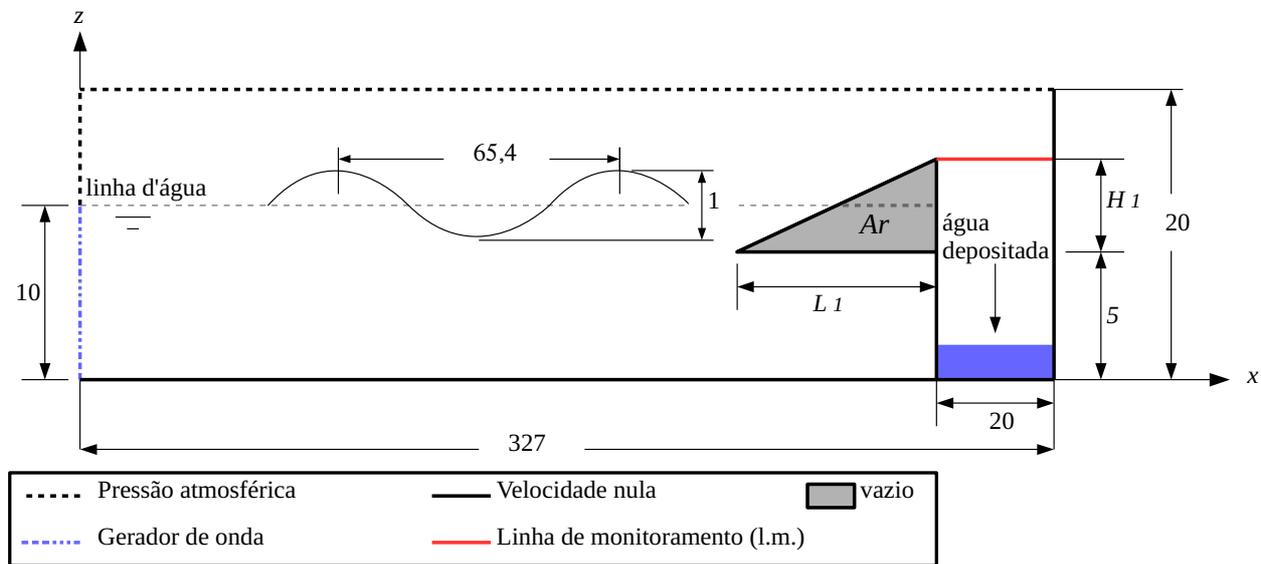


Figura 6.12 - domínio computacional sem o reservatório.

O domínio esquemático da Figura 6.12 possui dimensões gerais e condições de contorno idênticas ao domínio ilustrado na Figura 5.2, porém, o domínio em questão não possui o reservatório na altura da linha d'água seguindo a rampa do dispositivo. Ao invés disso, há uma região que permite que a água proveniente do galgamento seja depositada no fundo do canal, evitando que borrifos de água alcancem a linha que monitora a vazão mássica. Primeiramente, para argumentar a influência do parâmetro *calpha* apresenta-se a Figura 6.13.

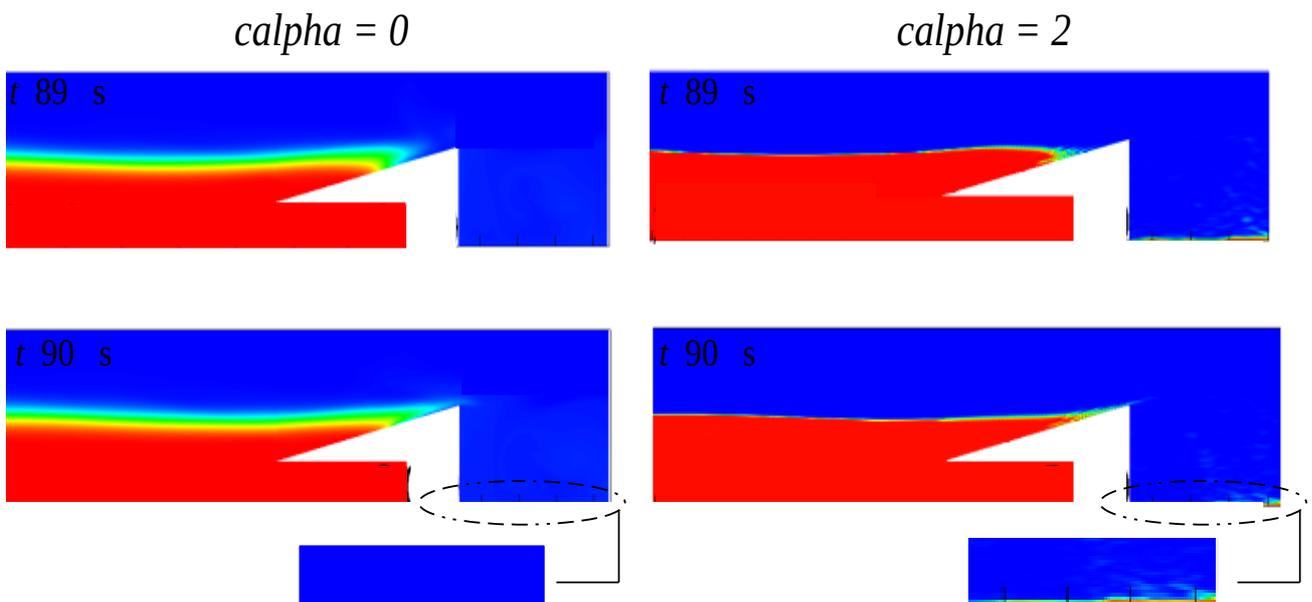


Figura 6.13 - Ilustração da influência de *calpha*.

Identifica-se na Figura 6.13 que, ao zerar α e, portanto, eliminar o fluxo de compressão da equação diferencial do transporte de α_f (Equação 5.6), a interface entre os dois fluidos se perde por falsa difusão, com alta suavização do gradiente de α_f . Percebe-se também que não há água dentro do reservatório após 90 s de simulação para o caso que zera o fluxo de compressão. Por outro lado, quando se eleva a intensidade deste fluxo, ao elevar α , a interface fica muito mais estreita e a presença de água proveniente do galgamento é identificada no fundo reservatório.

