



Universidade Federal do Rio Grande  
\_\_\_\_\_ Escola de Engenharia \_\_\_\_\_

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica

---

Metodologia Numérica para a Simulação  
Hidrodinâmica de Estados de Mar Utilizando  
Dados Espectrais e Estudo de Caso de um OWC  
na Costa de Rio Grande–RS

Dissertação de:  
**Phelype Oleinik**

Orientador:  
**Liércio André Isoldi**

Coorientadora:  
**Bianca Neves Machado**

Dezembro de 2020

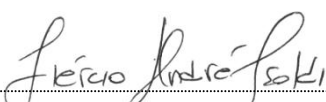
# Metodologia Numérica para a Simulação Hidrodinâmica de Estados de Mar Utilizando Dados Espectrais e Estudo de Caso de um OWC na Costa de Rio Grande-RS


**Phelype Haron Oleinik**  
Mestre em Engenharia Oceânica

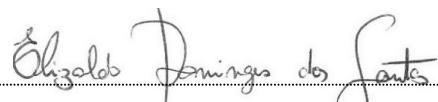
Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica (PPGEO) da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande (FURG), como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Oceânica.


  
Prof. Dr. Liércio André Isoldi  
Coordenador do PPGEO


Banca examinadora:

  
Prof. Dr. Liércio André Isoldi  
Orientador — PPGEO/FURG

  
Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Bianca Neves Machado  
Coorientadora — UFRGS

  
Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos  
Membro Interno — PPGEO/FURG

  
Prof. Dr. Jeferson Avila Souza  
Membro Interno — PPGEO/FURG

  
Prof. Dr. José Manuel Paixão Conde  
Membro Externo — FCT/UNL—Portugal

Rio Grande, 23 de Dezembro de 2020

O45m Oleinik, Phelype Haron.

Metodologia Numérica para a Simulação Hidrodinâmica de Estados de Mar Utilizando Dados Espectrais e Estudo de Caso de um OWC na Costa de Rio Grande-RS / Phelype Haron Oleinik – 2020.

97 f.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Rio Grande – FURG, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica, Rio Grande/RS, 2020.

Orientador: Dr. Liércio André Isoldi.

Coorientadora: Dr<sup>a</sup> Bianca Neves Machado.

1. Energia Renovável 2. Ondas Irregulares 3. TOMAWAC 4. Fluent  
5. OWC I. Isoldi, Liércio André II. Machado, Bianca Neves  
III. Título.

CDU 620.91

Catálogo na Fonte: Bibliotecário José Paulo dos Santos CRB 10/2344

## **Agradecimentos**

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior–Brasil (CAPES)–código de financiamento 001.



## Resumo

**Phelype Haron Oleinik**

**METODOLOGIA NUMÉRICA PARA A SIMULAÇÃO HIDRODINÂMICA DE ESTADOS DE MAR UTILIZANDO DADOS ESPECTRAIS E ESTUDO DE CASO DE UM OWC NA COSTA DE RIO GRANDE-RS**

A demanda por energia cresce com os avanços tecnológicos, com a expansão industrial e com a urbanização mundial. Para suprir essa demanda de forma sustentável, existem diversas tentativas de aproveitar as fontes renováveis de energia, dentre elas, a energia das ondas. Em relação ao estudo da disponibilidade de energia das ondas nos dispositivos de conversão de energia, há duas grandes áreas de pesquisa: o estudo dos dispositivos e seu do comportamento fluidodinâmico, e a simulação do estado de mar para determinação do potencial teórico disponível para conversão. O objetivo deste trabalho foi uma aproximação dessas duas abordagens, desenvolvendo uma metodologia que permite a simulação fluidodinâmica de ondas irregulares realísticas obtidas do espectro do estado de mar, e então a aplicação dessa metodologia no estudo de caso de um dispositivo de coluna d'água oscilante na costa de Rio Grande-RS. Para alcançar esse objetivo, uma metodologia foi desenvolvida, capaz de transformar o espectro do estado de mar em uma série temporal de elevação da superfície do mar estatisticamente equivalente. Também foi desenvolvido um método para estimar o campo de velocidade da coluna d'água abaixo das ondas irregulares a partir da série temporal de elevação da superfície. Foi então realizada uma caracterização do clima de ondas da cidade de Rio Grande, no ano de 2014, utilizando um histograma para classificar o estado de mar de acordo com sua altura significativa e período médio, gerando uma matriz do clima de ondas. O espectro do estado de mar foi obtido para cada combinação de altura e período, e foi simulado utilizando a Dinâmica de Fluidos Computacional para a representação do comportamento fluidodinâmico do dispositivo. Os resultados do estudo de caso apontam que, para o dispositivo baseado no da Ilha do Pico, em Portugal, a potência hidropneumática é função principalmente da altura das ondas, podendo chegar a 160 kW em condições extremas com altura significativa de 2,4 m. Os resultados também mostraram que, no ano de 2014 na costa de Rio Grande, a energia total disponível para conversão foi de 28,51 MW h, ou uma potência média de 34,55 kW. Além dos resultados específicos para o estudo de caso, a metodologia de classificação do estado de mar baseado em um histograma se mostrou uma alternativa computacionalmente eficiente para a simulação do clima de ondas de um local em um longo período de tempo, reduzindo o tempo de simulação necessário a aproximadamente 0,5 % do total.

**Palavras-chave:** Energia Renovável. Ondas Irregulares. TOMAWAC. Fluent. OWC.

# Abstract

**Phelype Haron Oleinik**

NUMERICAL METHODOLOGY FOR THE HYDRODYNAMIC SIMULATION OF SEA STATES USING SPECTRAL WAVE DATA AND CASE STUDY OF AN OWC ON THE COAST OF RIO GRANDE-RS

The demand for energy grows along with the technological advances, with the industrial expansion and with the global urbanisation. To supply this demand in a sustainable way, there are several attempts to harvest energy from renewable sources, among them, wave energy. Regarding the study of wave energy availability in the energy conversion devices, there are two major research fields: the study of the devices and their fluid-dynamic behaviour, and the sea state simulation to determine the theoretical energy potential available for conversion. The goal of this work was an approximation of these two approaches, developing a methodology that allows the fluid-dynamic simulation of irregular realistic waves obtained from the sea state spectrum, then the application of this methodology in the case study of an oscillating water column device in the coast of Rio Grande-RS. To reach this goal, a methodology was developed, which is able to transform the sea state spectrum into a statistically equivalent time series of sea surface elevation. A method was also developed to estimate the velocity field in the water column below the irregular waves from the time series of surface elevation. A characterisation of the wave climate in the city of Rio Grande was then made, for the year of 2014, using a histogram to classify the sea states according to their significant wave height and mean wave period, thus producing a matrix for the wave climate. The sea state spectrum was obtained for each pair of wave height and period, and then simulated using the Computational Fluid Dynamics to represent the device's fluid-dynamic behaviour. The results of the case study show that, for the device simulated, based on the at the Pico Island, in Portugal, the hydropneumatic power is a function mainly of the wave height, reaching up to 160 kW in extreme conditions with wave heights of 2,4 m. The results also showed that, in 2014 in the coast of Rio Grande, the total energy available for conversion was 28,51 MW h, or an average power of 34,55 kW. In addition to the results specific to the case study, the methodology for the classification of the sea state based on a histogram proved to be a computationally efficient alternative for the simulation of wave climates in a given location for a long period of time, reducing the simulation time needed to approximately 0,5 % of the total amount.

**Keywords:** Renewable Energy. Irregular Waves. TOMAWAC. Fluent. OWC.

# Sumário

|   | Página    |
|---|-----------|
| • Lista de Figuras  | IX        |
| • Lista de Tabelas  | XI        |
| • Lista de Símbolos   | XII       |
| • Lista de Siglas   | XV        |
| <b>1 • Introdução</b>   | <b>1</b>  |
| 1.1 • Desenvolvimento e Otimização dos Dispositivos . . . . . | 2         |
| 1.2 • Simulação do Potencial Energético do Mar . . . . .      | 5         |
| 1.3 • Simulação Espectral dos Dispositivos . . . . .          | 6         |
| 1.4 • A Contribuição deste Trabalho . . . . .                 | 8         |
| 1.5 • Área de Estudo . . . . .                                | 8         |
| 1.6 • Objetivos . . . . .                                     | 9         |
| 1.7 • Estrutura do Texto . . . . .                            | 10        |
| <b>2 • Fundamentação Teórica</b>                              | <b>11</b> |
| 2.1 • Teoria Linear de Ondas . . . . .                        | 11        |
| 2.1.1 • Hipóteses . . . . .                                   | 11        |
| 2.1.2 • Equacionamento Preliminar . . . . .                   | 13        |
| 2.1.3 • Equações e Condições de Contorno . . . . .            | 15        |
| 2.1.4 • Solução da Teoria Linear . . . . .                    | 17        |
| 2.2 • Análise Harmônica e Séries de Fourier . . . . .         | 18        |
| 2.2.1 • A Série de Fourier . . . . .                          | 18        |
| 2.2.2 • A Transformada de Fourier . . . . .                   | 20        |
| 2.2.3 • A Transformada Discreta de Fourier . . . . .          | 21        |
| 2.3 • Representação Espectral de Ondas . . . . .              | 24        |
| 2.3.1 • Métrica e Estatística das Ondas . . . . .             | 24        |
| 2.3.2 • O Espectro do Estado de Mar . . . . .                 | 26        |
| <b>3 • Metodologia Parte 1: Espectral</b>                     | <b>30</b> |
| 3.1 • O Modelo Espectral de Ondas . . . . .                   | 31        |
| 3.1.1 • Processos Físicos Modelados . . . . .                 | 31        |
| 3.1.2 • Discretização . . . . .                               | 32        |
| 3.2 • Simulação Espectral . . . . .                           | 34        |
| 3.2.1 • Condições de Contorno . . . . .                       | 35        |
| 3.2.2 • Simulação e Criação do Banco de Dados . . . . .       | 36        |
| 3.3 • Transformação entre Espectro e Onda . . . . .           | 37        |

|            |  |           |
|------------|--|-----------|
| 3.3.1 •    | Transformação do Espectro em Elevação da Superfície . . . . .        | 37        |
| 3.3.2 •    | Reversão da Elevação da Superfície para Espectro . . . . .           | 41        |
| 3.4 •      | Obtenção do Perfil Vertical de Velocidades . . . . .                 | 42        |
| 3.4.1 •    | Estimativa do Período e Comprimento das Ondas . . . . .              | 43        |
| 3.4.2 •    | Substituição da Amplitude e Periodicidade . . . . .                  | 45        |
| 3.5 •      | SPEC2WAVE . . . . .  | 45        |
| 3.5.1 •    | Visão Geral . . . . .  | 46        |
| 3.5.2 •    | Implementação/Operação . . . . .                                     | 46        |
| <b>4 •</b> | <b>Metodologia Parte 2: Fluidodinâmica</b>                           | <b>52</b> |
| 4.1 •      | Configuração do Modelo Numérico . . . . .                            | 52        |
| 4.1.1 •    | Discretização . . . . .  | 53        |
| 4.1.2 •    | Inserção do Dispositivo OWC no Domínio Computacional . . . . .       | 59        |
| 4.2 •      | O Modelo Fluidodinâmico . . . . .                                    | 63        |
| 4.2.1 •    | Equacionamento . . . . .   | 64        |
| 4.2.2 •    | Velocidade Prescrita . . . . .                                       | 65        |
| 4.2.3 •    | Métodos Numéricos . . . . .  | 66        |
| 4.3 •      | Definição das Simulações do Estudo de Caso . . . . .                 | 66        |
| 4.3.1 •    | Localização Geográfica da Área de Estudo no Banco de Dados . . . . . | 67        |
| 4.3.2 •    | Caracterização do Clima de Ondas . . . . .                           | 68        |
| 4.3.3 •    | Localização Temporal da Área de Estudo no Banco de Dados . . . . .   | 70        |
| <b>5 •</b> | <b>Resultados</b>  | <b>72</b> |
| 5.1 •      | Comparação Direta da Elevação da Superfície . . . . .                | 72        |
| 5.2 •      | Potência e Energia Disponível . . . . .                              | 77        |
| 5.3 •      | Ajuste de Curva para o Dispositivo . . . . .                         | 81        |
| <b>6 •</b> | <b>Conclusão</b>   | <b>83</b> |
| 6.1 •      | Sugestões para Trabalhos Futuros . . . . .                           | 84        |
| •          | Referências  | 86        |

# Lista de Figuras

## Página

|  |    |
|--|----|
| <b>1 • Introdução</b>  |    |
| 1.1 • Custo Nivelado de Energia de tecnologias convencionais e alternativas de geração de energia. Adaptado de Magagna e Uihlein (2015). . . . .                   | 2  |
| 1.2 • Ilustração de alguns dos tipos de conversores de energia de ondas. . . . .   | 3  |
| 1.3 • População estimada de Rio Grande-RS no ano de 2020. . . . .  | 9  |
| <b>2 • Fundamentação Teórica</b>   |    |
| 2.1 • Diagrama de validade das principais teorias de ondas de le Méhauté (1976). Modificado de Kraaiennest (2012). . . . .   | 12 |
| 2.2 • Equações e condições de contorno para a teoria linear de ondas. . . . .  | 16 |
| 2.3 • Uma função arbitrária e sua decomposição. . . . .  | 19 |
| 2.4 • Resultado da Transformada de Fourier da função da figura 2.3a. . . . .   | 22 |
| 2.5 • Espectro bilateral e unilateral da função da figura 2.3a. . . . .  | 23 |
| 2.6 • Exemplo de medição de ondas regulares e medidas de uma onda. . . . .   | 25 |
| 2.7 • Exemplo de medição de ondas irregulares e principais medidas. . . . .  | 25 |
| 2.8 • Série de elevação transformada em espectro de amplitude e fase. . . . .  | 27 |
| 2.9 • Espectro da série de elevação da figura 2.7. . . . .   | 28 |
| <b>3 • Metodologia Parte 1: Espectral</b>  |    |
| 3.1 • Fluxograma das etapas da metodologia deste trabalho. . . . .   | 30 |
| 3.2 • Ilustração de uma malha de elementos finitos e espectro direcional. . . . .  | 33 |
| 3.3 • Representação do espectro direcional do TOMAWAC. . . . .   | 33 |
| 3.4 • Visão geral da área de estudo e da malha numérica utilizada. . . . .   | 35 |
| 3.5 • Comparação entre a altura significativa do TOMAWAC e a medida da série de elevação. . . . .  | 39 |
| 3.6 • Espectro teórico de Elfouhaily <i>et al.</i> (1997) com diferentes parametrizações e as respectivas séries de elevação do nível. . . . .                     | 40 |
| 3.7 • Resultado da DFT aplicada à série temporal da figura 3.6d comparado ao espectro original. . . . .  | 41 |
| 3.8 • Demonstração do método utilizado para criar o comprimento variável das ondas da série temporal. . . . .  | 43 |
| 3.9 • Ilustração da união entre dois segmentos, com indicação dos elementos necessários para a interpolação <i>spline</i> , e o resultado da interpolação. . . . . | 50 |
| <b>4 • Metodologia Parte 2: Fluidodinâmica</b>   |    |
| 4.1 • Ilustração esquemática do canal de ondas. . . . .  | 53 |
| 4.2 • Diagrama das combinações de $\Delta a$ , $\Delta v$ , e $\Delta t$ utilizadas nos testes de independência. . . . .   | 55 |

|   |    |
|---|----|
| 4.3 • RMSD calculado entre a elevação medida na entrada do canal de ondas, e a elevação utilizada para a geração das condições de contorno. . . . | 57 |
| 4.4 • Fotografias do dispositivo OWC da Ilha do Pico. . . . .   | 59 |
| 4.5 • Ilustração da seção transversal do dispositivo OWC da Ilha do Pico. . . .   | 60 |
| 4.6 • Ilustração do domínio e da malha com o dispositivo OWC. . . . .   | 62 |
| 4.7 • Ilustração esquemática da entrada de velocidade no canal de ondas. . . .  | 66 |
| 4.8 • Captura de tela do <i>Google Earth</i> com o arquivo KML carregado. . . . .   | 67 |
| 4.9 • Séries temporais de $H_s$ e $T_m$ no ano de 2014 no local de estudo. . . . .  | 69 |
| 4.10 • Histograma bivariado de $H_s$ e $T_m$ das ondas no local de estudo. . . . .  | 70 |
| <br><b>5 • Resultados</b>   |    |
| 5.1 • Comparação da elevação da superfície na entrada do canal de ondas e no interior do dispositivo para o caso $12 \times 05$ . . . . .         | 73 |
| 5.2 • Comparação da elevação da superfície na entrada do canal de ondas e no interior do dispositivo para o caso $20 \times 14$ . . . . .         | 74 |
| 5.3 • Comparação da elevação da superfície na entrada do canal de ondas e no interior do dispositivo para o caso $11 \times 20$ . . . . .         | 76 |
| 5.4 • Potência hidropneumática média para cada combinação de $H_s$ e $T_m$ . . . . .  | 78 |
| 5.5 • Energia disponível total em cada combinação de $H_s$ e $T_m$ simulada. . . . .  | 79 |
| 5.6 • Histograma bivariado de $H_s$ e $T_m$ das ondas no local de estudo. . . . .   | 80 |
| 5.7 • Energia total disponível em 2014 para cada combinação de $H_s$ e $T_m$ . . . . .  | 80 |
| 5.8 • Ajuste de curva da potência média (figura 5.4). . . . .   | 82 |

## Lista de Tabelas

### Página

- 4 • **Metodologia Parte 2: Fluidodinâmica**
- 4.1 • Valor de RMSD entre as 15 simulações com 25 divisões e a série temporal de elevação de referência. . . . . 57
- 4.2 • Tempo de simulação das 15 simulações com 25 divisões. . . . . 58