Para observar a influência deste parâmetro nas grandezas físicas de importância do presente estudo, apresentam-se as Figuras 6.14 e 6.15, que plotam as vazões mássicas instantâneas ingressantes no reservatório medidas pela Equação 5.22, para a geometria com $H1/L1 = 0,26$.

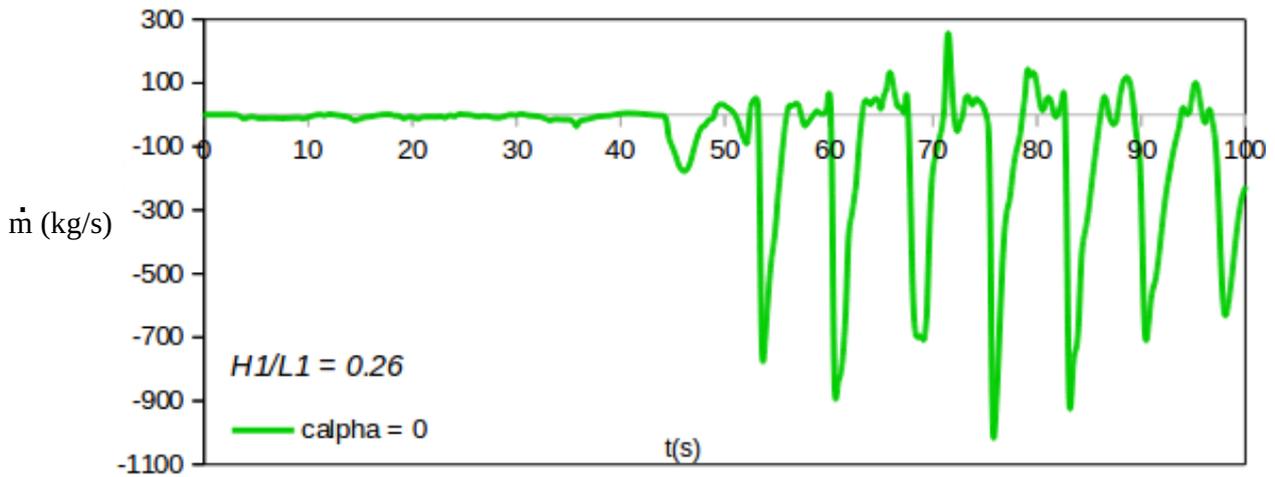


Figura 6.14 - Medição da vazão mássica adotando $\alpha = 0$.

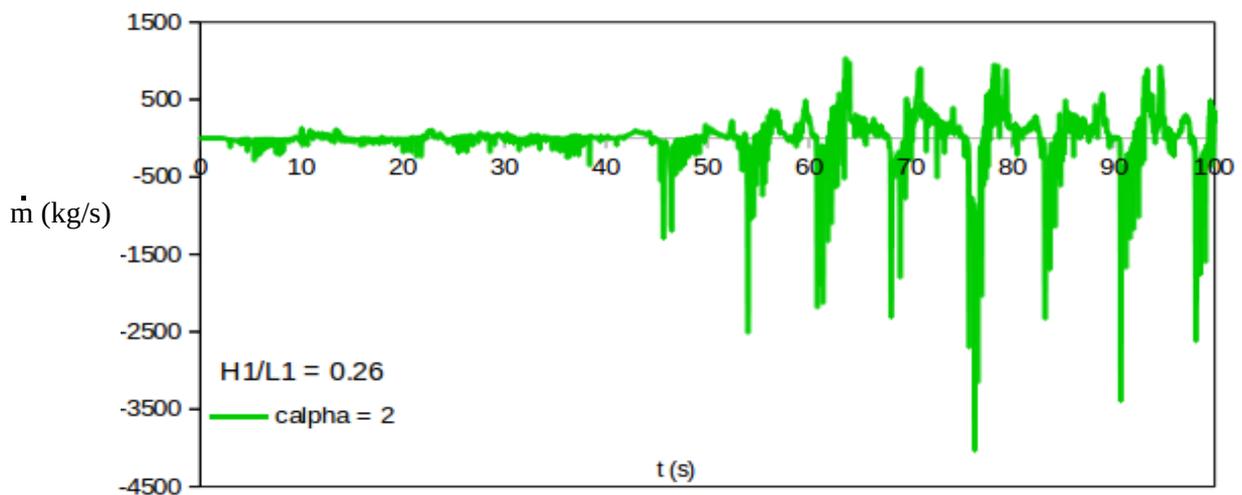


Figura 6.15 - Medição da vazão mássica adotando $\alpha = 2$.

Das Figuras 6.14 e 6.15 é possível perceber interferência do parâmetro no aspecto gráfico da vazão mássica em relação à análise anterior com $calpha = 1$. Vale destacar que as séries de tempos dos picos de galgamento coincidem com aquelas apresentadas nos casos anteriores, contudo, as magnitudes das vazões mássicas sofrem forte efeito da alteração de $calpha$. Onde, as vazões mássicas instantâneas dos casos que aplicam $calpha = 0$ atingem aproximadamente 30% da magnitude dos casos que aplicam $calpha = 2$.

Nota-se também, na Figura 6.14, que as séries de galgamento para $calpha = 0$ resultam em séries bastante suavizadas. Além disso, os galgamentos de fato ocorrem, reafirmando a ocorrência de perda da interface do escoamento por difusão numérica, uma vez que não se identifica água no interior do reservatório após 90 s de simulação (Figura 6.13). De forma contrastante, percebe-se que, com o aumento de $calpha$, o gráfico da vazão mássica torna-se mais perturbado.

Também importante é a constatação de variações significativas no resultado da integral das vazões mássicas devido a alteração de $calpha$. Da utilização de $calpha = 0$, o galgamento total previsto após 100 s é 33% superior ao galgamento previsto com $calpha = 1$. Da utilização de $calpha = 2$, o galgamento previsto é cerca de 40% inferior a massa de água galgada com $calpha = 1$, mesmo com picos mais representativos de vazões mássicas. Como as soluções que adotam $calpha = 1$, apresentadas anteriormente em comparação com o Fluent, tendem para resultados aceitáveis, indica-se a utilização deste valor para simulação de propagação de ondas em dispositivos de galgamento.