# Lista de Símbolos

## *Símbolos Romanos*

|                                |   |
|--------------------------------|---|
| $a$                            | Amplitude da onda [m].  |
| $a_0$                          | Coeficiente de Fourier que correspondente ao valor médio de $f(x)$ .    |
| $A_m$                          | Amplitude da $m$ -ésima onda constituinte da série de Fourier [m].      |
| $a_m$                          | Coeficiente de Fourier que corresponde à parte par de $f(x)$ .          |
| $b_m$                          | Coeficiente de Fourier que corresponde à parte ímpar de $f(x)$ .        |
| $\mathbb{C}$                   | Conjunto dos números complexos ou um número complexo qualquer.          |
| $d$                            | Profundidade média da água [m].   |
| $e$                            | Número de Euler ( $e \approx 2,718\ 281\ 828\ 4$ ).                     |
| $f(x)$                         | Função qualquer.  |
| $\mathcal{F}(v)$               | Transformada de Fourier de $f(x)$ .                                     |
| $f\langle m \rangle$           | Função discreta qualquer.   |
| $\mathcal{F}\langle n \rangle$ | Transformada discreta de Fourier da função $f\langle m \rangle$ .       |
| $f$                            | Frequência absoluta da onda [Hz].                                       |
| $f_r$                          | Razão entre frequências discretizadas.                                  |
| $f_{\max}$                     | Frequência máxima representada pelo espectro discreto [Hz].             |
| $f_{\min}$                     | Frequência mínima representada pelo espectro discreto [Hz].             |
| $f_{Ny}$                       | Frequência de Nyquist [Hz].   |
| $g$                            | Aceleração da gravidade [ $\text{m/s}^2$ ].                             |
| $H_{1/3\downarrow}$            | Altura significativa medida pelo método de zero descendente [m].        |
| $H_{1/3\uparrow}$              | Altura significativa medida pelo método de zero ascendente [m].         |
| $H_{1/3}$                      | Altura significativa medida de um registro de ondas [m].                |
| $H_{m_0}$                      | Altura significativa espectral [m].                                     |
| $H_s$                          | Altura significativa (sem distinção do método usado para calcular) [m]. |
| $i$                            | Unidade imaginária ( $i = \sqrt{-1}$ ).                                 |
| $\text{Im}\{\mathbb{C}\}$      | Parte imaginária do número complexo $\mathbb{C}$ .                      |
| $\hat{i}$                      | Vetor unitário na direção $x$ .   |
| $\hat{j}$                      | Vetor unitário na direção $y$ .   |
| $\hat{k}$                      | Vetor unitário na direção $z$ .   |



|                           |  |
|---------------------------|--|
| $K$                       | Densidade de uma propriedade arbitrária do fluido [ $1/\text{m}^3$ ].              |
| $k$                       | Número de onda ou frequência espacial angular da onda [ $1/\text{m}$ ].            |
| $L$                       | Comprimento da onda [ $\text{m}$ ].  |
| $m_0$                     | Momento de ordem zero, igual à variância total do espectro [ $\text{m}^2$ ].       |
| $\mathfrak{m}$            | Domínio real discreto (análogo a $x$ ).  |
| $\mathfrak{n}$            | Domínio da frequência de $\mathfrak{m}$ (análogo a $\nu$ ).                        |
| $N$                       | Número de pontos da função discreta $\mathbf{f}(\mathfrak{m})$ .                   |
| $N_f$                     | Número de frequências discretizadas.   |
| $P$                       | Período da função $f(x)$ .   |
| $p$                       | Campo de pressão [ $\text{Pa}$ ].  |
| $\text{Re}\{\mathbb{C}\}$ | Parte real do número complexo $\mathbb{C}$ .                                       |
| $S$                       | Termo fonte da equação de conservação generalizada [ $1/(\text{m}^3 \text{ s})$ ]. |
| $S_M$                     | Termo fonte da equação de Navier–Stokes [ $\text{N}/(\text{m}^3 \text{ s})$ ].     |
| $\mathcal{S}$             | Espectro de densidade de variância [ $\text{m}^2/\text{Hz}$ ].                     |
| $\mathcal{S}$             | Espectro discreto de variância [ $\text{m}^2/\text{Hz}$ ].                         |
| $\mathcal{S}_b$           | Espectro bilateral discreto [ $\text{m}^2/\text{Hz}$ ].                            |
| $T$                       | Período da onda [ $\text{s}$ ].  |
| $t$                       | Tempo [ $\text{s}$ ].  |
| $T_p$                     | Período do pico espectral [ $\text{s}$ ].  |
| $U_{10}$                  | Intensidade do vento medida a 10 m da superfície [ $\text{m/s}$ ].                 |
| $\vec{u}$                 | Vetor de velocidade ( $\vec{u} = (u, v, w)$ ) [ $\text{m/s}$ ].                    |
| $u$                       | Componente na direção de $x$ do vetor de velocidade [ $\text{m/s}$ ].              |
| $v$                       | Componente na direção de $y$ do vetor de velocidade [ $\text{m/s}$ ].              |
| $w$                       | Componente na direção de $z$ do vetor de velocidade [ $\text{m/s}$ ].              |
| $\vec{x}$                 | Sistema de coordenadas cartesianas ( $\vec{x} = (x, y, z)$ ) [ $\text{m}$ ].       |
| $x$                       | Componente longitudinal do sistema de coordenadas cartesianas [ $\text{m}$ ].      |
| $y$                       | Componente transversal do sistema de coordenadas cartesianas [ $\text{m}$ ].       |
| $z$                       | Componente vertical do sistema de coordenadas cartesianas [ $\text{m}$ ].          |

***Símbolos Gregos***

|            |   |
|------------|---|
| $\alpha$   | Sequência de números aleatórios com simetria par.   |
| $\beta$    | Sequência de números aleatórios com simetria ímpar.   |
| $\gamma$   | Função Fração de Volume.  |
| $\Delta X$ | Intervalo de $X$ .  |
| $\eta$     | Elevação da superfície livre [m].   |
| $\nu$      | Domínio da frequência.  |
| $\pi$      | $\approx 3,141\,592\,653\,589\,793\,238\,462\,643\,383\,279\,502\,884\,197\,169\,399\,375\,105\,820\,974\,944\,5$ |
| $\rho$     | Massa específica da água [kg/m <sup>3</sup> ].  |
| $\phi$     | Função potencial de velocidade [m <sup>2</sup> /s].   |
| $\Phi_m$   | Fase da $m$ -ésima onda constituinte da série de Fourier [rad].   |
| $\Omega_C$ | Parâmetro de idade das ondas do espectro de Elfouhaily <i>et al.</i> (1997).                                      |
| $\omega$   | Velocidade (ou frequência) angular da onda [rad/s].   |

***Outros Símbolos***

|                        |  |
|------------------------|--|
| $\vec{X}$              | Vetor tridimensional no sistema de coordenadas cartesianas.                  |
| $\nabla \cdot \vec{X}$ | Divergência do campo vetorial $\vec{X}$ .                                    |
| $\nabla \vec{X}$       | Gradiente do campo vetorial $\vec{X}$ .                                      |
| $X\langle x \rangle$   | Índice $x$ do vetor ou matriz $X$ .  |
| $a \dots i \dots z$    | Conjunto de números entre $a$ e $z$ igualmente espaçados com intervalo $i$ . |
| $a \dots z$            | Equivalente a $a \dots 1 \dots z$ .  |
| $\{X\}$                | Conjunto de números contendo $X$ .   |

## Lista de Siglas

|             |   |
|-------------|---|
| BEM         | Método de Elementos de Contorno ( <i>Boundary Element Method</i> ).                     |
| CFD         | Dinâmica de Fluidos Computacional ( <i>Computational Fluid Dynamics</i> ).              |
| CNE         | Custo Nivelado de Energia.  |
| DFT         | Transformada Discreta de Fourier ( <i>Discrete Fourier Transform</i> ).                 |
| FEM         | Método dos Elementos Finitos ( <i>Finite Element Method</i> ).                          |
| FFT         | Transformada Rápida de Fourier ( <i>Fast Fourier Transform</i> ).                       |
| <b>FFTW</b> | Fastest Fourier Transform in the West.  |
| FVM         | Método dos Volumes Finitos ( <i>Finite Volume Method</i> ).                             |
| GCC         | GNU Compiler Collection.  |
| GEBCO       | General Bathymetric Chart of the Oceans.  |
| GNU         | GNU's Not Unix.   |
| GSHHG       | A Global Self-consistent, Hierarchical, High-resolution Geography Database.             |
| IDFT        | Transformada Discreta de Fourier Inversa ( <i>Inverse Discrete Fourier Transform</i> ). |
| JONSWAP     | Joint North Sea Wave Observation Project.   |
| KML         | Keyhole Markup Language.  |
| MinGW       | Minimalist GNU for Windows.   |
| NOAA        | National Oceanic and Atmospheric Administration.  |
| OWC         | Coluna de Água Oscilante ( <i>Oscillating Water Column</i> ).                           |
| PISO        | Pressure-Implicit with Splitting of Operators.  |
| RMSD        | Root Mean Square Deviation.   |
| RMSE        | Root Mean Square Error.   |
| RMS         | Root Mean Square.   |
| SI          | Índice de Espalhamento ( <i>Scatter Index</i> ).  |
| SWAN        | Simulating WAVes Nearshore.   |
| TOMAWAC     | TELEMAC-based Operational Model Addressing Wave Action Computation.                     |
| VoF         | Volume de Fluido ( <i>Volume of Fluid</i> ).  |
| WEC         | Conversor de Energia de Ondas ( <i>Wave Energy Converter</i> ).                         |

# I | Introdução

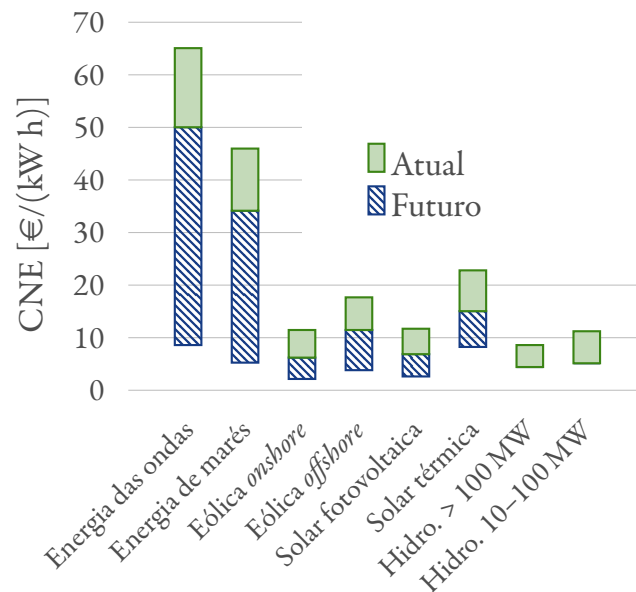
A demanda global por energia cresce significativamente com os avanços tecnológicos, com a expansão industrial, e com a progressiva urbanização mundial (Wilberforce *et al.*, 2019). Essa demanda está esgotando rapidamente as reservas de energia sobre as quais a civilização se sustenta, cuja maioria provém de combustíveis fósseis, que são prejudiciais ao ambiente, sendo um dos principais fatores associados às mudanças climáticas das últimas décadas (Shahbazitabar e Abdi, 2018).

Portanto muitos estudos recentes buscam novas e melhores formas de geração de energia, e alguns deles investigam os diferentes aspectos da geração de energia elétrica a partir das ondas do mar. Essa forma de geração de energia é muito recente em comparação às fontes de energia que já estão em utilização no mundo, por isso ainda está em estágio de desenvolvimento, logo é crucial que haja estudos concretos sobre todos os aspectos desse recurso.

Magagna e Uihlein (2015) compararam o custo da produção de energia de várias fontes de energia utilizadas atualmente. As mais caras são a energia das ondas e das correntes de maré, em torno de 55 €/ (kW h) e 40 €/ (kW h), respectivamente (figura 1.1). Isso é, possivelmente, devido à severidade do ambiente em que essas fontes de energia são coletadas, e à consequente falta de interesse por parte de investidores de arcar com esses custos. No entanto, no mesmo artigo, Magagna e Uihlein (2015) ainda apontaram que a expectativa é que no futuro essas tecnologias tenham uma redução de custo em torno de 85 %, chegando a ter custo próximo de fontes mais desenvolvidas como hidroelétrica, eólica, ou até solar.

O estudo dos dispositivos de conversão está em um estágio avançado de desenvolvimento. Há vários artigos de revisão que fazem uma compilação das principais tecnologias já desenvolvidas (*e.g.*, López *et al.*, 2013; Astariz e Iglesias, 2015; Lin *et al.*, 2015; Falcão e Henriques, 2016; Mustapa *et al.*, 2017; Ozkop e Altas, 2017; Penalba, Giorgi e Ringwood, 2017 e Ahamed, McKee e Howard, 2020). Existem também muitos trabalhos baseados em protótipos em escala real, dos quais alguns foram, ou ainda são, ligados à rede de distribuição de energia elétrica e contribuem com a demanda. No artigo de Ahamed, McKee e Howard (2020) há uma lista abrangente de protótipos classificados pelo princípio de captação da energia das ondas.

Atualmente há um grande número de tecnologias sendo desenvolvidas e utilizadas para a conversão da energia das ondas. O exemplo mais recente é da empresa Norueguesa Marina Solutions (2020), que recebeu permissão do governo Norueguês para implantar uma unidade de teste do projeto chamado *Powerpier* na região costeira de Ålesund.



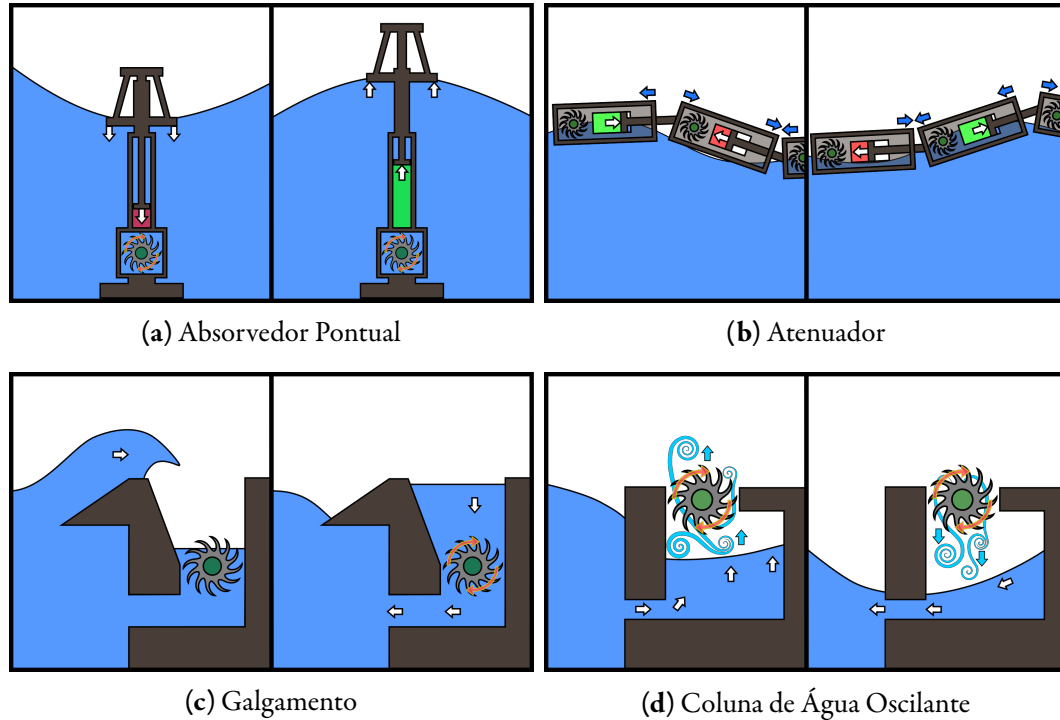
**Figura 1.1:** Custo Nivelado de Energia (CNE) de tecnologias convencionais e alternativas de geração de energia. Barras sólidas indicam a faixa de custo atual (2015) e barras listradas indicam reduções esperadas de custo. Adaptado de Magagna e Uihlein (2015).

A pesquisa na área da energia das ondas se divide primariamente em dois ramos distintos. Um deles, na perspectiva da engenharia, é o estudo do princípio de funcionamento dos dispositivos Conversores de Energia de Ondas (WEC—*Wave Energy Converter*), visando o seu desenvolvimento e otimização para obter a máxima taxa de conversão. O outro, de caráter oceanográfico, é a simulação do estado de mar para determinação do potencial teórico disponível para conversão, bem como flutuações climáticas desse potencial. As seções a seguir fazem uma breve introdução a cada uma dessas abordagens.

## 1.1 Desenvolvimento e Otimização dos Dispositivos

Existem vários artigos que trazem novos tipos de WECs, ou modificações aos já existentes, empregando diferentes princípios físicos para captar a energia das ondas de diferentes formas. A exemplo de diferentes tipos de WECs, estão os dispositivos de corpo flutuante (Gao *et al.*, 2016; Gaspar *et al.*, 2016 e Dai, Chen e Xie, 2017); dispositivos de pistão (Wei *et al.*, 2017); pêndulo submerso (Ogai, Umeda e Ishida, 2010 e Yurchenko e Alevras, 2018); placa flutuante (Albert *et al.*, 2017); dispositivos de diferencial de pressão (Schönborn, 2017), e também sistemas híbridos, a exemplo do dispositivo de coluna d'água oscilante em corpo flutuante de Cui *et al.* (2021). O artigo de Falcão (2010) traz um sistema de classificação dos tipos de dispositivos, bem como um histórico das tecnologias empregadas para captura de energia das ondas.

No entanto, há alguns tipos de dispositivos que recebem mais atenção que outros, como os dispositivos do tipo absorvedor pontual (figura 1.2a), dispositivo atenuador (figura 1.2b), dispositivo de galgamento (figura 1.2c), e dispositivo de Coluna de Água Oscilante (OWC—*Oscillating Water Column*—figura 1.2d) (López *et al.*, 2013).



**Figura 1.2:** Ilustração de alguns dos tipos de conversores de energia de ondas.

Os dispositivos Coluna de Água Oscilante (OWC) em si são subdivididos em um número de subcategorias. As principais distinções são entre dispositivos *onshore* e *offshore*, e o segundo grupo pode ser dividido entre flutuante (Luo *et al.*, 2014 e Cui *et al.*, 2021), fixo (Elhanafi *et al.*, 2017), ou ancorado (Singh, Abdussamie e Hore, 2020). Os OWC *onshore* são montados sobre a costa (Heath, 2000 e Falcão *et al.*, 2020) ou outra estrutura fixa, como quebra-mares (Mendonça *et al.*, 2018 e Conde e Condeço, 2019), e por isso devem ser construídos em locais com potencial energético particularmente elevado e hidrodinâmica favorável para compensar a dissipação das ondas pelo fundo.