Além de tudo, é possível notar que mesmo sem a presença do reservatório próximo a linha de monitoramento, ainda existem flutuações entre os picos de galgamento, seja utilizando $calpha = 0$, ou $calpha = 2$. Deixando claro, portanto, que esta ocorrência não está relacionada com borrifos de água oriundos do choque da queda d'água com as paredes do reservatório. Restando, portanto, a hipótese de que as flutuações observadas entre picos de galgamento são ocasionadas pelo escoamento de ar saindo do reservatório. Uma vez que os valores do somatório αf na Equação 5.22 não são nulos em nenhum dos tempos de simulação (como mostra a Figura 6.7), o escoamento de ar também possui a vazão mássica instantânea contabilizada. Sobre isso, é importante mencionar que os escoamentos de ar não são representativos para o problema estudado – veja que os resultados das integrais na Figura 6.11 são semelhantes para os dois programas utilizados.

6.4. Estudo de Caso

Esta seção de resultados avalia o caso ilustrado na Figura 5.4 em 5.2.3, onde os objetivos são:

- Avaliar a influência da curvatura da superfície de dispositivos de galgamento sobre o total de água galgada em 65 s de simulação – o tempo de simulação foi reduzido em relação ao estudo apresentado em 6.2 para evitar o efeito da reflexão das ondas sobre a condição de contorno de geração das ondas, uma vez que o dispositivo encontra-se na região intermediário do canal.
- Avaliar a influência do comprimento da base de dispositivos de galgamento sobre as vazões mássicas dos galgamentos e sobre as massas totais galgadas sobre as superfícies.

6.4.1. Análise das séries de galgamento

Buscando avaliar a influência da curvatura das superfícies sobre as séries de galgamento, agrupam-se os dispositivos com bases de de 12,5 m (1, 2 e 3 na Figura 5.5) e de bases de 25 m (4, 5 e 6 na Figura 5.5), que tiveram as vazões mássicas de galgamento monitoradas conforme Equação 5.22. A Figura 6.16 ilustra as séries obtidas com os dispositivos de 12,5 m de base.

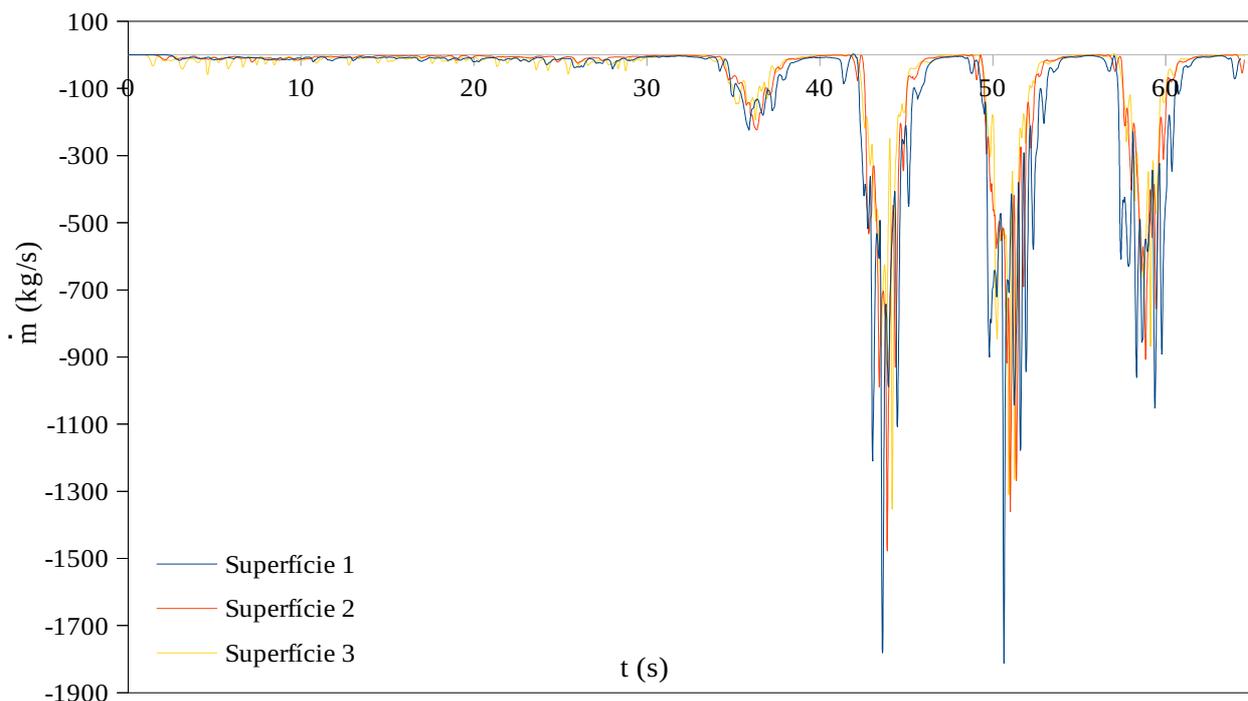


Figura 6.16 - Séries de galgamento dos dispositivos com 12,5 m de base.

A Figura 6.16 mostra que a curvatura das superfícies não afetou as séries de tempos dos galgamentos, uma vez que as três superfícies preveem picos em tempos coincidentes. Porém, já é possível notar que a curvatura convexa da superfície 1 proporciona vazões mássica mais significativas que as demais, atingindo magnitudes maiores nos três picos representativos ilustrados. Além disso, interpretando a integral como a área sob as curvas, é visível a vantagem que a

superfície 1 leva em relação outras duas – as quantidades absolutas das massas de água que passam por cima das superfícies são avaliadas posteriormente.