Os OWC têm sido o objeto de diversos estudos, desde a primeira formulação matemática do problema por Evans (1978), considerando dispositivos com geometrias simples (tubos de paredes delgadas) sujeitos a ondas lineares monocromáticas, e assumindo que a superfície da água no interior do dispositivo é plana e horizontal (movimento tipo-pistão). Várias formulações analíticas foram desenvolvidas considerando condições cada vez mais complexas, como alguns dos exemplos apresentados por Falnes (2002). No entanto essas formulações devem ser feitas individualmente para cada geometria de dispositivo, portanto não são

uma solução geral, e são bastante complexas, mesmo para geometrias mais simples (Falcão e Henriques, 2016).

Quando o problema em questão pode ser simplificado a ondas monocromáticas é possível utilizar o Método de Elementos de Contorno (BEM—*Boundary Element Method*), para simular a interação das ondas com o dispositivo OWC, o que permite a solução de casos com geometrias mais complexas, em que uma solução analítica não seria viável, ou seria muito difícil (Falcão e Henriques, 2016). No entanto a grande limitação desse método é a necessidade do conhecimento de uma solução fundamental da equação diferencial do problema, que só é possível para equações diferenciais parciais lineares com coeficientes conhecidos (Costabel, 1987).

Para permitir a solução de problemas mais complexos, seja devido à geometria do problema, à não linearidade das equações, ou à inclusão de outros fenômenos físicos não possíveis em modelos mais simples, recorre-se a modelos físicos (experimentais) ou a modelos numéricos mais complexos. Modelos físicos, no entanto, têm custo elevado devido aos equipamentos e espaço físico necessários, portanto estudos que os utilizam são menos comuns (Dizadji e Sajadian, 2011; Paixão Conde, Roberto e Conceição Fortes, 2015; Chang *et al.*, 2016a; Mahnamfar e Altunkaynak, 2017; Vyzikas *et al.*, 2017 e Mahnamfar, Altunkaynak e Abdollahzadeh moradi, 2019).

Esses fatores, aliados ao avanço tecnológico acentuado das últimas décadas, principalmente na área da computação, faz com que modelos numéricos sejam a opção mais viável para esse tipo de estudo. A Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) tem sido muito utilizada no estudo de dispositivos OWC, um dos tipos de dispositivos mais estudados (Vyzikas *et al.*, 2017 e Gurnari *et al.*, 2020), com diferentes objetivos específicos. Há diversos estudos teóricos, numéricos, e experimentais de dispositivos OWC, incluindo estudos de eficiência (Falcão e Justino, 1999 e di Bella e Becker, 2014), comportamento fluidodinâmico (Conde e Gato, 2008; Ferguson *et al.*, 2015, 2017 e Gonçalves *et al.*, 2020), resposta à variações da ação do ambiente (Rezanejad, Bhattacharjee e Soares, 2013 e Elhanafi *et al.*, 2017), ou resposta do ambiente à presença do dispositivo (Rameliarison, Astruc e Chapalain, 2020), cargas na estrutura (Ning *et al.*, 2016), e otimização geométrica usando simulações numéricas (dos Santos *et al.*, 2013; Gomes *et al.*, 2015; Lorenzini *et al.*, 2015; Bouali e Larbi, 2017; Gomes *et al.*, 2017; Letzow *et al.*, 2017; Plamer *et al.*, 2017; Simonetti *et al.*, 2017; Martins *et al.*, 2018; Deng *et al.*, 2019, 2020 e Gaspar, Teixeira e Didier, 2020).

Em compensação à complexidade dos modelos, tanto computacionais quanto físicos, usados nos estudos de otimização dos dispositivos, na maioria dos casos são impostas condições de ondas regulares, simplificando demasiadamente o efeito das ondas sobre o dispositivo ao eliminar a alta variabilidade de um estado de mar real. Essa atenuação da variabilidade pode levar à subestimação ou superestimação da energia disponível, e principalmente à subestimação dos efeitos do mar sobre a estrutura do dispositivo.



Mais recentemente, alguns autores começaram a buscar formas mais apropriadas de representar o comportamento do mar em seus modelos. Ferguson *et al.* (2015, 2017), por exemplo, utilizaram um canal de ondas para gerar ondas policromáticas<sup>1</sup> e avaliar a diferença em comparação às ondas regulares. Vyzikas *et al.* (2017) utilizaram um modelo físico e geraram ondas irregulares com o intuito de analisar o desempenho de diferentes tipos de OWCs.

Por outro lado, de Oliveira *et al.* (2017), utilizaram dados simulados de estado de mar como condição de contorno para simular a potência hidropneumática disponível em um OWC situado na costa de Rio Grande-RS durante o ano de 2013, e compararam a velocidade vertical do ar na entrada e na saída da câmara do dispositivo. Hübner *et al.* (2018) também utilizaram dados de estado de mar simulados, e compararam o volume de água no reservatório de um dispositivo de galgamento quando sujeito a ondas irregulares, e quando sujeito a uma onda monocromática equivalente. Os autores encontraram um volume de água 4,71 vezes maior no caso das ondas irregulares em relação às ondas regulares.

Todos esses estudos fornecem informações acuradas do comportamento dos dispositivos de conversão quando sujeitos às condições impostas. No entanto, as informações sobre os efeitos causados pelo dispositivo de conversão no ambiente em que está inserido são limitadas ou inexistentes. Além disso, só é possível considerar um dispositivo isolado, devido ao elevado custo operacional. Isso faz com que não haja interação entre os dispositivos ou com o ambiente, impossibilitando o estudo da disposição dos conversores no mar, por exemplo.

## 1.2 Simulação do Potencial Energético do Mar

Uma das primeiras estimativas do potencial energético do mar é atribuída a Kinsman (1965), que avaliou o potencial global de energia das ondas em 1,87 TW assumindo ondas lineares regulares com um valor médio global de altura e período, e integrando o potencial estimado ao longo das linhas de costa dos continentes (Gunn e Stock-Williams, 2012). Desde então, estimativas melhores têm sido feitas usando métodos mais sofisticados, obtendo o potencial energético das ondas de dados de sensores remotos (Krogstad e Barstow, 1999) ou dados de modelos (Mørk *et al.*, 2010), e integrando ao longo do contorno costeiro dos continentes.

Uma estimativa mais recente foi feita por Gunn e Stock-Williams (2012), que levaram em conta a direção de propagação das ondas no cálculo do potencial disponível, chegando a um valor de 2,11 TW. Outra estimativa foi a de Reguero, Losada e Méndez (2015), que utilizaram uma abordagem de “comprimento efetivo de linha de costa”, que contabiliza apenas a fração perpendicular à direção de propagação das ondas, encontrando valores de 1,83 TW e 3,65 TW utilizando e não utilizando o método de comprimento efetivo, respectivamente.

---

<sup>1</sup>Uma soma de um número finito de ondas regulares de diferentes amplitudes e frequências para aproximar a forma de uma onda irregular (*e.g.*, figura 2.3b).



Avançando um pouco em direção à conversão de energia, Rusu e Onea (2017) usaram 15 anos do banco de dados de reanálise global *ERA-Interim* para estimar a quantidade de energia gerada por 10 tipos diferentes de WECs ao redor do mundo. Rusu e Onea (2017) criaram distribuições de altura (significativa) e período (médio) de onda, e as aplicaram nas matrizes de energia<sup>2</sup> de cada dispositivo de conversão, e concluíram que dentre os dispositivos analisados o *Wave Dragon* (conversor de galgamento—figura 1.2c) é o que apresenta melhor desempenho.

Esse tipo de estudo é essencial para determinar as regiões de alto potencial energético das ondas para a instalação de conversores. Porém não há uma informação concreta da quantidade de energia que pode se obter ao instalar um dispositivo de conversão no mar, apenas estimativas teóricas. Além disso, esses estudos não apresentam o efeito dos dispositivos de conversão no ambiente em que estão instalados.

### 1.3 Simulação Espectral dos Dispositivos

A grande distância que existe entre a abordagem oceanográfica, que fornece informações de quantidade de energia disponível no ambiente, e a abordagem fluidodinâmica, que estuda o comportamento do dispositivo em curta escala, é um dos fatores que atrasam o desenvolvimento das tecnologias de aproveitamento da energia das ondas. Essa lacuna existe, principalmente, devido à grande diferença entre as duas abordagens.

A maior diferença está na escala temporal. O estudo dos dispositivos aborda escalas de tempo da ordem de poucas horas ou até menos, representando o fenômeno físico com grande acurácia, resultando em no elevado custo operacional do método (tempo de processamento da simulação numérica ou custo de equipamento para modelagem física). Em contrapartida, o estudo de larga escala das ondas no mar abrange desde alguns dias até várias décadas, para ter representatividade da variabilidade do ambiente e, em contrapartida, não consegue representar efeitos de curta escala no dispositivo. Essa grande diferença faz com que seja impossível simplesmente unir as duas abordagens (acoplando um modelo de dispositivo de conversão a um modelo espectral de ondas, por exemplo).

Já houve algumas tentativas de simular WECs em modelos espectrais de ondas. A primeira que se tem registro foi o trabalho de Millar, Smith e Reeve (2007), que modificaram o modelo espectral de ondas SWAN (*Simulating WAves Nearshore*) para incluir um obstáculo à propagação das ondas e simular o comportamento do dispositivo de conversão com um coeficiente de absorção de energia.

O modelo inicialmente criado por Millar, Smith e Reeve (2007) passou então a ser desenvolvido por Smith, Pearce e Millar (2012), que o utilizou para simular o efeito de um conversor, dessa vez usando uma curva de coeficientes de absorção em

---

<sup>2</sup>A matriz de energia de um dado dispositivo indica, em função da altura e do período da onda (frequentemente  $H_s$  e  $T_p$ ) a quantidade de energia convertida por tal dispositivo. Essas matrizes geralmente são criadas utilizando protótipos ou medições *in situ* do dispositivo.

função da frequência da onda, informada pelo usuário. A última atualização feita a esse modelo foi publicada por Chang *et al.* (2016b), que utilizaram matrizes de energia para determinar o coeficiente de absorção. Aparentemente depois disso o modelo foi abandonado, pois não houve mais publicações nem atualizações do código.

Na mesma época Folley e Whittaker (2010) desenvolveram uma metodologia similar à de Smith, Pearce e Millar (2012), mas ao invés de coeficientes informados pelo usuário, utilizaram uma curva calculada em função da potência nominal do dispositivo, e distribuída entre as frequências de onda. Algum tempo depois Silverthorne e Folley (2011) implementaram esse método no TOMAWAC (*TELEMAC-based Operational Model Addressing Wave Action Computation*) e testaram o sistema para uma grade retangular usando condições ondulatórias constantes. Mas esse modelo, assim como o anterior, aparentemente foi abandonado.

Há também simulações espectrais que não simulam o dispositivo em si, mas utilizam a matriz de energia de um dado dispositivo para simular o seu comportamento utilizando parâmetros médios. A matriz de energia de um dispositivo de conversão de energia das ondas é uma função de duas variáveis, comumente altura significativa ( $H_s$ ) e período de pico ( $T_p$ ), que retorna a potência que o dispositivo é capaz de converter sob aquelas condições de mar.

Babarit *et al.* (2011, 2012) (ver também Babarit *et al.* (2015)) criaram modelos numéricos para analisar o comportamento hidrodinâmico de oito tipos de dispositivos de conversão de energia das ondas. Esse trabalho foi parte de um relatório técnico, cujo produto final foi a matriz de energia e principais características físicas dos dispositivos. Além dessas matrizes os autores também fizeram estudos de caso em alguns pontos da costa Europeia para demonstrar os resultados das matrizes de energia.

Diversos autores já utilizaram as matrizes de energia de Babarit *et al.* (2012) em estudos de caso com diferentes finalidades. Por exemplo, dos autores já mencionados, Rusu e Onea (2017) utilizaram as matrizes de energia de Babarit *et al.* (2012) em seu estudo de desempenho dos dispositivos, e Chang *et al.* (2016b) implementaram essas matrizes no Simulating WAVes Nearshore (SWAN) para analisar o seu efeito sobre a linha de costa.

Além disso, durante o desenvolvimento deste trabalho, uma versão inicial da metodologia apresentada foi publicada por Oleinik *et al.* (2019). O estudo realizado no artigo mostrou que representação espectral não era adequada para simular a potência disponível no dispositivo, embora permitia a representação dos efeitos dos dispositivos no mar. Assim, para este trabalho foi adotada uma abordagem fluidodinâmica, ao invés de espectral, para simular o dispositivo OWC. Para o presente trabalho, a metodologia de transformação do espectro apresentada por Oleinik *et al.* (2019) foi corrigida, e foi melhorada em termos de eficiência, e foi então utilizada para a geração das condições de contorno utilizadas no modelo fluidodinâmico Fluent.

## 1.4 A Contribuição deste Trabalho

A motivação do presente trabalho surgiu então da necessidade de representar com maior confiabilidade o comportamento real do mar nos dispositivos de conversão de energia das ondas para melhorar a estimativa da quantidade de energia que pode ser convertida desses dispositivos.

Visto a diferença de escalas entre o estudo dos WECs e o estudo das ondas no mar, será necessário adaptar os dados espectrais que podem ser obtidos de ondógrafos e de modelos de estado de mar para poderem ser utilizados em aplicações de curta escala, como a simulação fluidodinâmica de dispositivos de conversão de energia das ondas.

A primeira parte dessa adaptação será a transformação do espectro do estado de mar, uma função no domínio da frequência (longa escala), em uma série temporal de elevação da superfície do mar (curta escala) correspondente a esse espectro. Essa série temporal poderá ser utilizada como condição de contorno em simulações no domínio do tempo, fazendo com que essas simulações representem condições reais de agitação da superfície do mar sobre os dispositivos.

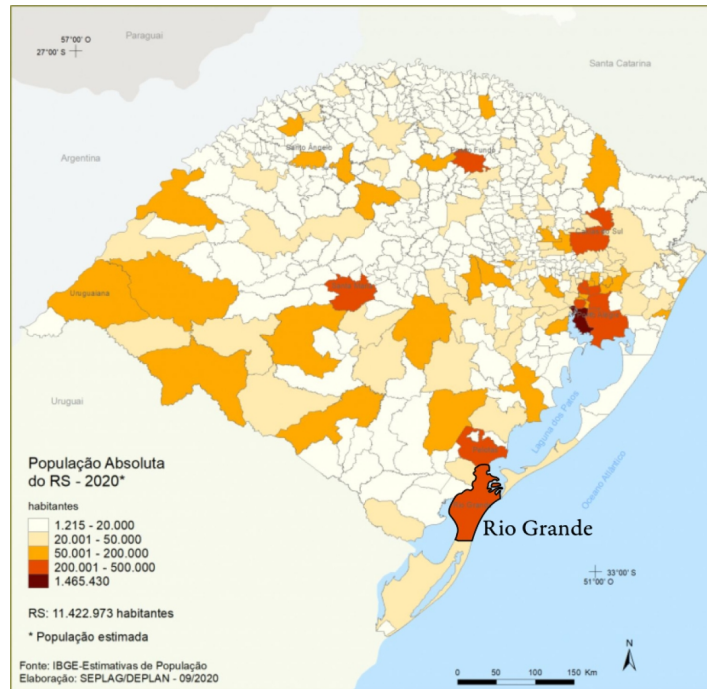
A segunda parte será a utilização desses dados no domínio do tempo como condição de contorno em um modelo fluidodinâmico de um canal de ondas. No estudo de caso deste trabalho, nesse canal de ondas será instalado um dispositivo OWC, e a potência hidropneumática disponível nesse dispositivo será avaliada.

## 1.5 Área de Estudo

O trabalho desenvolverá a metodologia necessária para a transformação do espectro em dados que podem ser utilizados para aplicações no domínio do tempo como, no caso deste trabalho, condição de contorno em um modelo fluidodinâmico. Essa metodologia será então aplicada em um estudo de caso de um ponto simulado próximo à costa da cidade de Rio Grande–RS.

Rio Grande é a 10ª cidade mais populosa do Rio Grande do Sul, e é a 4ª cidade mais populosa fora da região metropolitana de Porto Alegre (IBGE, 2020), e isso causa um aumento proporcional na demanda por energia elétrica na cidade.

No entanto, Rio Grande também é a maior cidade do Rio Grande do Sul com acesso direto ao mar (figura 1.3), o que permite à cidade maior facilidade e economia ao explorar recursos deste ambiente, sendo então uma boa candidata à exploração da energia das ondas. Por esse motivo, a cidade de Rio Grande foi escolhida como o local de estudo deste trabalho.



**Figura 1.3:** População estimada de Rio Grande–RS no ano de 2020. Adaptado de: Atlas Socioeconômico do Rio Grande do Sul.<sup>3</sup>

## 1.6 Objetivos

O presente trabalho tem o objetivo de desenvolver uma metodologia numérica consistente para a geração de condições de contorno realísticas de ondas em modelos espectrais de ondas, e a imposição dessas condições de contorno em modelos numéricos fluidodinâmicos, e utilizar essa metodologia para estimar a potência disponível em um dispositivo de conversão de energia das ondas de forma eficiente.

Para atingir esse objetivo, este trabalho busca cumprir, em duas etapas, uma série de objetivos específicos. A primeira etapa, de aspecto teórico, que trata da transformação do espectro de ondas do domínio da frequência para o domínio do tempo consiste em:

- I Desenvolver uma metodologia consistente para transformar um espectro do estado de mar em uma série de elevação de superfície do mar que contém, estatisticamente, a mesma informação que o espectro original;
- II Transformar a série temporal obtida com a metodologia desenvolvida de volta em um espectro para comparar com o espectro original e assim verificar a consistência do método.
- III Transformar a série temporal de elevação da superfície obtida em dados de velocidade orbital, que possam ser utilizados em um modelo fluidodinâmico

<sup>3</sup><https://atlassocioeconomico.rs.gov.br>

para simular a propagação de ondas irregulares;

E a segunda etapa, que trata de realizar simulações em um canal de ondas para verificar a metodologia desenvolvida, consiste em:

- IV Definir o modelo numérico de um dispositivo de conversão de energia das ondas para simular a potência disponível nesse dispositivo, quando sujeito à ação das ondas irregulares;
- V Caracterizar o clima de ondas da área de estudo, e com base nessa caracterização definir um número de simulações fluidodinâmicas que representem de forma eficiente o período analisado;
- VI Realizar um estudo de caso com um dispositivo de conversão de energia das ondas, do tipo OWC, acoplado a um canal de ondas, e analisar os resultados obtidos para estimar a potência disponível no dispositivo escolhido quando inserido na área de estudo.