É muito importante perceber que nestes casos não se percebe flutuações com valores positivos de vazão mássica entre os picos de galgamento. Portanto, pode-se afirmar que as flutuações percebidas nas Figuras 6.6, 6.10, 6.14 e 6.15 podem ser explicadas pela primeira hipótese levantada no item 6.2. A existência de um reservatório na região que segue o dispositivo (região preenchida por ar), obriga que o ar existente dentro dele seja escoado para fora em resposta ao preenchimento desta região com água proveniente do galgamento, isto aliado à difusão numérica de αf ocasiona as oscilações referidas. No presente caso, isto não ocorre pois toda água galgada é despejada novamente no canal. Além disso, outra vantagem conceitual do modelo elaborado é que o nível de água existente dentro do canal é mantido constante após os picos de galgamento.

A Figura 6.17 realiza a comparação das vazões mássicas de galgamento para os dispositivos com 25 m de base, onde também é possível notar a coincidência dos picos de galgamentos em relação às séries de tempos. Novamente, observa-se que o modelo não apresenta oscilações na vazão mássica entre picos de galgamento.

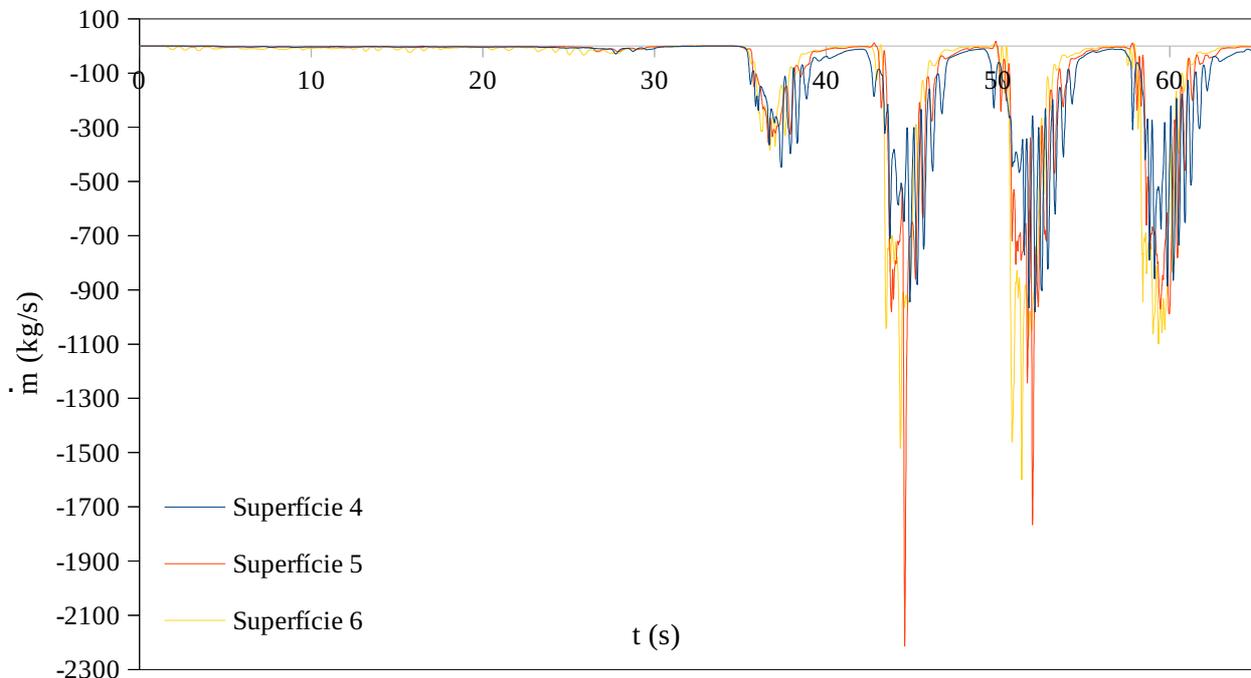


Figura 6.17 - Séries de galgamento dos dispositivos com 25 m de base.

Nota-se que, diferentemente das superfícies com base de 12,5 m, a curvatura convexa da superfície 4 não parece proporcionar o efeito vantajoso em relação à vazão observada no caso anterior. Ao invés disso, neste caso, o efeito parece ocorrer de forma inversa ao observado na

análise dos dispositivos com bases menores. Neste caso, percebe-se que as as vazões mássicas obtidas com as superfícies 5 e 6 possuem ordens semelhantes, com pequena vantagem da superfície 6.

6.4.2. Influência do comprimento das bases dos dispositivos

Para avaliar a influência do comprimento da base na vazão mássica, a Figura 6.18 ilustra as séries obtidas com as duas superfícies lineares – superfícies 2 e 5. É Possível notar que o aumento do comprimento da base do dispositivo provoca leve defasagem das séries de tempos, onde o dispositivo com base menor (superfície 2) tem picos que antecedem os picos do dispositivo com base maior.