## 1.7 Estrutura do Texto

O capítulo 2 fará uma introdução aos conceitos básicos necessários para o desenvolvimento da metodologia. A metodologia deste trabalho, por sua vez, foi dividida em dois capítulos: o capítulo 3 trata da parte espectral da metodologia, da simulação do estado de mar até a transformação em condições de contorno para o modelo fluidodinâmico; e o capítulo 4 trata da utilização dos dados produzidos para a simulação da potência disponível no dispositivo que será definido. Finalmente, o capítulo 5 apresenta os resultados obtidos das simulações do estudo de caso.

O texto está organizado de forma aproximadamente cronológica de desenvolvimento e aplicação da metodologia. Ou seja, há partes do texto nos capítulos de metodologia que apresentam alguns resultados que discutivelmente poderiam estar no capítulo de resultados. O autor optou por organizar o texto dessa forma pois acredita que é mais fácil para entender a sequência lógica da metodologia. Assim, o capítulo de resultados é dedicado exclusivamente à análise e discussão dos resultados do estudo de caso, que é o produto final deste trabalho.

## 2 | Fundamentação Teórica

Este capítulo tem o propósito de apresentar uma breve introdução às teorias usadas como base para o desenvolvimento do trabalho. A primeira seção mostra resumidamente a fundamentação e as principais hipóteses da teoria linear de ondas de Airy (1845). A seção 2.2 apresenta brevemente as Séries de Fourier (1807), a transformação de funções utilizando este conceito, e a implementação numérica deste método. Finalmente, unindo as anteriores, a seção 2.3 introduz algumas métricas das ondas no mar e a sua representação espectral.

### 2.1 Teoria Linear de Ondas

A teoria linear de ondas, doravante referida apenas como teoria linear, formulada por Airy (1845) é amplamente utilizada tanto para fins científicos quanto para fins de engenharia, pois fornece excelentes resultados levando em consideração sua simplicidade comparada às outras teorias ou até às soluções numéricas do problema. A teoria linear é aplicável em condições de águas profundas e intermediárias, desde que as ondas não sejam excessivamente esbeltas (le Méhauté, 1976 e Holthuijsen, 2007). Nos casos em que as ondas não cumpram estas condições, outras teorias podem ser utilizadas para obter uma melhor descrição da superfície.

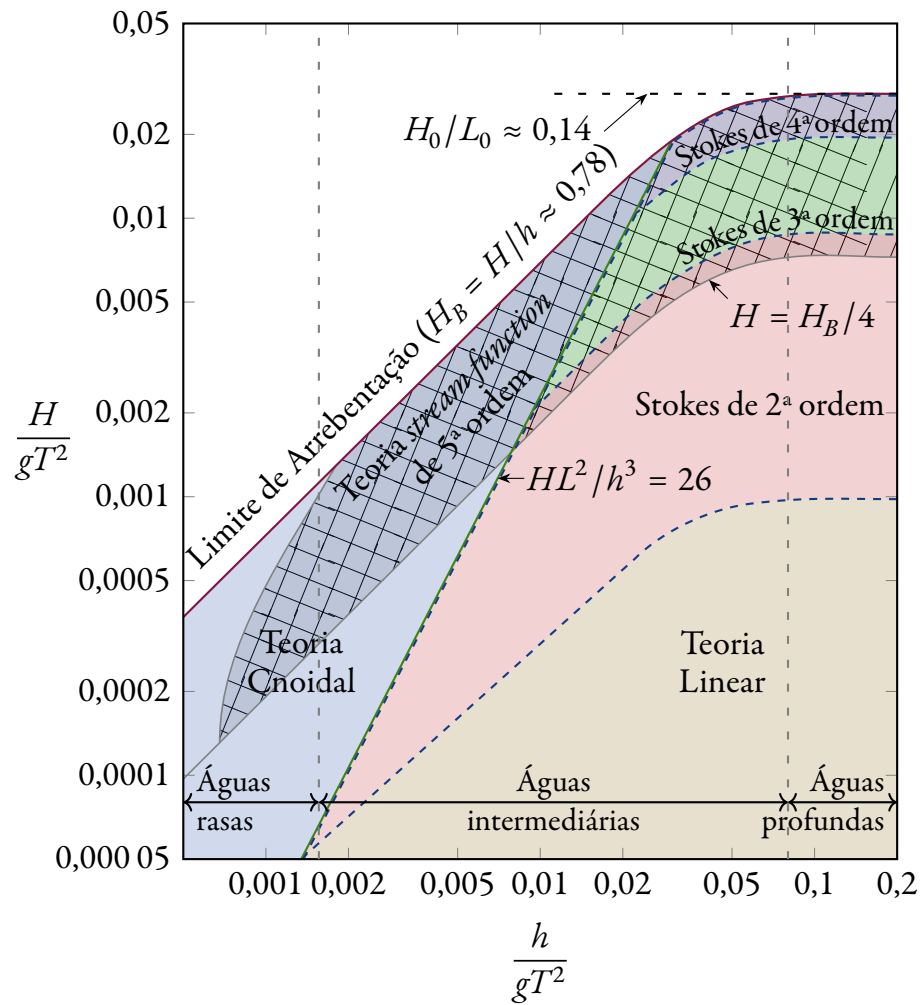
O diagrama da figura 2.1, proposto inicialmente por le Méhauté (1976), mostra o domínio de aplicação das principais teorias analíticas de ondas (Linear, Stokes de 2ª, 3ª, e 4ª ordem, e Cnoidal) e da aproximação numérica de 5ª ordem da teoria de função de fluxo (*Stream-function theory*—Dean, 1965).

São numerosas as obras que detalham as hipóteses e o equacionamento da teoria linear. Vários autores já a desenvolveram da forma que achavam mais apropriada, seja em obras específicas sobre o assunto ou apenas para embasamento de outros estudos (*e.g.*, Stoker, 1957; Dean e Dalrymple, 1984; Debnath, 1994; Johnson, 1997; Kuznetsov, Maz'ya e Vainberg, 2002 e Mader, 2005). Contudo um trabalho mais recente, que se destaca pela perícia do autor em expor com clareza os aspectos mais relevantes da teoria (entre outros tópicos abordados no livro), é o de Holthuijsen (2007), que será utilizado como base para esta seção.

#### 2.1.1 Hipóteses

A base da teoria linear é desenvolvida levando em consideração várias hipóteses simplificadoras, necessárias para possibilitar a solução analítica do problema, que restringem muito a aplicação da teoria. Algumas dessas hipóteses são plausíveis, pois seu efeito nas ondas é de pouca importância prática.





**Figura 2.1:** Diagrama de validade das principais teorias de ondas de le Méhauté (1976). Modificado de Kraaiennest (2012).

Outras hipóteses são, de fato, bastante restritivas, e válidas apenas em oceanos profundos sob condições moderadas de ondulações (figura 2.1). No entanto, muitos modelos de ondas já levam em conta os principais efeitos adversos dessas simplificações (ver seção 3.1).

A primeira simplificação é que o escoamento é assumido incompressível. Essa hipótese é plausível visto que a ordem de grandeza das forças causadas pelas ondas causam variações desprezíveis na massa específica da água (Fine e Millero, 1973).

É assumido também que a água tem massa específica constante, para que seja possível desconsiderar as suas variações espaciais e temporais (por exemplo à variação de salinidade). Levando em conta que o domínio da teoria linear é um comprimento de onda apenas, e que as variações na massa específica da água do mar acontecem em uma escala espacial de alguns quilômetros, o gradiente de massa específica tem pouco efeito nas ondas da teoria linear, portanto pode ser desconsiderado. Mas cabe ressaltar que em ambientes de alta complexidade, como

oceanos costeiros próximos a estuários, o efeito desse gradiente é relevante e pode até, por si só, levar à geração espontânea de ondas (Shakespeare e Taylor, 2016).

Outra simplificação é assumir que a água é invíscida, para que não haja tensões internas ao fluido decorrentes da sua movimentação. Colocada desta forma, tal simplificação parece ser um pouco exagerada, mas como a viscosidade molecular da água é baixa, as tensões decorrentes no interior do fluido são desprezíveis no âmbito da teoria linear, então podem ser desprezadas. Já na camada de interface entre a água e o fundo, onde os efeitos viscosos são importantes (Dean e Dalrymple, 1984), outras abordagens são utilizadas para levar em consideração as perdas por atrito e por turbulência, mas na teoria linear esse efeito também é desprezado.

Outra hipótese, é que o corpo d'água deve ser contínuo, ou seja, não pode haver nada além de água no domínio. Isto inclui desde estruturas submersas até objetos flutuando no corpo d'água. Tal hipótese também implica que as partículas de água não podem se separar umas das outras, seja saindo pela superfície, infiltrando pelo fundo, ou até por bolhas de ar submersas.

Adicionalmente, as partículas de água são consideradas irrotacionais, ou seja, não giram em torno de seu próprio eixo. Como a teoria linear é desenvolvida para ondas de pequena amplitude, e os efeitos viscosos que poderiam contribuir para a vorticidade foram desconsiderados, o fluido pode ser aproximado como irrotacional no interior do corpo d'água. Assim como para a viscosidade, na camada de interface com o fundo outras abordagens devem ser usadas para levar em conta a vorticidade.

Finalmente, a última hipótese é que a única força considerada atuando sobre a água é a gravidade, fato que dá às ondas lineares o nome de ondas de gravidade. Isto exclui da teoria linear a ação do vento, então ondas não são geradas, apenas propagadas. A tensão superficial da água limita as ondas da teoria linear a terem ao menos alguns centímetros de comprimento, para que essa tensão seja desprezível, portanto as ondas de capilaridade são excluídas da teoria linear. A força de Coriolis limita, por outro lado, que as ondas tenham no máximo poucos quilômetros de comprimento então tsunamis e marés, por exemplo, também ficam fora da teoria linear.

### 2.1.2 Equacionamento Preliminar

Com as hipóteses expostas, é possível montar as equações necessárias à descrição das ondas lineares. Aqui cabe ressaltar que a teoria linear recebe este nome porque todos os termos não lineares das equações governantes são desprezados sob a hipótese de ondas de pequenas amplitudes. O usual é fazer o desenvolvimento das equações em sua forma completa para manter a generalidade e, ao final, eliminar os termos não lineares. Mas citando Holthuijsen (2007), “isto leva a uma leitura tediosa que pode ser evitada introduzindo a linearização muito antes”.

A base da teoria linear, assim, como da maioria da mecânica de fluidos, começa com a equação de conservação. Holthuijsen (2007) desenvolve a equação de conservação (assim como outras de suas demonstrações) para uma propriedade qualquer do fluido, mais especificamente neste caso, para a densidade de uma propriedade no fluido. Nesse caso, a equação geral da conservação da propriedade  $K$  de um



fluido representado em um sistema de coordenadas cartesianas  $\vec{x} = (x, y, z)$  (com  $z$  positivo para cima) por unidade de tempo é escrita

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \frac{\partial Ku}{\partial x} + \frac{\partial Kv}{\partial y} + \frac{\partial Kw}{\partial z} = S \quad (2.1)$$

onde  $t$  é o tempo,  $\vec{u} = (u, v, w)$  é a velocidade das partículas do fluido, e  $S$  é o termo fonte, que representa a geração ou dissipação de  $K$ . O primeiro termo da equação (2.1) representa a taxa em que  $K$  varia localmente ao longo do tempo, e os três termos seguintes, chamados termos advectivos, representam o transporte de  $K$  nas três direções do espaço.

Agora, se  $K$  for tomada como a massa específica da água  $\rho$ , considerando que  $\rho$  é constante, visto o que foi discutido na seção 2.1.1, e que não há produção nem perda de água ( $S_\rho = 0$ ), é obtida a equação da continuidade,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

Da mesma forma, se  $K$  for a densidade de quantidade de movimento da água, então  $K = \rho\vec{u}$ , e o termo fonte se torna a força atuando no volume de fluido ( $\vec{F} = d(m\vec{u})/dt$ ). Escrevendo esta equação para a direção  $x$ ,

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial u(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial v(\rho u)}{\partial y} + \frac{\partial w(\rho u)}{\partial z} = F_x \quad (2.3)$$

(as equações em  $y$  e  $z$  são obtidas analogamente) fica evidente que os termos advectivos não são lineares, portanto removendo esses termos de antemão, resta apenas a variação local de quantidade de movimento explicada pela aplicação de uma força no volume de fluido. A expressão resultante se reduz a uma forma elegante de dizer que a aceleração do volume de fluido é causada pela resultante das forças aplicadas sobre ele (Newton, 1687).

Após remover os termos advectivos (não lineares), conforme discutido anteriormente, as únicas forças restantes atuando sobre o fluido são a gravidade e (ainda não mencionada) a força exercida pela onda sobre o volume de fluido. A força exercida pela gravidade se apresenta na forma de pressão hidrostática, cuja resultante em um volume de fluido infinitesimal é nula, restando apenas o campo de pressões causado pela onda. Portanto, a forma final da equação da conservação da quantidade de movimento pode ser escrita:

$$\frac{\partial u}{\partial t}\hat{i} + \frac{\partial v}{\partial t}\hat{j} + \frac{\partial w}{\partial t}\hat{k} = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\hat{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\hat{j} + \frac{\partial p}{\partial z}\hat{k}\right) - g\hat{k} \quad (2.4)$$

onde  $\hat{i}$ ,  $\hat{j}$ , e  $\hat{k}$  são os vetores unitários nas três direções de  $\vec{x}$ ,  $p$  é o campo de pressão, e  $g$  é a aceleração da gravidade.

### 2.1.3 Equações e Condições de Contorno

Para um escoamento incompressível, invíscido, e irrotacional, existe uma função potencial de velocidade definida como

$$\phi(x, y, z, t) \quad \text{tal que} \quad u = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad e \quad w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2.5)$$

que, substituída na equação (2.2) da continuidade, resulta na equação de Laplace,

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.6)$$

Da mesma forma, substituindo  $\vec{u}$  na equação (2.3) da conservação da quantidade de movimento, e introduzindo o termo  $gz$  nas três componentes (sem modificar a equação, pois  $\partial(gz)/\partial\{x, y\} = 0$ ), é obtido no seguinte conjunto de equações para  $x, y$ , e  $z$ :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz \right) = 0 \quad (2.7a)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz \right) = 0 \quad e \quad (2.7b)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( -\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz \right) = 0 \quad (2.7c)$$

que evidencia que o termo entre parênteses não depende da posição no espaço, portanto é função apenas do tempo, podendo ser escrito como

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz = 0, \quad (2.8)$$

que é a Equação de Bernoulli linearizada. Essas duas equações, derivadas da equação da continuidade e da quantidade de movimento, governam a teoria linear. A solução analítica dessas equações requer incluir as devidas condições de contorno no problema, consequência direta das hipóteses feitas anteriormente. Por simplificação é assumido o caso de ondas unidirecionais, portanto a solução é apresentada para uma onda no plano  $x - z$ . Devido à linearidade da teoria, a extensão para ondas multidirecionais é a sobreposição do caso unidirecional.

A primeira condição, de periodicidade das ondas, admite que elas se repetem indefinidamente no espaço e no tempo, sem descontinuidades. Introduzindo o comprimento  $L$  e o período  $T$  da onda, as condições de contorno laterais são

$$\begin{cases} \phi(x, z, t) = \phi(x, z, t + T) \\ \phi(x, z, t) = \phi(x + L, z, t) \end{cases} \quad (2.9)$$

A condição cinemática de contorno superficial é consequência da hipótese de que as partículas de água não se separam, ou seja, a velocidade vertical das partículas é a velocidade vertical da própria superfície da água. Introduzindo a elevação da superfície  $\eta$ , medida a partir de  $z = 0$  (superfície; ver figura 2.2), é possível escrever

$$w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{em } z = 0 \quad (2.10)$$

De forma similar, consequência da hipótese de impermeabilidade do fundo, a velocidade vertical no fundo deve ser nula:

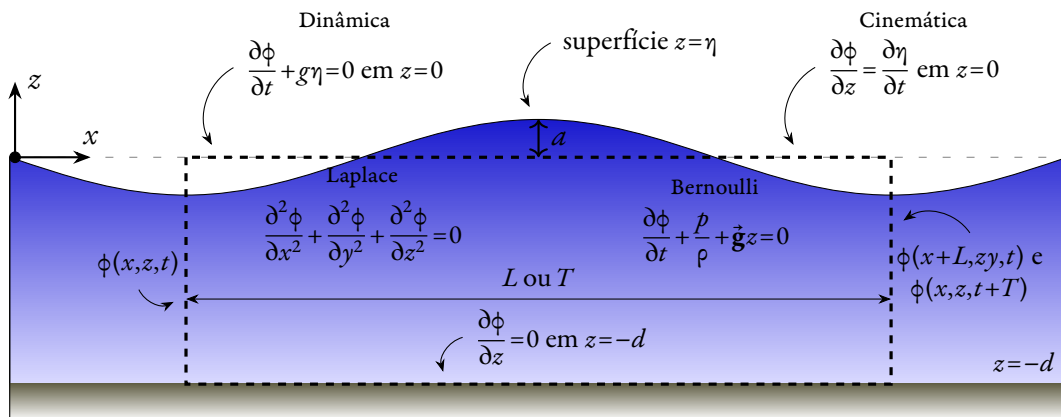
$$w = 0 \quad \text{em } z = -d \quad (2.11)$$

onde  $d$  é a altura do corpo d'água. Finalmente, a condição dinâmica de contorno superficial é obtida da equação (2.8), adotando a pressão barométrica  $p = 0$ , e sabendo que na superfície  $z = \eta$ ,

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{em } z = 0 \quad (2.12)$$

Vale indicar aqui que, embora a superfície da água esteja em  $\eta(x, t)$ , e as condições de contorno superficiais sejam dadas para a superfície, elas são impostas em  $z = 0$  suportadas pela hipótese de ondas de pequena amplitude.

A figura 2.2 agrupa as formulações e considerações adotadas para o estudo e necessárias para obter a solução analítica da teoria linear. Na figura 2.2, o retângulo tracejado representa o domínio considerado na solução, e além desse domínio a solução se repete devido à condição de periodicidade. A solução da equação de Laplace para duas variáveis ( $x$  e  $z$ ) requer a utilização do método de separação de variáveis, visto que  $\partial^2 \phi / \partial x^2$  é independente de  $\partial^2 \phi / \partial z^2$ .



**Figura 2.2:** Equações linearizadas e condições de contorno para a teoria linear de ondas. Reproduzido de Holthuijsen (2007).

Essa independência tem uma notável consequência no resultado da teoria linear: todas as quantidades horizontais são desconexas das verticais, e isto implica em algumas inconsistências com a realidade, por exemplo: uma onda poderia, por empolamento,<sup>1</sup> mudar de altura sem ter seu comprimento alterado. Claro que esse tipo de transformação, se muito acentuada, viola a hipótese de ondas de pequena amplitude, e a teoria linear já não é mais aplicável. Alguns autores já desenvolveram métodos para amenizar esta independência para ampliar o alcance da teoria linear ao considerar as não linearidades (*e.g.*, Rienecker e Fenton, 1981; Fenton e Rienecker, 1982; Fenton e McKee, 1990; Chang e Lin, 1999 e Fenton, 1999).

#### 2.1.4 Solução da Teoria Linear

O problema exposto anteriormente é resolvido para o potencial de velocidade

$$\phi = \left\{ \frac{ag}{\omega} \frac{\cosh(k[d+z])}{\cosh(kd)} \right\} \sin(kx - \omega t) \quad (2.13)$$

onde  $\omega = 2\pi/T$  é a velocidade (ou frequência) angular da onda,  $k = 2\pi/L$  é o número de onda (ou frequência espacial), e  $a$  é a amplitude da onda. Durante a solução também é encontrada uma expressão para a elevação da superfície

$$\eta = a \cos(kx - \omega t) \quad (2.14)$$

É possível observar que o comportamento da elevação da superfície causada pela onda linear (equação (2.14)) é função do espaço e do tempo apenas e, além disso, essas duas variáveis são independentes. Isso faz com que o comportamento de uma onda ao longo do espaço, para um tempo  $t$  fixo, seja o mesmo de uma onda ao longo do tempo para um ponto  $x$  fixo no espaço, diferentes apenas na escala dada pela frequência espacial ( $k$ ) e temporal ( $\omega$ ), respectivamente.

Tendo resolvido o potencial de velocidade e a elevação da superfície livre, o restante das equações da teoria linear é obtido por simples substituições do potencial nas equações governantes e nas condições de contorno. Um dos resultados mais importantes é a relação de dispersão, obtida substituindo o potencial de velocidade (equação (2.13)) e a elevação da superfície (equação (2.14)) na condição de contorno dinâmica da superfície (equação (2.12)):

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (2.15)$$

---

<sup>1</sup>Fenômeno de transformação da onda que ocorre quando esta avança sobre águas de profundidade variável. Se a onda vai para uma profundidade mais rasa, ela fica mais alta, e vice-versa.

Outro resultado da teoria linear que vale ser destacado, pois será utilizado no capítulo 3, é o campo de velocidade orbital  $\vec{u} = (u, w)$  das ondas:

$$u(x, z) = \omega a \frac{\cosh(k[d + z])}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.16a)$$

$$w(x, z) = \omega a \frac{\sinh(k[d + z])}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.16b)$$

O que foi exposto nessa seção é suficiente para o desenvolvimento deste trabalho. Para o leitor interessado, a abordagem clássica da teoria linear pode ser encontrada em Dean e Dalrymple (1984). Holthuijsen (2007), no entanto, apresenta uma abordagem mais didática de toda a mecânica das ondas, recomendada ao leitor.

## 2.2 Análise Harmônica e Séries de Fourier

É denominada análise harmônica (ou análise de Fourier), o estudo da representação de funções complexas como a sobreposição de funções trigonométricas simples. Este conceito começou quando Jean-Baptiste Fourier, após uma desconfortavelmente quente viagem para o Egito, dedicou seus estudos à transferência de calor em corpos sólidos (Prestini, 2004). Além de fundar as bases da teoria de transferência de calor, em seu manuscrito, Fourier (1807) desenvolveu o que viria a ser chamado de Série de Fourier como meio para chegar à solução da equação de transferência de calor que buscava. Há diversas referências sobre análise harmônica, mas os livros de Maor (1998) e Howell (2001) e o artigo de Dominguez (2016) foram usados como base para a elaboração desta seção.

### 2.2.1 A Série de Fourier

Uma Série de Fourier é uma sequência de funções trigonométricas cuja soma resulta em uma função (ou aproximação de uma função) mais complexa que seria difícil descrever com ferramentas matemáticas usuais. A série de Fourier de uma função  $f(x)$ , periódica no intervalo  $[-P/2, P/2]$  pode ser escrita como (Maor, 1998):

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} \left[ a_m \cos\left(\frac{2\pi mx}{P}\right) + b_m \sin\left(\frac{2\pi mx}{P}\right) \right] \quad (2.17)$$

sendo:

$$a_m = \frac{2}{P} \int_0^P f(x) \cos\left(\frac{2\pi mx}{P}\right) dx \quad (2.17a)$$

$$b_m = \frac{2}{P} \int_0^P f(x) \sin\left(\frac{2\pi mx}{P}\right) dx \quad (2.17b)$$

onde  $a_0$ ,  $a_m$ , e  $b_m$  são os coeficientes de Fourier da função  $f(x)$ . A equação (2.17) é válida desde que  $f(x)$  seja “razoável” (*whatever that means*—Howell, 2001), isto é,

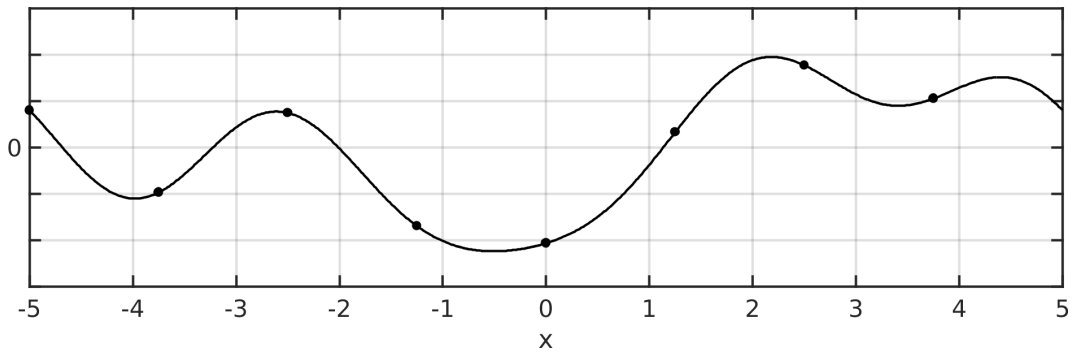
uma função periódica que é contínua por partes no intervalo  $[-P/2, P/2]$ . A determinação dos coeficientes permite escrever  $f(x)$ , que até então não tinha uma descrição analítica, como a soma de senos de amplitude  $a_m$  e cossenos de amplitude  $b_m$ .

Alternativamente, a Série de Fourier pode ser modificada para, ao invés de uma soma de senos e cossenos, ser representada por uma soma de cossenos (ou senos) com fases diferentes:

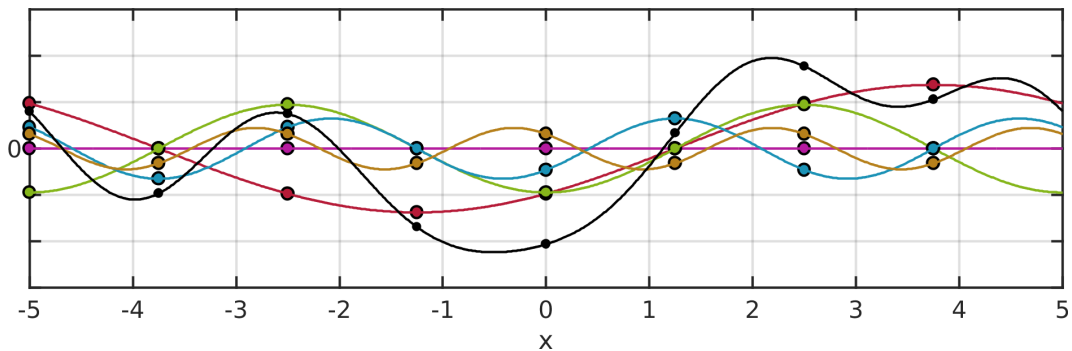
$$f(x) = \frac{A_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cos\left(\frac{2\pi mx}{P} + \Phi_m\right) \quad (2.18)$$

onde  $A_m$  é a amplitude e  $\Phi_m$  é a fase da  $m$ -ésima componente da soma. As equações (2.17) e (2.18) são equivalentes, mas em determinadas aplicações a notação da equação (2.18) é preferível pois é de mais fácil interpretação.

Tomando como exemplo a função apresentada na figura 2.3a definida no intervalo  $-5 \leq x < 5$  (excluindo 5 do intervalo pois  $f(x + P) \equiv f(x)$ , sendo  $P$  o período da função), e periódica em  $x$  a cada  $P$  unidades. Essa função, aparentemente arbitrária, não pode ser descrita usando ferramentas matemáticas comuns. Mas, como se espera desta seção do trabalho, essa função pode ser decomposta em um número infinito (5) de componentes de base (cos)senoidal (figura 2.3b). Somando as componentes (linhas coloridas) da figura 2.3b, resulta na função original (linha preta).



(a) Uma função exemplo arbitrária.



(b) A função da figura 2.3a e sua decomposição em bases (cos)senoidais.

**Figura 2.3:** Uma função arbitrária (em preto) e sua decomposição (curvas coloridas). Os pontos ao longo das curvas são os pontos amostrados da função.

A amplitude de cada componente (cos)senoidal da figura 2.3b representa um coeficiente  $a_m$  ou  $b_m$ , dependendo se a função é par ou ímpar, e a linha horizontal representa o coeficiente  $a_0$ , que é o valor médio em torno do qual a função oscila.

### 2.2.2 A Transformada de Fourier

Na prática, funções periódicas como a do exemplo são pouco comuns. Para que o método pudesse ser usado em funções aperiódicas, Fourier (1822) definiu uma transformação linear, hoje conhecida como Transformada de Fourier, que usa o princípio básico das séries de Fourier e assume que a função  $\{f(x) \mid x \in [0, \infty)\}$  é apenas um período de uma função periódica. A transformação (equação (2.19a)) definida por Fourier (1822), e a sua inversa (equação (2.19b)) são (Dominguez, 2016):

$$\mathcal{F}(\nu) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} f(x) \cos(\nu x) dx \quad (2.19a)$$

$$f(x) = \int_0^{\infty} \mathcal{F}(\nu) \cos(\nu x) d\nu \quad (2.19b)$$

A equação (2.19a) transforma a função  $f(x)$  do domínio do espaço em  $\mathcal{F}(\nu)$ , uma função no domínio da frequência e, da mesma forma, a equação (2.19b) transforma  $\mathcal{F}(\nu)$  em  $f(x)$ .

A notação usada nas equações (2.19a) e (2.19b) não é muito intuitiva, pois não é comum usar o conceito de frequência espacial. No entanto, é possível substituir a variável independente  $x$  por uma variável  $t$  que represente o tempo sem perder a definição da transformada, podendo agora usar o nome mais comum de frequência temporal, ou apenas frequência. A única coisa que deve ser mantida é que a variável independente  $\nu$  é a frequência da outra variável independente.

No entanto, as integrais das equações (2.19a) e (2.19b) não são exatamente triviais, dependendo da função que esteja sendo transformada. Portanto, para facilitar o cálculo, os termos com seno e cosseno são substituídos usando a fórmula de Euler (1748):  $e^{ix} = \cos(x) + i \sin(x)$ , onde  $i = \sqrt{-1}$  é a unidade imaginária. A transformada e a inversa podem então ser escritas (Dominguez, 2016):

$$\mathcal{F}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ix\nu} dx \quad (2.20a)$$

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(\nu) e^{ix\nu} d\nu \quad (2.20b)$$

Aqui entra outra observação com as notações da Transformada de Fourier: como há certa flexibilidade quanto ao fator  $1/2\pi$ , dependendo do campo de aplicação, ela é colocada em outras partes da equação, e o mesmo se aplica ao sinal do expoente. Dominguez (2016) apresenta uma lista detalhada de algumas das diferentes formas da transformada.



### 2.2.3 A Transformada Discreta de Fourier

Mais uma modificação ainda deve ser feita à Transformada de Fourier para possibilitar seu uso em aplicações práticas. Não é comum, principalmente no campo de aplicação deste trabalho, a utilização de funções contínuas. Definindo então,  $\mathbf{f}\langle m \rangle$  como  $f(x)$  discretizada em  $N$  pontos igualmente espaçados, dados por  $m = \{-\frac{P}{2} \dots \frac{P}{N} \dots \frac{P}{2}\}$ , é obtida a forma discreta da função. Os pontos das figuras 2.3a e 2.3b indicam a amostragem discreta da função. Finalmente, reescrevendo a integral  $\int_{-\infty}^{\infty}$  como uma soma nos  $N$  pontos do domínio discreto  $m$ , obtém-se a Transformada Discreta de Fourier (DFT) e a sua inversa, a Transformada Discreta de Fourier Inversa (IDFT),

$$\mathcal{F}\langle n \rangle = \sum_{m=0}^{N-1} \mathbf{f}\langle m \rangle e^{-i\frac{2\pi}{N}mn} \quad (2.21a)$$

$$\mathbf{f}\langle m \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \mathcal{F}\langle n \rangle e^{i\frac{2\pi}{N}mn} \quad (2.21b)$$

onde  $m$  representa o domínio discreto, e  $n$  é o domínio da frequência correspondente a  $m$ . Como a DFT é dedicada à aplicação computacional da Transformada de Fourier, os indicadores de domínio  $m$  e  $n$  não têm significado físico, mas são índices dos vetores  $\mathbf{f}\langle m \rangle$  e  $\mathcal{F}\langle n \rangle$  que contêm a função e sua transformada, respectivamente.

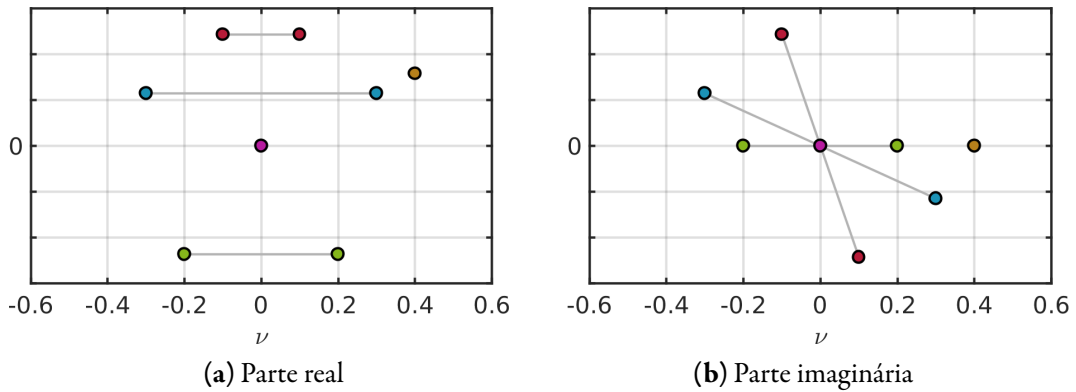
Voltando ao exemplo da figura 2.3a, aplicando a DFT (equação (2.21a)) nos pontos amostrais da curva ( $\mathbf{f}\langle m \rangle$ ) obtém-se  $\mathcal{F}\langle n \rangle$ , mostrado na figura 2.4. Na figura, os pontos são o resultado discreto da DFT correspondentes a cada uma das componentes harmônicas. Os pares simétricos do resultado estão conectados entre si, com exceção do ponto que corresponde ao nível médio ( $v = 0$ ) e do ponto que corresponde à frequência de Nyquist ( $v = 0.4$ —ver nota de rodapé 3).

Uma característica da DFT é retornar um resultado complexo, devido ao exponencial complexo no integrando. Assim, a figura 2.4a mostra a parte real do resultado, e a figura 2.4b, a parte imaginária. A parte real do resultado da DFT (figura 2.4a) representa a parte da função original que é composta por cossenos, ou seja, os coeficientes  $a_m$  da equação (2.17). De forma similar, a parte imaginária (figura 2.4b) representa a parte da função que é composta por bases senoidais, que representam os coeficientes  $b_m$  da equação (2.17).

A primeira observação a ser feita sobre o resultado da DFT é o fato de que, aplicando a operação a uma função de  $N$  pontos (8 no caso do exemplo), ela retorna  $N$  pares de valores, totalizando  $2N$  resultados. Essa duplicação do volume de dados usados na DFT é explicado pelo fato de que na figura 2.4a (quase) todos os valores de  $Re\{\mathcal{F}\langle n \rangle\}$ <sup>2</sup> têm um par simétrico  $Re\{\mathcal{F}\langle N - n \rangle\}$ , isto é,  $Re\{\mathcal{F}\langle n \rangle\}$  é uma função par da frequência, pois o cosseno também é uma função par (e  $Re\{\mathcal{F}\langle n \rangle\}$  corresponde ao coeficiente  $a_m$  da equação (2.17)).

<sup>2</sup> $Re\{C\}$  e  $Im\{C\}$  são, respectivamente, as partes real e imaginária do número complexo  $C$ , de forma que  $C = Re\{C\} + i Im\{C\}$ .





**Figura 2.4:** Resultado da Transformada de Fourier da função da figura 2.3a.

De forma similar, na figura 2.4b, para cada valor de  $Im \{ \mathcal{F} \langle n \rangle \}$ <sup>2</sup> há um correspondente com sinal contrário  $Im \{ \mathcal{F} \langle N - n \rangle \}$ , ou seja,  $Im \{ \mathcal{F} \langle n \rangle \}$  é uma função ímpar da frequência, pois o seno é uma função ímpar.

No entanto é possível observar que em cada uma das figuras 2.4a e 2.4b ocorrem duas exceções ao comportamento simétrico. A primeira está relacionada ao valor médio da função, que foi fixado em zero, e se apresenta no ponto central (frequência nula) da figura 2.4.