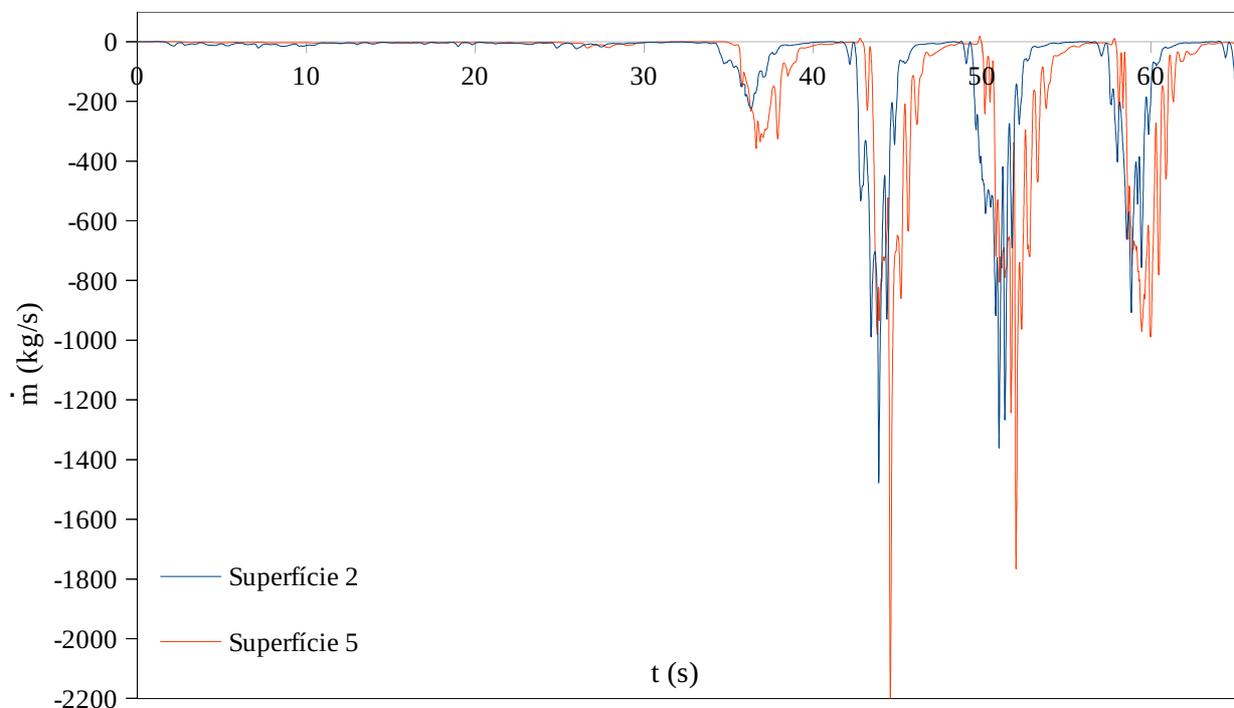


Figura 6.18 - Séries de galgamento dos dispositivos com superfícies 2 e 5.

A influência do comprimento da base em relação as séries de tempo ocorre pois as ondas levam menos tempo para interagir com as superfícies de bases mais extensas. Uma vez que isto ocorre, as ondas perdem energia cinética, necessitando, portanto, de uma intervalo de tempo maior para percorrerm toda a extensão do dispositivo até atravessarem a linha de monitoramento que calcula a vazão mássica.

Sobretudo, e mais importante, percebe-se que o dispositivo com superfície mais extensa proporciona ganhos consideráveis nas magnitudes das vazões mássicas instantâneas, fator que impacta diretamente na potência útil deste tipo de equipamento. Mostra-se assim uma tendência

interessante que pode ser recomendada para projetos de dispositivos que extraem energia das ondas através de galgamento.

6.4.3. Avaliação das geometrias sobre os totais de massa de água

Sobre o impacto das configurações das superfícies sobre o total de água galgada apresentam-se resultados das integrais da vazão mássica na Figura 6.19.

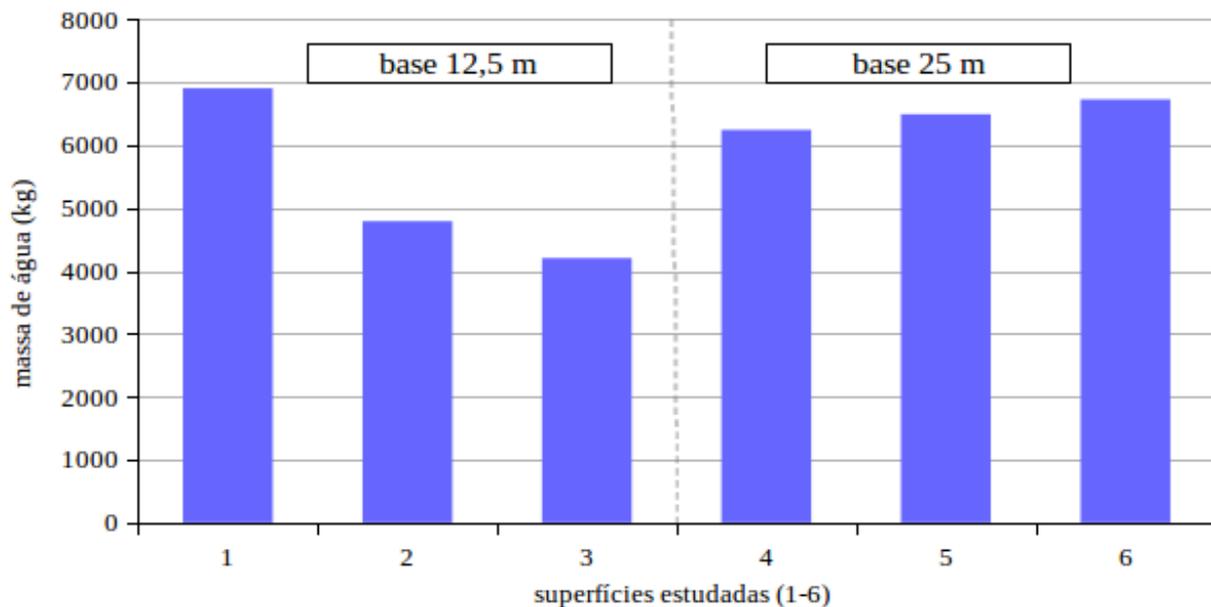


Figura 6.19 - Total de água galgada pelas 6 superfícies de rampa estudadas.

Analisando os grupos de forma independente percebe-se que os dispositivos com base de 12,5 m sofrem forte influência da curvatura da superfície, seguindo a tendência especulada através da Figura 6.16. Os dispositivos com superfícies 2 e 3 produzem galgamentos na faixa de 4000 kg a 5000 kg, enquanto aquele que utiliza a superfície convexa produz galgamento de quase 7000 kg nos 65 s de simulação – valor que significa 40% de maximização no total de água em relação ao obtido pela superfície 2. Além disso, nota-se que a superfície 1 é a que contabiliza maior quantidade de água dentre todas as superfícies estudadas, demonstrando que a utilização de uma curvatura adequada para a superfície de galgamento pode ser um artifício para reduzir as dimensões do equipamento, sem perder potência útil. Neste grupo ainda, nota-se que a superfície côncava produz perda de aproximadamente 15 % no galgamento em relação a superfície linear.

Todos os dispositivos que possuem 25 m de base encontram-se na mesma faixa de 6000 kg até 7000 kg de água galgada. Com pequena ascendência em relação a superfície côncava, diferindo do comportamento dos dispositivos com base menor. Nota-se, sobretudo, que bases mais extensas beneficiam o objetivo do dispositivo nas condições estudadas, conferindo maior massa de água

galgada nos 65 s de simulação, a exemplo das duas superfícies lineares. A superfície 5 proporciona 34 % a mais de massa de água em relação a superfície 2. Vale comentar que estas ocorrências são coerentes com as tendências observadas nas análises realizadas através dos gráficos das vazões mássicas (Figura 6.18).

Não se percebe ganhos significativos que justifiquem a utilização de superfícies curvas para os dispositivos com bases de 25 m. Contudo, vale lembrar que as curvaturas adotadas para os dispositivos com base de 25 m são muito menos acentuadas que aquelas utilizadas para os dispositivos com 12,5 m, devido a forma como foram definidas (vide Figura 5.5). Sugerindo portanto, que a utilização de superfícies com curvaturas mais acentuadas podem possibilitar o efeito de maximização da massa de água percebido nos dispositivos com bases menores.

Sobre tudo isso, ainda deve ser dito que a variável mais significativa para o cálculo de potência disponível dos dispositivos estudados, nas condições estudadas, é a vazão mássica. Isto porque os casos estudados possuem a mesma altura de galgamento acima da linha d'água (1 m). Portanto, as tendências apresentadas podem ser consideradas para maximização de potência de dispositivos.

7. CONCLUSÕES

Foi proposto estudar a solução numérica de dispositivos de extração de energia mecânica das ondas do tipo galgamento contido em um canal utilizando o programa de CFD OpenFOAM. Para isto apresentou-se a revisão sobre a mecânica das ondas, modelagem numérica de escoamentos, método dos volumes finitos e a metodologia do solver interFOAM. O estado da arte apresentado contextualiza o estágio atual de desenvolvimento do equipamento estudado, e elenca trabalhos que fundamentam a metodologia numérica empregada para simulação dos casos. Como este trabalho possui caráter numérico, faz-se necessário adotar referências comparativas para os resultados obtidos, portanto utiliza-se o modelo matemático de Stokes para a verificação da onda numérica no canal, e soluções numéricas do programa comercial ANSYS Fluent para a verificação do modelo de dispositivos de galgamento – haja visto que o referido programa é largamente utilizado em estudos desta área. Neste contexto, também foram apresentadas algumas dificuldades percebidas durante o tempo de elaboração do presente trabalho. Por último, foi proposta a avaliação da influência de superfícies curvas, e do comprimento da base dos dispositivos, sobre a capacidade de provocar o galgamento das ondas. Isto foi possível através do monitoramento da vazão mássica galgada, e mostrou a importância de investigar tais variáveis de projeto no sentido de maximizar a capacidade energética do dispositivo.

1) Na análise do canal de ondas sem o dispositivo foram estudadas as características da onda numérica em comparação com o modelo matemático de Stokes percebendo:

- A utilização de volumes com $\Delta x = 0,05$ m e $\Delta y = 0,7$ m (Malha 4) na região da superfície livre proporcionam uma solução convergida da elevação da superfície livre da onda, com diferença inferior a 0,1 % da discretização que aplica $\Delta x = 0,05$ m e $\Delta y = 0,94$ m (Malha 3) na mesma região.
- A elevação da superfície livre obtida com a Malha 4 em comparação com o modelo não-linear de Stokes mostra que a onda numérica do OpenFOAM possui comportamento muito bom, com estreita convergência de período e diferença relativa de apenas 6,05 % de η na crista da onda.
- Os perfis das componentes u e w da velocidade da onda numérica possuem as características desejadas, com perfil positivo de u sob a crista e negativo sob a cava, enquanto w é

praticamente nulo nos dois casos. Esta análise mostra que os perfis numéricos de u possuem diferenças relativas sistemáticas de 13 % em relação ao modelo matemático.

2) O modelo do dispositivo foi verificado com soluções numéricas obtidas no Fluent. Neste caso foram monitoradas as vazões mássicas dos galgamentos que ingressam nos reservatórios de 7 geometrias distintas em função das razões de $H1/L1$. onde os resultados mostraram:

- O OpenFOAM realiza mais iterações para o avanço no tempo das simulações, isto ocorre nos tempos iniciais até as séries de galgamentos se estabelecerem. Logo quando iniciam-se os galgamentos, os programas passam a avançar no tempo com passos de tempos muito semelhantes.
- O Open FOAM possui tempo de solução muito inferior às soluções obtidas com o ANSYS Fluent, respeitando as condições de *setup* aplicadas. Isto provavelmente ocorre devido as diferenças nas formulações que os programas aplicam, o OpenFOAM utiliza solução explícita e o Fluent utiliza solução implícita. Portanto, mostra-se uma grande vantagem na utilização do OpenFOAM para estudos correlatos aos aqui apresentados.
- Os picos das vazões mássicas que ingressam nos reservatórios coincidem nas séries de tempos dos dois aplicativos utilizados, e possuem magnitudes muito semelhantes para todas as razões de $H1/L1$ estudadas. Este resultado mostra boa convergência do fenômeno físico simulado com o OpenFOAM em comparação com o Fluent.
- A estimativa das massas totais galgada em 94 s de simulação com os dois programas foram comparadas para as sete razões de $H1/L1$, mostrando que, embora o OpenFOAM compute valores absolutos mais elevados que o Fluent, as linhas de tendências das massas de água galgadas em função de $H1/L1$ dos dois aplicativos possuem curvaturas muito semelhantes. Este resultado, mostra que os programas fornecem taxas de variações de acúmulo de água no reservatório em função de $H1/L1$ muito semelhantes. Além disso, foi visto que a diferença média no acúmulo de água no reservatório é de 1258 kg para 6 picos de galgamentos significativos, que resulta em uma diferença de apenas 209 kg de água por pico de galgamento entre os programas.
- Para finalizar a análise acerca dos modelo do OpenFOAM foi discutida a influência do parâmetro α . Como visto, α está diretamente ligado ao fluxo de compressão introduzida na equação da variável αf na interface do escoamento. Percebe-se que, quando o fluxo de compressão é zerado através de α , a interface do escoamento é perdida com

alta suavização do gradiente de αf . Ao passo que, quando αf se torna maior, a interface torna-se mais estreita, e é visivelmente comprimida. Notou-se sobre isso que, devido a perda de interface dos fluidos, a simulação que utiliza o parâmetro $\alpha f = 0$ contabilizou os picos de galgamento sem acumular água no interior do reservatório. De forma que toda a água ingressante no mesmo, se difundiu na região a sua volta. Já com a utilização de $\alpha f = 2$, o gráfico da vazão mássica tomou ordem de magnitude muito maior que o esperado. Mesmo assim, o resultado da integral da vazão mássica adotando $\alpha f = 2$ resultou em cerca de 40% menor que $\alpha f = 1$. Assim sendo, $\alpha f = 1$ é o valor que se indica para este tipo de simulação.