A outra exceção está relacionada à componente de maior frequência da função (linha amarela da figura 2.3b). Observa-se que essa componente tem frequência  $N/2P$ , que é exatamente a metade da frequência amostral da função discreta ou, colocando de outra forma, a frequência amostral é o dobro da componente com maior frequência do sinal.<sup>3</sup> Isso faz com que a componente seja amostrada em apenas dois pontos distintos da curva, caracterizando inevitavelmente<sup>4</sup> uma onda cossenoidal, e contribuindo apenas para a parte real (figura 2.4a).

Uma função complexa cuja parte real é par ( $Re \{ C(x) \} = Re \{ C(-x) \}$ ) e cuja parte imaginária é ímpar ( $Im \{ C(x) \} = -Im \{ C(-x) \}$ ) é dita ser uma função Hermitiana (Gentleman e Sande, 1966). A seguinte relação de reciprocidade é verdadeira para uma função Hermitiana:

- I A função  $f(x)$  é real apenas se a transformada de Fourier de  $f(x)$  é Hermitiana.
- II A função  $f(x)$  é Hermitiana apenas se a transformada de Fourier de  $f(x)$  é real.

No capítulo 3 esta característica da DFT (e da IDFT) será explorada, e será fundamental para cumprir o objetivo específico I do trabalho.

<sup>3</sup>Essa frequência amostral recebe o nome de frequência de Nyquist, e é definida como a menor frequência amostral possível para que todas as componentes do sinal sejam corretamente representadas. Qualquer frequência amostral menor que a frequência de Nyquist fará com que a componente tenha uma frequência aparente diferente de sua frequência real (fenômeno chamado de *aliasing*).

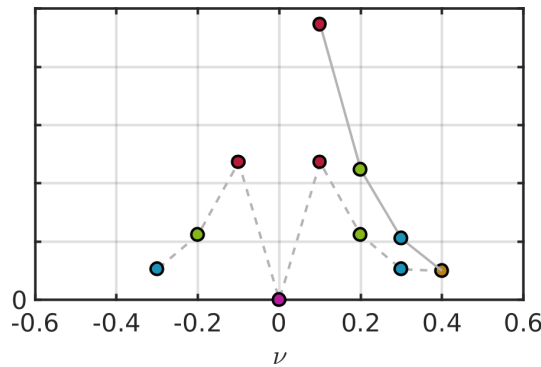
<sup>4</sup>Inevitavelmente pois, independentemente de qual fase da onda estiver sendo amostrada, ela sempre será simétrica em relação ao eixo da frequência, portanto, uma função par. Se a função estiver sendo amostrada em fases múltiplas de  $\pi$ , os seus valores máximos são registrados, e qualquer outro valor implicará em uma redução da amplitude aparente da componente. Observe o erro amostral da onda amarela na figura 2.3b.

Para encerrar esta seção é possível calcular, usando  $\mathcal{F}\langle n \rangle$ , o espectro bilateral de  $f\langle m \rangle$ , que é definido como a sua variância,

$$\mathcal{S}_b\langle n \rangle = |\mathcal{F}\langle n \rangle|^2 = Re\{\mathcal{F}\langle n \rangle\}^2 + Im\{\mathcal{F}\langle n \rangle\}^2 \quad (2.22)$$

e representa não o valor da função que o originou, mas o valor esperado dessa função. Isso implicará, por exemplo na próxima seção, que nenhuma medida da elevação da superfície será exatamente o valor esperado pelo espectro, mas se houver um número suficiente de medições elas irão, em média, assumir o valor correspondente do espectro. Essa interpretação implica em uma das maiores dificuldades de transformar o espectro em uma série de elevação da superfície correspondente. Esse aspecto será retomado na seção seguinte e a solução será apresentada na seção 3.3.

O espectro bilateral é mostrado na figura 2.5. Como a Transformada de Fourier permite o conceito de amplitudes negativas (que representa uma defasagem de meio ciclo), o espectro bilateral tem um lado positivo e um lado negativo, simétricos em relação à frequência à exceção, novamente, do valor médio de  $f(x)$  e da frequência de Nyquist (quando o valor médio é fixado em zero ele se torna um caso especial da frequência de Nyquist no caso de esta ser amostrada em fases múltiplas de  $\pi/2$ ).



**Figura 2.5:** Espectro bilateral (linha tracejada) e unilateral (linha contínua) da função da figura 2.3a. Os pontos correspondem ao espectro calculado para cada uma das componentes da figura 2.3b.

Como a parte negativa do resultado da DFT não tem um significado físico relevante (é apenas a consequência de usar números complexos), o espectro bilateral é transformado no espectro unilateral, ou apenas espectro, do sinal. A transformação constitui apenas em somar o lado positivo e o lado negativo com sinal trocado, ou apenas descartar o lado negativo e multiplicar o positivo por 2, já que são iguais. Claro que a frequência de Nyquist não poderia se comportar como as outras frequências, então esta deve ser mantida com seu valor original. Reescrevendo a equação (2.22) para o espectro unilateral, obtém-se

$$\begin{aligned} \mathcal{S} &= 2 |\mathcal{F}\langle n \rangle|^2 = 2 Re\{\mathcal{F}\langle n \rangle\}^2 + 2 Im\{\mathcal{F}\langle n \rangle\}^2, \quad \text{com } n = 0 \dots \frac{N}{2} - 1 \\ \mathcal{S}\langle n = f_{Ny} \rangle &= \mathcal{S}_b\langle n = f_{Ny} \rangle \end{aligned} \quad (2.23)$$

O que foi demonstrado no exemplo desta seção é o caminho usual para transformar uma função em seu espectro, que é o suficiente para a próxima seção. A seção 3.3 tratará do método para fazer o caminho inverso.

## 2.3 Representação Espectral de Ondas

A variabilidade temporal e espacial das ondas do mar é muito alta. Isso torna difícil representar essas ondas usando técnicas convencionais, pois tanta variabilidade só pode ser corretamente representada com um volume equiparável de dados. Ainda sem levar em conta que uma simulação desse tipo levaria muito tempo para representar algumas horas de ondas, inviabilizando estudos de períodos de tempo da ordem de décadas para detectar mudanças de comportamento a longo prazo.

Além disso, as ondas no mar não são um fenômeno físico determinístico, isto é, não é possível criar um modelo como o mencionado acima que simule a elevação da superfície causada por uma onda que seja comparável com uma medição em campo correspondente. Ao invés disso, as ondas são um processo de caráter aleatório, que isoladamente são imprevisíveis sob as condições reais do mar (Holthuijsen, 2007).

No entanto, embora a escala de tempo dos processos ondulatórios seja muito pequena (da ordem de segundos), o comportamento desses processos é repetitivo dentro de escalas temporais pequenas. Esse comportamento repetitivo, diferente da onda que é um processo aleatório, é previsível e bem comportado, um processo estocástico.<sup>5</sup> Por exemplo, quando ocorre uma tempestade no mar, as ondas formadas têm um comportamento caótico devido à quantidade de variáveis que contribuem na sua formação. Mas desde que se tenha informações sobre a intensidade dos ventos, por exemplo, é possível estimar a altura que as ondas atingiram sob aquela tempestade. Este é o objetivo da representação espectral das ondas: não descrever com detalhes cada onda que passou por um determinado ponto, mas descrever o comportamento geral das ondas que passavam por esse ponto.

### 2.3.1 Métrica e Estatística das Ondas

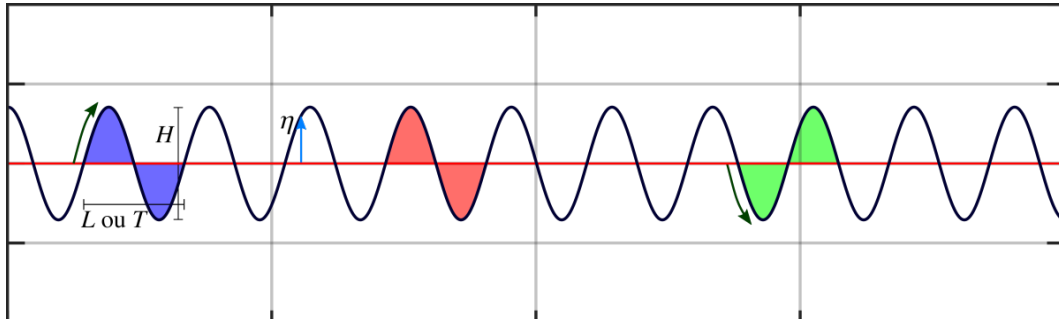
Antes de introduzir o espectro das ondas é necessário definir alguns conceitos sobre medição e estatística de ondas.

Primeiramente é necessário definir uma onda. Quando se trata de ondas regulares o conceito é bem simples pois elas são idênticas, então é fácil distinguir entre uma onda e a próxima. Conforme é exemplificado na figura 2.6, cada região preenchida corresponde a uma onda na série temporal. Na primeira onda da figura 2.6 estão demarcados a sua altura  $H$ , e o seu comprimento  $L$  ou seu período  $T$ .<sup>6</sup>

<sup>5</sup>Um processo é estocástico quando medições independentes desse processo têm resultado aleatório mas, dadas as suas condições de ocorrência, há uma regra que define todos os possíveis resultados de uma medição.

<sup>6</sup>Nesse caso não é necessário fazer distinção entre o período e o comprimento porque, como foi visto na seção 2.1.4, as ondas lineares têm comportamento semelhante ao longo do tempo e do espaço, diferentes apenas em escala (por isso a escala das figuras 2.6 e 2.7 foi omitida).

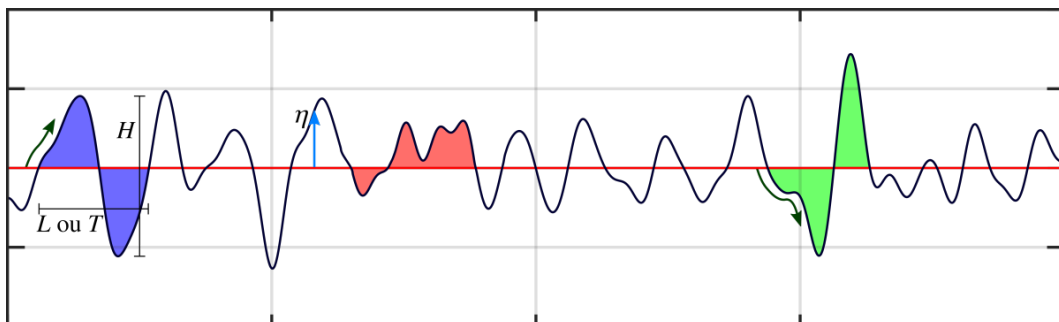
Além disso, mais adiante na mesma figura está marcada a elevação da superfície  $\eta$ , para esclarecer a diferença entre uma onda, e uma medida pontual e instantânea da posição vertical da superfície, a elevação.



**Figura 2.6:** Exemplo de medição de ondas regulares e medidas de uma onda.

Quando se trata de ondas irregulares, essa abordagem se torna problemática, pois não há semelhança entre as ondas. Então para esse caso a definição de uma onda muda para: desde o instante em que  $\eta$  passa pelo valor médio da superfície (comumente utilizado como zero, conforme na seção 2.2.3), passando por uma crista e por uma cava, até que chega novamente à superfície média (Holthuijsen, 2007).

Dessa definição é possível utilizar o método de zero ascendente que é demonstrado pela onda demarcada mais à esquerda (em azul) na figura 2.7, que começa a contar uma onda quando  $\eta$  passa pela superfície média subindo; ou o método de zero descendente, mostrado pela onda mais à direita (em verde), que começa a contar quando  $\eta$  desce através da superfície média. A diferença entre os métodos é unicamente conceitual, já que quando o número de ondas em uma série é grande o suficiente, o resultado de uma forma de medir ou da outra deve ser igual, embora muitos prefiram a definição de zero descendente pois em estimativas visuais, a altura da onda geralmente é considerada entre a crista e a cava que a precede (Holthuijsen, 2007).



**Figura 2.7:** Exemplo de medição de ondas irregulares e principais medidas.

No entanto, como as ondas são irregulares surgem algumas inconsistências desse método. Uma delas, por exemplo, é a onda central (em vermelho) da figura 2.7, que não tem a forma usual de uma onda. É possível observar que a elevação da superfície no intervalo compreendido por essa onda tem várias oscilações que, isoladamente, poderiam ser consideradas como ondas de menor amplitude. Isso faz com

que a onda contabilizada nesse intervalo seja muito mais longa que as oscilações que a compõem. A situação inversa também pode acontecer, com ondas muito esbeltas, embora seja muito menos comum devido à quebra das ondas.<sup>7</sup>

Após medidas todas as ondas de um registro, é possível calcular algumas medidas estatísticas desse registro. Há várias métricas utilizadas, algumas apenas para descrever o estado de mar, outras para fazer estimativas de ocorrência de eventos extremos. Aqui será utilizado apenas a mais comum delas, a Altura Significativa  $H_{1/3}$  do registro de ondas, definida como a média de um terço das maiores ondas desse registro (Holthuijsen, 2007):

$$H_{1/3} = \frac{1}{N/3} \sum_{j=1}^{N/3} H_j \quad (2.24)$$

onde  $j$  indica a  $j$ -ésima maior onda no registro de  $N$  ondas. A altura significativa é comumente usada para descrever o estado de mar pois representa melhor as ondas que causam maior agitação da superfície e desconsidera ondas menores que causariam um desvio na média aritmética. Além disso, a altura significativa também é definida como a “altura de onda estimada visualmente por um observador experiente”, e tem uma boa correlação com essa estimativa (Holthuijsen, 2007), fazendo da altura significativa uma boa ferramenta de descrição do estado de mar.

### 2.3.2 O Espectro do Estado de Mar

O termo Estado de Mar se refere ao estado de agitação do mar, ou seja, à variabilidade temporal do movimento vertical de um ponto fixo na superfície do mar. A altura significativa é uma medida dessa agitação, e simboliza uma “média” da amplitude do movimento vertical da superfície. No entanto, como qualquer cálculo de parâmetro estatístico de uma variável, o cálculo da altura significativa de uma série de elevação da superfície implica em perda de informação (Holthuijsen, 2007). Usando como exemplo a figura 2.7, o cálculo da altura significativa faria com que as ondulações menores fossem perdidas, portanto a reconstrução da série de elevação seria impossível sem mais informações, tornando indispensável um método mais detalhado para descrever o estado de mar.

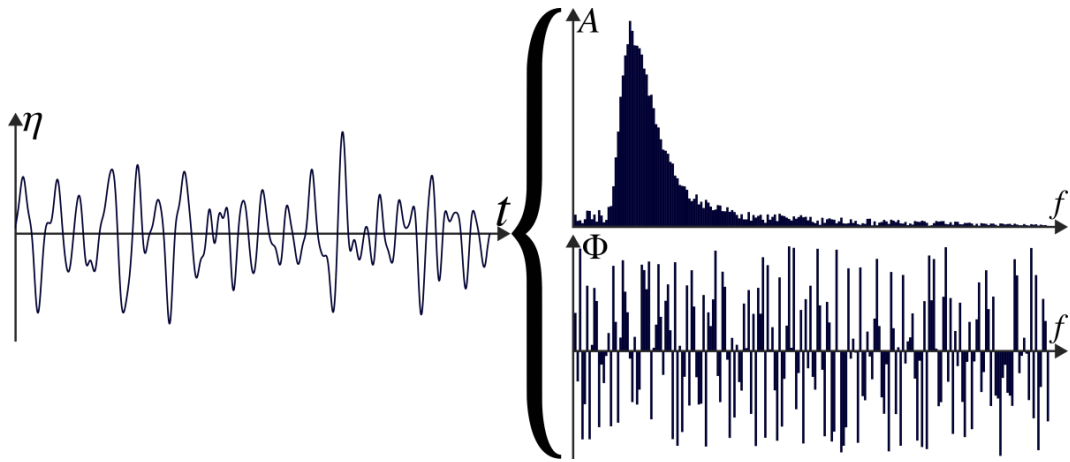
Uma das primeiras tentativas de representar o estado de mar usando espectros foi feita por Barber e Ursell (1948), que aplicaram a Transformada de Fourier para decompor várias séries de elevação da superfície do mar e compararam com o resultado previsto pela teoria linear. Os autores chegaram à conclusão que a teoria linear se mantém, e ondas<sup>8</sup> de diferentes períodos e comprimentos se comportam

<sup>7</sup>No entanto no modelo desenvolvido neste trabalho, que usa a IDFT para criar a série de elevação, não há restrição à esbeltez da onda podendo, em uma coincidência infeliz, gerar uma onda muito maior que o esperado.

<sup>8</sup>Barber e Ursell (1948) mencionam apenas que os *swell* (ondas de longo período) se comportam dessa forma. Não há menção de ondas de curto período.

independentemente umas das outras, validando a utilização da Transformada de Fourier e da representação das ondas como uma soma de bases senoidais.

Portanto, desde que se considere que as ondas do mar são um processo estocástico, uma série de elevação pode ser decomposta em uma série de Fourier (equação (2.18)), que pode então ser separada em termos da amplitude  $A_m$  e da fase  $\Phi_m$  das ondas constituintes da série. Em condições de mar reais em que a teoria linear é válida, as fases da onda acabam por ter um valor aleatório qualquer no intervalo  $[0, 2\pi]$  (Folley, 2016), restando apenas as amplitudes para caracterizar o estado de mar (figura 2.8). Essa descrição do estado de mar recebe o nome de “modelo de fase aleatória e amplitude” (Holthuijsen, 2007).



**Figura 2.8:** Série de elevação transformada em espectro de amplitude (acima) e fase (abaixo) demonstrando a forma do espectro de amplitude e o caráter aleatório do espectro de fase.