3) No estudo de caso onde se avaliou a influência de superfícies curvas e a influência do comprimento da base do dispositivo sobre o despejo de água proveniente das ondas. Foi notado:

- Primeiramente é percebido que o modelo apresentado não possui as flutuações entre picos de galgamentos vistos nos casos onde havia um reservatório na região que segue o dispositivo. Este é um resultado muito importante, que confirma a hipótese de que as flutuações percebidas nas Figuras 6.6 e 6.10 são erros numéricos oriundos do escoamento de ar no sentido oposto ao galgamento, uma vez que a os valores de αf nunca possui valor nulo na Equação 5.22 (ocorrência ilustrada na Figura 6.7).
- Para os dispositivos que possuem bases com comprimento de 12,5 m foi percebida uma maximização de 40 % na massa de água galgada da superfície convexa (superfície 1) em relação as superfícies linear e côncava (superfícies 2 e 3). Mostrando, portanto, a importância de estudar essa variável de projeto nas etapas de elaboração conceitual de dispositivos de galgamento.
- O grupo de dispositivos com bases de 25 m não mostrou a tendência de maximização da massa de água na direção da superfície convexa, e sim da superfície côncava, porém com valores não muito significativos. Vale comentar que as superfícies em questão possuem curvaturas muito menos acentuadas que aquelas aplicadas no grupo anterior, o que, possivelmente, pode explicar por que não foram notadas maximizações significativas da massa de água galgada.
- As superfícies lineares dos dois grupos (12,5 m e 25 m) foram comparadas para investigar a influência do comprimento da base do dispositivo sobre a massa de água galgada, mostrando grande vantagem na utilização da superfície com base de 25 m. Outro resultado muito

importante no sentido de recomendações teóricas para projetos do equipamento em questão.

- O dispositivo com base de 12,5 m que possui base convexa chegou a superar os níveis de galgamento dos dispositivos de 25 m de base. Esta é uma ocorrência interessante que indica uma forma de maximizar o potencial do dispositivo ao passo em que suas dimensões são reduzidas.

As conclusões apresentadas e organizadas em 1, 2, e 3 mostram a boa aplicabilidade do programa OpenFOAM para a simulação numérica de propagação de ondas regulares com a aplicação de perfil de velocidades como condição de contorno de geração da onda. Bem como boa acurácia de resultados com o programa comercial ANSYS Fluent na modelagem de dispositivos de galgamento. Fatores estes muito importantes, uma vez que o OpenFOAM é um programa livre, de código aberto e disponível para quaisquer indivíduos e/ou instituições interessados em colaborar com o desenvolvimento da ciência. Além disso, mostrou ser aplicável para estudos conceituais de projetos do dispositivo aqui estudado. Vale ressaltar que as conclusões apresentadas valem para as condições aqui apresentadas. No sentido de propor caminhos que possam auxiliar no desenvolvimento da tecnologia estudada, sugere-se para trabalhos futuros:

- Implementar a condição de absorção ativa na condição de contorno de velocidade prescrita dos canais para evitar os efeitos de reflexão das ondas sobre o gerador.
- Aplicar modelos de turbulência para a simulação de dispositivos de galgamento e comparar com os resultados do modelo laminar. Apontar concordâncias e/ou divergências, e justificar a necessidade ou não da aplicação do modelo sugerido.
- Investigar novas configurações de superfícies e caracterizar condições ótimas de massa de água galgada para as restrições: profundidade do canal (preferível em condições *offshore*), submersão do dispositivo, altura de galgamento acima da linha d'água e comprimento da base. Realizar este estudo para dispositivos com bases de vários comprimentos (5 m, 7,5 m, 10 m, 12,5 m, 15 m, 17,5 m, 20 m, 22,5 m, 25m ...) e aplicando mais de uma curvatura convexa e côncava, além da linear. Realizar este estudo para as ondas significativas no sul do Brasil.
- Desenvolver o modelo tridimensional do dispositivo e, neste caso, investigar a influência de braços concentradores, como os do *WaveDragon*, sobre o montante de água que se direciona para o reservatório.