No entanto, a amplitude  $A_m$  de cada componente é substituída pela sua variância  $A_m^2/2$ , pois essa é uma quantidade estatística mais relevante que a amplitude (Holthuijsen, 2007) e, afinal, a intenção é chegar em uma descrição estatística das ondas. A variância também é utilizada porque na teoria linear diversos parâmetros de energia das ondas são proporcionais ao quadrado da sua amplitude, portanto é mais fácil relacionar a energia do estado de mar com o seu espectro se for utilizada a variância. Portanto pode-se definir, para cada frequência de onda  $f$ , o espectro de densidade de variância

$$\mathcal{S}(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{A_m^2/2}{\Delta f} \quad (2.25)$$

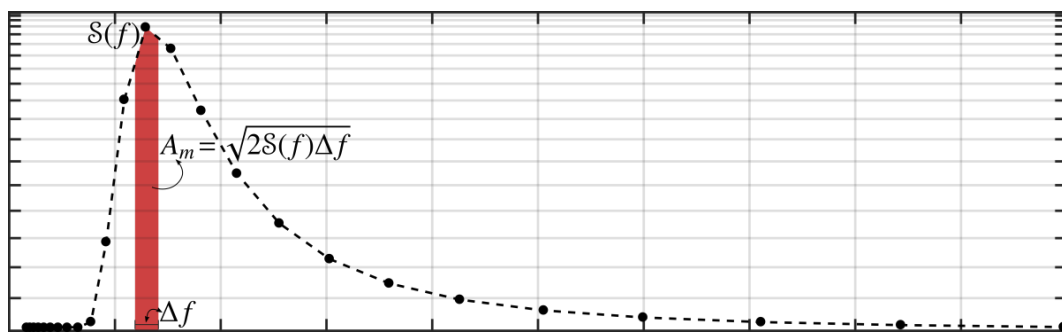
onde  $A_m^2/2$  é a variância da elevação da superfície  $\eta$  causada pela onda de frequência  $f = \omega/2\pi$ . O espectro de densidade de variância é uma propriedade pontual e instantânea de  $\eta$  que, estatisticamente, representa a sua variabilidade.

No entanto não há, aparentemente, nenhuma simplificação em representar a superfície do mar  $\eta(x, t)$ , que é uma quantidade pontual e instantânea, na forma

espectral  $\mathcal{S}(x, t, f)$ , que é uma quantidade pontual e instantânea, e dividida entre as frequências de onda. Mas como se trata de um processo estocástico, conhecidas as condições de ocorrência das ondas, isto é, as condições meteorológicas locais, é possível determinar<sup>9</sup> a série de elevação da superfície no intervalo de tempo em que essas condições são estacionárias. Como a forçante que gera as ondas é o vento, cuja escala de variabilidade temporal é da ordem de poucas horas, o espectro não precisa mais ser instantâneo, mas pode ser um único espectro pontual que representa um intervalo de tempo em que a aleatoriedade do estado de mar é estacionária (Holthuijsen, 2007).

A mesma consideração pode também ser feita para o espaço, pois assim como o tempo, tem uma escala de variabilidade elevada para a elevação da superfície livre, mas tem comportamento estacionário em escalas espaciais da ordem de algumas dezenas de quilômetros. Portanto é possível escrever que para um intervalo de tempo  $[t_i, t_f]$  da ordem de poucas horas, e para uma região no espaço  $[x_a, x_b]$ ,  $\eta(x, t)$  pode ser substituído por  $\mathcal{S}(f)$ , que é uma função apenas da frequência das ondas.

Retornando à figura 2.7, utilizando o método exemplificado na seção 2.2.3, é possível transformar a elevação da superfície no espectro correspondente. A figura 2.9 mostra o espectro da série de elevação da figura 2.7 calculado em 25 frequências, em contraste com a própria série, que é composta por 2048 pontos. Esse número de frequências foi escolhido para ressaltar a diferença entre o volume de informação necessária para descrever a elevação e seu espectro, e por que na simulação do caso de teste da seção 3.2, o modelo de ondas também utilizará 25 frequências para fazer a discretização espectral (ver seção 3.1). Na figura 2.9, a região preenchida representa uma faixa de frequência em torno de  $f$  com largura  $\Delta f$ . Se o espectro nessa frequência é  $\mathcal{S}$ , a amplitude das ondas nessa frequência é calculada com  $A_m = \sqrt{2\mathcal{S}(f)\Delta f}$ .



**Figura 2.9:** Espectro da série de elevação da figura 2.7.

Uma última vantagem do espectro sobre a representação usual da superfície do mar é que o espectro, visualmente, é muito mais informativo que a série de elevação. Por exemplo, da figura 2.9 é possível determinar visualmente as frequências de

<sup>9</sup>Determinar na perspectiva estocástica do processo. Utilizar o mesmo espectro para obter a elevação da superfície nunca trará o mesmo resultado mas, se o número de dados for suficiente, a elevação da superfície será estatisticamente correta.



onda e, conseqüentemente, o comprimento de onda (equação (2.15)), que dão mais energia às oscilações da superfície do mar. Também é possível encontrar a amplitude de cada componente espectral isolando a amplitude da equação (2.25):

$$A_m = \sqrt{2\mathcal{S}(f)\Delta f} \quad (2.26)$$

Essas duas observações sobre o espectro permitem caracterizar de forma prática o estado de mar. O mesmo não pode ser feito de forma precisa, muito menos fácil, com a série de elevação que requer, na melhor das hipóteses, uma aproximação visual grosseira.

Finalmente, um último resultado que pode ser obtido do espectro é a altura significativa. Sabendo que a altura das ondas  $H$  segue uma distribuição de Rayleigh (Longuet-Higgins, 1952), e usando a definição de altura significativa (equação (2.24)), é possível encontrar o valor de  $H$  que corresponde a 1/3 da área sob a função densidade de probabilidade da distribuição de Rayleigh, que resulta em função do momento de ordem zero  $m_0$  (que é a área sob a curva) do espectro (Holthuijsen, 2007),

$$H_{m_0} = 4,004\sqrt{m_0} \quad (2.27)$$

O que foi exposto nessa seção e nas anteriores já é suficiente para fundamentar a metodologia de transformação do espectro das ondas em elevação da superfície e perfis de velocidade orbital, que serão utilizados como condição de contorno do modelo fluidodinâmico.



# 3 Metodologia

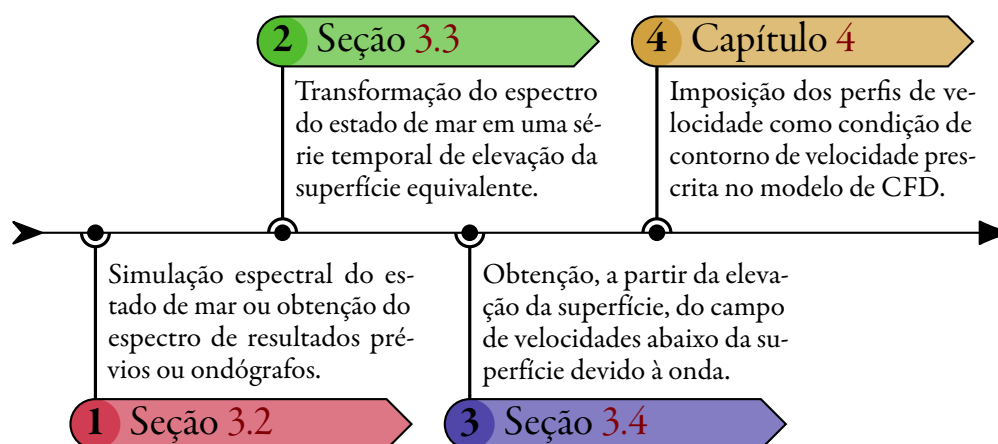
## Parte 1: Espectral

*All models are wrong, but some are useful.*

GEORGE E. P. BOX

A metodologia proposta neste trabalho é dividida em duas partes. A primeira parte, descrita neste capítulo, trata do domínio da frequência, desde a simulação do estado de mar usando o TOMAWAC (seções 3.1 e 3.2); a metodologia de transformação dos espectros de estado de mar em elevação da superfície do mar (seção 3.3) e velocidade orbital (seção 3.4); e finalmente uma breve descrição de um programa desenvolvido para auxiliar trabalhos que venham a utilizar essa metodologia (seção 3.5). A segunda parte da metodologia, que trata das simulações fluidodinâmicas no domínio do tempo utilizando CFD, será detalhada no capítulo 4.

A figura 3.1 mostra um fluxograma da metodologia desenvolvida neste trabalho. A primeira etapa é a obtenção dos dados espectrais, que neste trabalho foram obtidos de uma simulação do . O é apresentado na seção 3.1, e a simulação é descrita na seção 3.2. A segunda etapa transforma esse espectro em uma série temporal de elevação da superfície, conforme descrito na seção 3.3. A terceira etapa é a obtenção dos perfis de velocidade orbital das ondas a partir da elevação da superfície, descrita na seção 3.4. Finalmente, a quarta etapa é a utilização desses dados como condição de contorno de velocidade prescrita no Fluent (ou outra aplicação que exige dados no domínio do tempo).



**Figura 3.1:** Fluxograma das etapas da metodologia deste trabalho.

A primeira e a quarta etapa são completamente dependentes do local de estudo, período a ser estudado, e do tipo de estudo a ser realizado, portanto são particulares de cada trabalho que for utilizar essa metodologia. A segunda e a terceira etapa, no entanto, são apenas a aplicação da formulação descrita nas respectivas seções. Portanto, para facilitar a execução deste trabalho e futuros trabalhos que venham a utilizar esta metodologia, uma ferramenta chamada SPEC2WAVE que automatiza essas duas etapas.

### 3.1 O Modelo Espectral de Ondas

O modelo espectral utilizado neste trabalho é o TOMAWAC, inicialmente desenvolvido por Benoit, Marcos e Becq (1996), e atualmente mantido pelo consórcio TELEMAC-Mascaret, que liberou o seu código ao público em 2010 (juntamente com os outros modelos componentes da suíte de modelagem TELEMAC-Mascaret<sup>1</sup>).

O TOMAWAC é um modelo de ondas espectral de terceira geração (Hasselmann *et al.*, 1988 e Holthuijsen, Booji e Haagsma, 1998) que modela a conservação da densidade de ação da onda que é, para cada frequência discreta de onda, a variância espectral dividida pela frequência angular da onda (Awk, 2017). Os modelos espectrais de onda modelam essa quantidade pois ela é sempre conservada, exceto no caso da presença de termos fonte.

#### 3.1.1 Processos Físicos Modelados

O TOMAWAC tem um amplo domínio de aplicação, desde águas profundas (onde a profundidade relativa  $d/L$  é maior que 0,5) até águas rasas ( $d/L < 0,05$ ). Para modelar corretamente as ondas nessas regiões o TOMAWAC, além da propagação das ondas, leva em conta diversos processos físicos de interação das ondas com o meio e com outras ondas, inseridos no termo fonte na equação (3.1) de conservação da densidade de ação da onda (Awk, 2017),

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(\dot{x}N)}{\partial x} + \frac{\partial(\dot{y}N)}{\partial y} + \frac{\partial(\dot{k}_x N)}{\partial k_x} + \frac{\partial(\dot{k}_y N)}{\partial k_y} = Q(k_x, k_y, x, y, t) \quad (3.1)$$

onde  $N$  é o espectro direcional de densidade ação da onda,  $x$  e  $y$  são os eixos do sistema de coordenadas cartesiano (o plano  $x-y$  compõe a superfície),  $k_x$  e  $k_y$  são as componentes em  $x$  e  $y$  do vetor número de onda,  $t$  é o tempo, e  $Q$  representa os termos fonte que adicionam ou removem energia das ondas (*e.g.*, vento e fricção, respectivamente).

Os processos modelados pelo TOMAWAC incluem (Awk, 2017)

- propagação;
- geração de ondas pela ação do vento;

---

<sup>1</sup>[www.opentelemac.org](http://www.opentelemac.org)

- dissipação induzida pela fricção com o fundo e por arrebentação;
- refração induzida pela batimetria e pela presença de correntes;
- empolamento (*shoaling*);
- dissipação por *whitecapping*<sup>2</sup>;
- interações não lineares entre tripletos e quadrupletos de frequências de ondas;
- interação com correntes e;
- difração.<sup>3</sup>

No entanto o TOMAWAC não é indicado para regiões com feições costeiras complexas que possam gerar reflexão ou que necessitem de um resultado confiável da difração. Portanto o TOMAWAC não deve ser usado para simular a ação das ondas sobre estruturas portuárias, por exemplo. Para essa finalidade é recomendado o uso do ARTEMIS (Aelbrecht, 1997), também componente do sistema TELEMAT-Mascaret, que resolve a equação modificada de Berkhoff (1976), ou outro modelo dedicado a regiões de águas rasas.

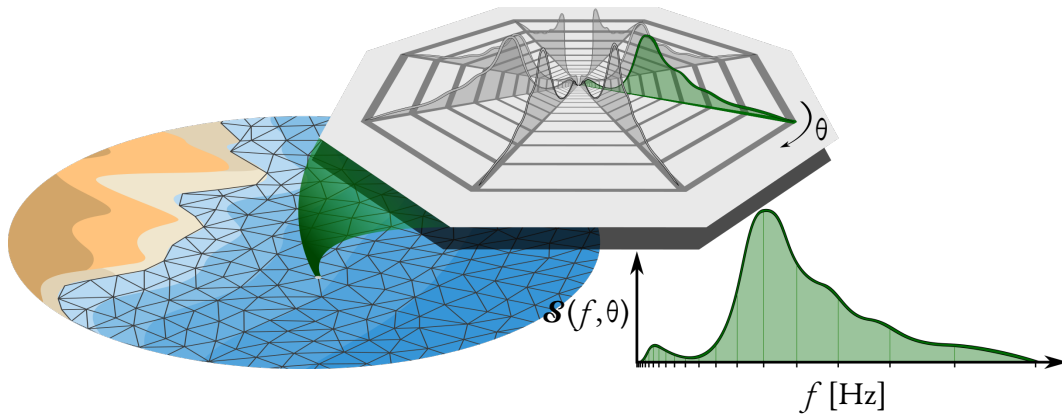
### 3.1.2 Discretização

O TOMAWAC usa o Método dos Elementos Finitos (FEM) para resolver a equação da conservação da densidade de ação da onda no domínio discretizado com elementos triangulares lineares. Para resolver a ação da onda em cada ponto do domínio numérico o TOMAWAC discretiza as ondas em um número finito de frequências de onda e de direções de propagação. Neste caso, o espectro recebe o nome de espectro direcional.

Para ilustrar a discretização do domínio do TOMAWAC, a figura 3.2 representa um instante de tempo de região do mar discretizada com elementos triangulares. Cada nó da malha contém um espectro direcional que representa o estado de mar naquele instante de tempo e ponto no espaço. O espectro direcional discreto é dividido em um número finito de direções de propagação de onda ( $\theta$ ). Cada direção de propagação consiste em um espectro de variância (comumente o que se refere apenas por espectro) que, por sua vez, é dividido em um número finito de frequências de onda ( $f$ ). A função discreta  $\mathcal{S}(f, \theta)$  representa, conforme a equação (2.25) a densidade de variância do estado de mar referente às ondas de frequência  $f$  se propagando na direção  $\theta$ .

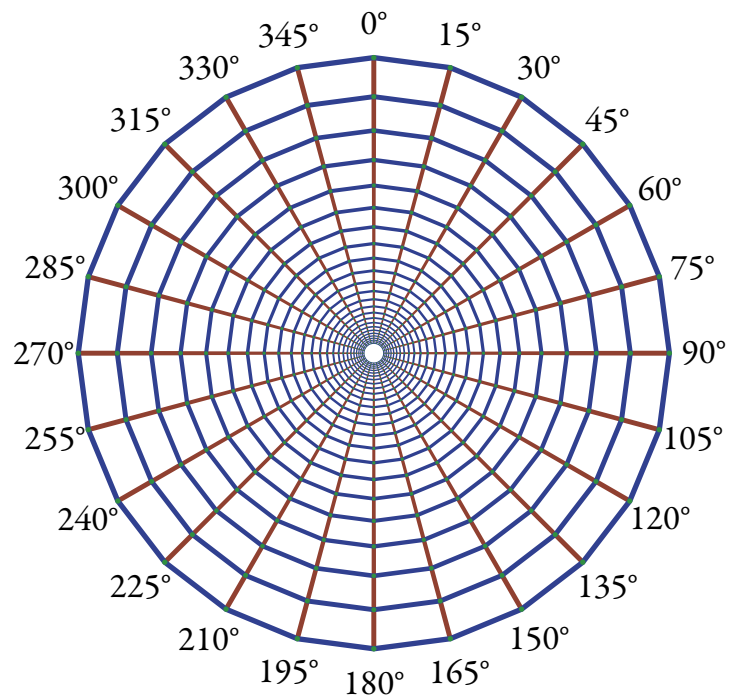
<sup>2</sup>Fenômeno de arrebentação parcial da onda quando a velocidade orbital das partículas de água na crista da onda excede a velocidade de propagação da onda (Holthuijsen, 2007). Isso faz com que a água seja arremessada para a frente da onda, encapsulando bolhas de ar, formando uma espuma branca na crista da onda (daí o nome do processo).

<sup>3</sup>A versão utilizada do TOMAWAC (v7p2r3) representa a difração apenas qualitativamente (Awk, 2017), e o tempo de execução da simulação, devido à complexidade de modelar a difração (um processo que depende diretamente da fase da onda) em um modelo espectral, é aumentado proporcionalmente pelo número de frequências discretizadas. Para simular processos que dependem da fase da onda pode-se usar o modelo de águas rasas ARTEMIS (Aelbrecht, 1997).



**Figura 3.2:** Ilustração de uma malha de elementos finitos (à esquerda), situação de um espectro direcional na malha (centro) e espectro de variância de uma única direção (à direita).

Na figura 3.3 é representado um espectro discretizado usando 24 direções e 25 frequências. As linhas radiais representam cada uma das direções de propagação de onda igualmente espaçadas entre  $0^\circ$  e  $360^\circ$ , e os círculos (polígonos) representam as frequências de onda espaçadas de acordo com a equação (3.3). As linhas radiais representam a direção para a qual a onda está se propagando ( $0^\circ$  são ondas indo para o Norte). Os pontos, onde as linhas radiais e os círculos se encontram, representam as posições discretas que o TOMAWAC usa para representar o espectro direcional.