8. REFERÊNCIAS

- Afshar, M. A. 2010. **“Numerical Wave Generation In Openfoam.”** Dissertação de Mestrado. Chalmers University Of Technology.
- Alfredini, P. E and Arasaki, E., 2009. **“Obras E Gestão De Portos E Costas: A Técnica Aliada Ao Enfoque Logístico E Ambiental.”** 2º Edição. São Paulo: Edgard Blücher.
- Aneel, 2016. **“Informações Gerenciais”**.
- Anslys, 2009. **“Ansys Fluent 12 Theory Guide.”** Fluent Inc.
- Davidson, J, Cathelain, M., Guillemet, L., Huec, T., and Ringwood, J. V. 2015. **“Implementation Of An Openfoam Numerical Wave Tank For Wave Energy Experiments.”** 11º European Waves and Tidal Conference. Nantes, France.
- Dean R. G., and Dalrymple R. A. 1991. Water Wave Mechanic For Engineers And Scientists. Vol. 2. 4 Vols. **“Advanced Series On Ocean Engineering.”** World Scientific Co. Pte. Ltd.
- EMEC, 2016. Acessado em 5 de setembro. <http://www.emec.org.uk/>.
- Fenton, J. D. 1985. **“A Fifth-Order Stokes Theory For Steady Waves.”** Waterway Port Coastal And Ocean Engineering 111: 216–34.
- Fenton, J. D. 1990. **“Nonlinear Wave Theories.”** The Sea, Ocean Engineering Science, 9: 1–17.
- Ferziger, Joel H., and M. Perić. 2002. **“Computational Methods For Fluid Dynamics.”** New York: Springer.
- Fox, Robert W., Philip J. Pritchard, And Alan T. Mcdonald. 2011. **“Fox And Mc'donald's Introduction To Fluid Mechanics.”** 8º Edição. Hoboken, Nj : Chichester: John Wiley & Sons, Inc. ; John Wiley [distributor].
- Geuzaine, C. and Remacle, J. F., 2009. **“Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities.”** International Journal for Numerical Methods in Engineering 79(11), pp. 1309-1331, 2009.
- Gomes, M. N., Nascimento, C. D., Bonafini, B. L., Santos, E. D., Isoldi, L. A., And Rocha, L. A. O. 2012. **“Otimização Geométrica 2d Com Constructal Design De Um Dispositivo Do Tipo Coluna De Água Oscilante Em Escala De Laboratório.”** SEMENGO. Rio Grande - RS, BR.
- Gomes, M. N., Olinto, C.R., Rocha, L. A. O., Souza, J. A., And Isoldi, L. A. 2009. **“Computational Modeling Of A Regular Wave Tank.”** Thermal Engineering 8: 44–50.
- Goulart. 2014. **“Estudo Numérico Da Geometria De Um Dispositivo De Galgamento Onshore Em Escala Real Empregando Constructal Design.”** Dissertação de Mestrado, Brasil: Universidade Federal Do Rio Grande.
- Hirt, C.W, And B.D Nichols. 1981. **“Volume Of Fluid (VOF) Method For The Dynamics Of Free Boundaries.”** Journal Of Computational Physics 39 (1): 201–25. Doi:10.1016/0021-

9991(81)90145-5.

- Horko, M. 2007. **“CFD Optimisation Of An Oscillating Water Column Energy Converter.”** Dissertação de Mestrado. University of Western, Austrália.
- IEA-RETD,2012. **“Offshore Renewable Energy: Accelerating The Deployment Of Offshore Wind, Tidal, And Wave Technologies.”** 1º Edição. Abingdon, Oxon; New York, Ny: Earthscan.
- Jasak, H. 1996. **“Error Analysis And Estimation For The Finite Volume Method With Applications To Fluid Flow.”** Tese de Ph.D., Imperial College Of Science, Technology And Medicine.
- Jin, J., Liu, Z, Hong, K, And Hyun, B.-S. 2012. **“3D Numerical Investigation On Reservoir System For An Overtopping Wave Energy Converter.”** Journal Of Navigation And Port Research International Edition 36: 97–103.
- Lambert, R. J, 2012. **“Development of a Numerical Wave Tank Using OpenFOAM.”** Dissertação de Mestrado. Universidade De Coimbra.
- Liu, Z., Hyun, B., And Jin, J. 2008. **“Numerical Prediction For Overtopping Performance Of Owec.”** Journal Of The Korean Society For Marine Environmental Engineering 11: 35–41.
- Maliska, Clovis R. 2004. **“Transferência De Calor E Mecânica Dos Fluidos Computacional.”** Rio De Janeiro: Livros Tecnicos E Cientificos.
- Martins, J. C., Barbosa, D. V. E., Goulart, M. M., Rocha, L. A. O., Souza, J. A., Gomes, m. N., Isoldi, L. A., And Santos, E. D. **“Constructal Design Of An Onshore Overtopping Device In Real Scale For Two Different Ocean Wave Periods And Different Areas Of The Ramp.”** XXXVI CILAMCE.
- Martins, J. C., Barbosa, D. V. E., Goulart, M. M., Viegas, A. R., Furich, A. S., Isoldi, L. A., e Santos, E. D. 2015. **“Estudo Dos Procedimentos Numéricos Para Simulação De Um Dispositivo De Galgamento”** anais do MCSUL, 2016. Universidade Federal do Rio grande, Rio Grande – RS.
- MME, 2008. **“Atlas De Energia Elétrica No Brasil.”**
- MME, EPE , 2007. **“Plano Nacional De Energia 2030.”**
- Munson, Bruce Roy, T. H. Okiishi, And Wade W. Huebsch. 2009. **“Fundamentals Of Fluid Mechanics.”** 6º edição. Hoboken, Nj: J. Wiley & Sons.
- Openfoam. 2011. **“Openfoam User’s Guide.”**
- Patankar, Suhas V. 1980. **“Numerical Heat Transfer And Fluid Flow.”** Series In Computational Methods In Mechanics And Thermal Sciences. Washington : New York: Hemisphere Pub. Corp. ; Mcgraw-Hill.
- Pereira, S. R. V. V. Da S. 2010. **“Caracterização Do Sector Dos Recursos Energéticos Marinhos Para Portugal Continental.”** Portugal: Universidade De Lisboa.

- Pelc, R. and Fujita, R. M. 2002. **“Renewable Energy From The Ocean.”** Marine Policy 26 (2002): 471 – 479.
- Qingjie. Du, And Y.C. Dennis. Leung. 2011. **“2D Numerical Simulation Of Ocean Waves.”** World Renewable Energy Congress. Linkoping, Suécia.
- Ramim, P., Petit, O., And Nilsson, U. 2001. **“Project Work: Intersettingfoam.”**
- Rusche, H. 2002. **“Computational Fluid Dynamics Of Dispersed Two-Phase Flows At High Phase Fractions.”** Dissertação de Ph.D., Imperial College Of Science, Technology And Medicine.
- Teixeira, Paulo R.F., Djavan P. Davyt, Eric Didier, And Rubén Ramalhais. 2013. **“Numerical Simulation Of An Oscillating Water Column Device Using A Code Based On Navier–Stokes Equations.”** Energy 61 (November): 513–30. Doi:10.1016/J.Energy.2013.08.062.
- Thorpe, T. W. 1999. **“An Overview Of Wave Energy Technologies: Status, Performance And Costs.”** 4º European Wave Energy Conference . Alborg, Dinamarca.
- Varma, K. K. 2014. **“Finite Amplitude Ocean Waves: Waves With Peaked Crests And Broad Trhoughs.”** Resonance.