**Figura 3.3:** Representação do espectro direcional do TOMAWAC.

As direções de onda discretizadas pelo TOMAWAC são igualmente distribuídas no intervalo entre  $0^\circ$  e  $360^\circ$ , e as frequências são discretizadas de um valor mínimo  $f_{\min}$  a um máximo  $f_{\max}$  em uma progressão geométrica cuja razão é dada por

$$f_r = \frac{f_{\max}}{f_{\min}}^{(N_f-1)^{-1}} \quad (3.2)$$

onde  $N_f$  é o número de frequências discretas. Cada frequência  $f_i$  é calculada com

$$f_i = f_{\min} \times f_r^i, \quad \text{com } i = 0 \dots N_f - 1 \quad (3.3)$$

Os valores de  $f_{\min}$  e  $f_{\max}$  são escolhidos pelo usuário de forma a representar desde as ondas mais longas até as mais curtas, respectivamente. Para o caso de ondas de gravidade é comum limitar as ondas de 2,5 s a 25 s (0,4 Hz a 0,04 Hz) (Awk, 2017).

### 3.2 Simulação Espectral

Para o estudo de caso deste trabalho, foi inicialmente criado um banco de dados de estado de mar, que então foi usado para obter o estado de mar simulado da costa de Rio Grande–RS.

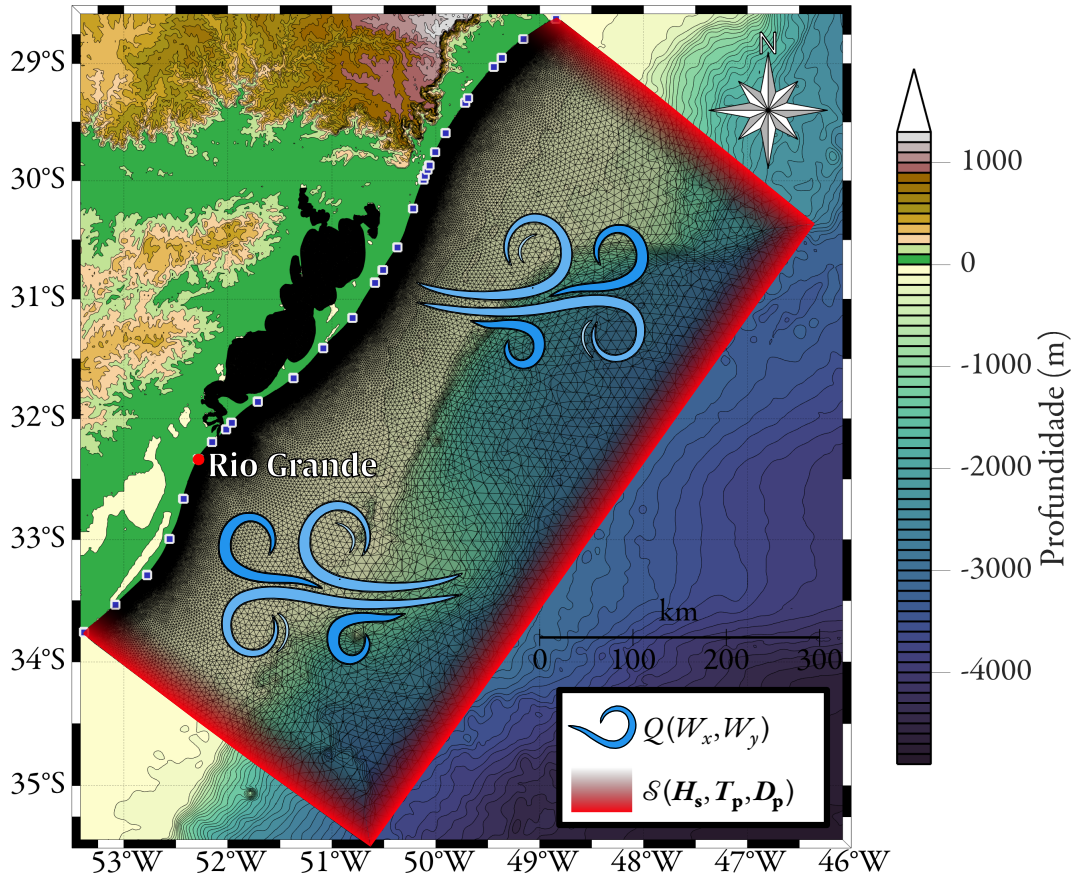
A simulação do estado de mar foi feita utilizando o TOMAWAC (ver seção 3.1). O domínio da simulação no TOMAWAC foi a região costeira do estado do Rio Grande do Sul, conforme figura 3.4, e o local de estudo foi a praia do Cassino, em Rio Grande (ponto marcado na figura 3.4). O local de estudo será melhor detalhado adiante, com a configuração da simulação fluidodinâmica no capítulo 4. Os locais marcados ao longo da costa na figura 3.4 são os pontos de onde as informações detalhadas do estado de mar foram salvas para compor o arquivo de banco de dados.

Foi então criada uma malha que compreende a costa Brasileira desde a cidade de Chuí–RS no extremo sul, até Laguna–SC na parte mais ao norte da malha, totalizando aproximadamente 735 km de linha de costa. A malha também se estende aproximadamente 300 km em direção ao mar, conforme mostrada na figura 3.4. A forma da linha de costa utilizada foi obtida do GSHHG (*A Global Self-consistent, Hierarchical, High-resolution Geography Database*),<sup>4</sup> desenvolvido por Wessel e Smith (1996).

Na região oceânica as arestas dos elementos têm aproximadamente 10 km de comprimento, diminuindo gradualmente para 1,3 km na plataforma continental, até 250 m na faixa costeira (figura 3.4). A malha tem um total de 165 548 nós e 323 929 elementos triangulares.

<sup>4</sup>[www.ngdc.noaa.gov/mgg/shorelines/gshhs.html](http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/shorelines/gshhs.html)





**Figura 3.4:** Visão geral da área de estudo e da malha numérica utilizada.

A discretização temporal do TOMAWAC foi feita com um passo de tempo de 15 min, que usualmente satisfaz a condição de estacionaridade necessária para a representação espectral (seção 2.3.2). A discretização espectral do TOMAWAC foi feita com 24 direções de propagação de onda, e com 25 frequências de onda distribuídas conforme a equação (3.3), com frequência mínima de 1/30 Hz (período de 30 s) e frequência máxima de 1 Hz (período de 1 s), conforme mostrado na figura 3.3. Essa configuração já foi validada em trabalhos anteriores na costa Sul-Brasileira (Oleinik, Marques e Kirinus, 2017a,b).

### 3.2.1 Condições de Contorno

A condição de contorno oceânica do TOMAWAC é imposta pelo espectro direcional que representa o estado de mar em cada ponto do contorno líquido da malha (contorno vermelho na figura 3.4), sendo atualizado ao longo do tempo. No entanto não há um banco de dados que ofereça o espectro completo, principalmente devido à quantidade de informação que deve ser armazenada, portanto é necessário reconstruir o espectro com base em parâmetros médios do estado de mar.

Os parâmetros do estado de mar foram obtidos de dados históricos<sup>5</sup> do modelo de ondas WAVEWATCH III da NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*). Os dados obtidos são de altura significativa ( $H_s$ ), período de pico ( $T_p$ ), e direção principal no período de pico ( $D_p$ ), com resolução espacial de  $0,5^\circ \times 0,5^\circ$  e resolução temporal de 3 h. Esses dados foram interpolados para os nós de contorno oceânico da malha utilizando interpolação bilinear. O espectro nos nós de contorno foi então reconstruído utilizando o espectro JONSWAP (*Joint North Sea Wave Observation Project*) parametrizado com  $H_s$  e  $T_p$ . Esse espectro foi então dividido entre as direções de propagação de onda em torno de  $D_p$  utilizando uma distribuição exponencial.

A condição de contorno superficial de vento do TOMAWAC foi obtida do projeto *Reanalysis I*<sup>6</sup> da NOAA, e foi interpolada para todos os nós da malha utilizando interpolação bilinear. Os dados de vento têm resolução espacial de  $1,875^\circ \times 1,875^\circ$  e resolução temporal de 6 h. Tanto as condições de contorno de vento quanto as de onda foram obtidas para o ano de 2014.

Finalmente, os dados batimétricos utilizados para representar o fundo do mar na plataforma continental foram obtidos de cartas náuticas da Diretoria de Hidrografia e Navegação<sup>7</sup> da Marinha Brasileira, e digitalizadas por Cardoso *et al.* (2014). Os dados batimétricos em oceano profundo foram obtidos do GEBCO (*General Bathymetric Chart of the Oceans*).<sup>8</sup>

### 3.2.2 Simulação e Criação do Banco de Dados

O TOMAWAC por padrão salva resultados integrados do espectro, como  $H_s$ ,  $T_p$ , e  $D_p$ , em todos os nós do domínio. No entanto esses resultados não são suficientes para a reconstrução do estado de mar irregular. Assim, o salvamento normal dos resultados integrados foi desativado, para poupar espaço em disco, e ao invés disso foi habilitado o salvamento do espectro direcional nos nós selecionados para o banco de dados, incluindo o local de estudo deste trabalho.

A simulação foi então executada por um período de 1 ano, de 1º de janeiro a 31 de dezembro de 2014. A simulação foi executada em um computador com processador Intel® Core™ i7-6800K® 3,4 GHz e memória RAM de 32 GB, e levou aproximadamente uma semana para finalizar. Os resultados coletados foram então comprimidos em um único arquivo de 7,1 GB. Com o banco de dados em mãos, é necessário utilizar a metodologia que será desenvolvida nas seções seguintes, para transformar o espectro do estado de mar em séries temporais de elevação da superfície do mar.

<sup>5</sup>[ftp://polar.ncep.noaa.gov/history/waves/multi\\_1](ftp://polar.ncep.noaa.gov/history/waves/multi_1)

<sup>6</sup>[www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html](http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html)

<sup>7</sup>[www.mar.mil.br/dhn/chm/box-cartas-nauticas/cartas.html](http://www.mar.mil.br/dhn/chm/box-cartas-nauticas/cartas.html)

<sup>8</sup>[www.gebco.net](http://www.gebco.net)

### 3.3 Transformação entre Espectro e Onda

A abordagem usada pelos autores mencionados na seção 1.3, que consiste em representar o efeito do dispositivo de conversão como uma função da frequência é, certamente, a mais econômica do ponto de vista computacional, pois como foi visto na seção 2.3 é uma forma muito mais econômica de representar uma variável estocástica linear. No entanto, essa representação parte do pressuposto de que o comportamento do dispositivo é linear e que seu comportamento pode ser aproximado por uma soma de bases senoidais, isto é, que as hipóteses de aplicação da Teoria Linear e das Séries de Fourier são válidas.

No caso em que essas hipóteses não são válidas, para simular corretamente o comportamento dos dispositivos deve-se recorrer à representação no domínio do tempo, para que as variações da elevação da superfície de curta escala de tempo sejam corretamente representadas.

#### 3.3.1 Transformação do Espectro em Elevação da Superfície

A primeira alternativa para transformar o espectro<sup>9</sup> em uma série temporal de elevação é a aplicação direta da IDFT no espectro. Porém, a aplicação direta da IDFT no espectro não estaria de acordo com a relação de reciprocidade de funções Hermitianas (itens I e II na seção 2.2.3). Essas relações, que ditam o comportamento de uma função real submetida à Transformada (Inversa) de Fourier, associam uma função real e uma função complexa. Como a função real que está sendo considerada é a elevação da superfície (já que não há significado físico para uma parte imaginária da elevação da superfície) é necessário que o espectro seja transformado em uma função complexa.

Dessa forma, a primeira etapa é transformar o espectro nos coeficientes de Fourier  $a_m$  e  $b_m$  para que possam ser usados na IDFT. O coeficiente  $a_0$  será ignorado partindo do pressuposto que o valor médio da elevação da superfície é zero. Esta hipótese é válida já que variações do nível médio do mar ocorrem em escalas de tempo maiores do que o período em que um espectro pontual do estado de mar é considerado uma função estacionária. Nesse caso o intervalo de tempo deve ser dividido em segmentos menores, cada um com seu espectro, que é então transformado usando a metodologia a seguir. O valor médio da elevação da superfície do mar (a maré, por exemplo) pode então ser somado à elevação da superfície.

No caso do espectro do TOMAWAC, que não é regularmente espaçado (ver equação (3.3)) no domínio da frequência, para que seja possível aplicar a transformada de Fourier o espectro deve ser reamostrado em intervalos de frequência  $\Delta f$  igualmente espaçados, pois essa é uma das premissas da (I)DFT. Esta reamostragem pode ser feita usando interpolação linear simples.

<sup>9</sup>Quando no texto é colocado apenas “espectro”, entenda como o espectro de variância, definido pela equação (2.25), ou o espectro discreto conforme seção 3.1.2. Outros casos, a saber, o espectro de amplitude e de fase, são explicitamente identificados.



Agora, para recriar a elevação da superfície é necessário fazer o caminho inverso do que foi feito na seção 2.2.3. Primeiramente o espectro unilateral deve ser revertido no espectro bilateral. Sendo  $N$  o número de pontos discretos do espectro  $\mathcal{S}$ , espelhando-o em relação ao eixo da frequência e dividindo-o à metade,

$$\mathcal{S}_b\langle 1 \dots N \rangle = \mathcal{S}_b\langle 2N \dots -1 \dots N+1 \rangle = \frac{\mathcal{S}\langle 1 \dots N \rangle}{2} \quad (3.4)$$

onde o intervalo negativo  $\langle 2N \dots -1 \dots N+1 \rangle$  representa ordem inversa do vetor.

Rearranjando a equação (2.22) do cálculo do espectro a partir do resultado da Transformada de Fourier e, como o espectro não é mais uma função contínua, multiplicando-o pelo intervalo  $\Delta f$  tem-se que

$$|\mathcal{F}| = \sqrt{\mathcal{S}_b \Delta f} \quad (3.5)$$

Agora resta apenas remover o operador de módulo do lado esquerdo da equação (3.5). O operador de módulo, na equação (2.22) calcula a amplitude de cada componente harmônica que constitui o sinal, e a fase dessas componentes é descartada. Então, para reconstruir o espectro como uma função complexa Hermitiana, é necessário distribuir corretamente a variância entre o eixo real e o imaginário, de forma a simular o comportamento aleatório do espectro de fase das ondas.

A elevação da superfície causada pelas ondas segue uma distribuição gaussiana, então a distribuição das fases das componentes pode ser feita usando uma série de números aleatórios normalmente distribuídos com média nula e desvio padrão unitário. Como o espectro bilateral é real e simétrico, essa série de números aleatórios deve formar um par complexo Hermitiano (Tessendorf, 2004). Portanto é necessário obter dois conjuntos de  $N$  números aleatórios,  $\alpha$  e  $\beta$ , e fazer com que  $\alpha$  seja uma função par, e  $\beta$  ímpar, assim

$$\alpha\langle 2N \dots -1 \dots N+1 \rangle = \alpha\langle 1 \dots N \rangle \quad (3.6a)$$

$$\beta\langle 2N \dots -1 \dots N+1 \rangle = -\beta\langle 1 \dots N \rangle \quad (3.6b)$$

então é possível substituir o operador de módulo do lado esquerdo pela combinação de  $\alpha$  e  $\beta$  que, estatisticamente, resulta não no valor exato de  $\mathcal{F}$ , mas no valor esperado. A equação (3.5) pode então ser reescrita como

$$\mathcal{F} = \frac{[\alpha + i\beta]}{2} \sqrt{\mathcal{S}_b \Delta f} \quad (3.7)$$

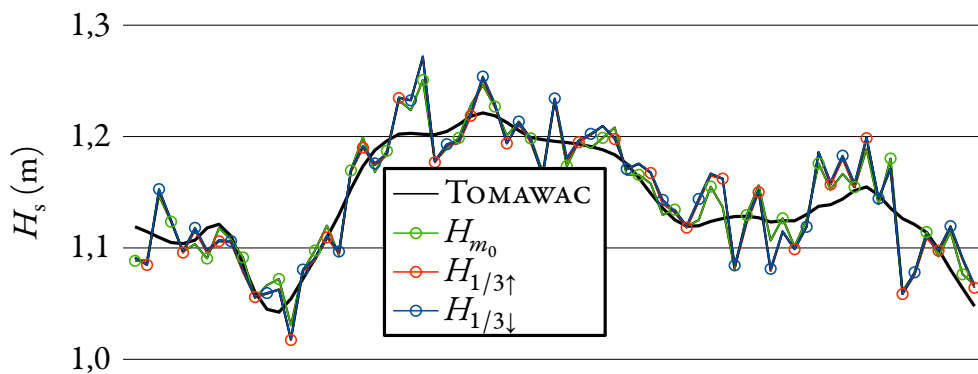
Finalmente  $\mathcal{F}$  é uma função Hermitiana que representa o espectro  $\mathcal{S}$ , então é possível aplicar a IDFT e verificar que a parte imaginária do resultado é zero<sup>10</sup> e que a parte real corresponde a uma série de elevação da superfície condizente com o espectro inicial  $\mathcal{S}$ .

<sup>10</sup>Dependendo da implementação da IDFT, a parte imaginária não será exatamente zero, mas será muitas ordens de grandeza menor que a parte real.

Para ter certeza de que o equacionamento está correto e que o método funciona é possível fazer algumas verificações. A primeira, já mencionada acima, é que a parte imaginária deve ser zero. A segunda é que como foi admitido que o nível médio é zero, então a média do resultado deve ser zero.

Uma verificação menos trivial é igualar a variância total do espectro  $m_0$  com a variância da série de elevação  $\eta$ . Essa verificação não dará um valor exato, devido à aleatoriedade inserida no dado. Mas para um número suficiente de séries aleatórias do mesmo espectro, em média, as variâncias devem ser iguais. Esta comparação também significa que a altura significativa foi mantida.

Como a altura significativa deve se manter, também é possível estimá-la usando os métodos mencionados na seção 2.3. A figura 3.5 mostra um conjunto arbitrário de resultados do TOMAWAC com espaçamento temporal de 1 h. Para cada ponto da série do TOMAWAC, o espectro foi utilizado para obter séries de elevação da superfície de 1 h de duração cada, divididas em  $2^{18}$  pontos. De cada uma dessas séries foi calculada a altura significativa pela variância ( $H_{m_0}$ ), pelo método de zero ascendente ( $H_{1/3\uparrow}$ ), e pelo método de zero descendente ( $H_{1/3\downarrow}$ ). Na figura 3.5, a linha contínua mostra a altura significativa do TOMAWAC, e as linhas pontilhadas representam  $H_{m_0}$  calculada pela variância de  $\eta$ , e  $H_{1/3\uparrow}$  e  $H_{1/3\downarrow}$ , calculadas pelo método de zero ascendente e zero descendente, respectivamente.



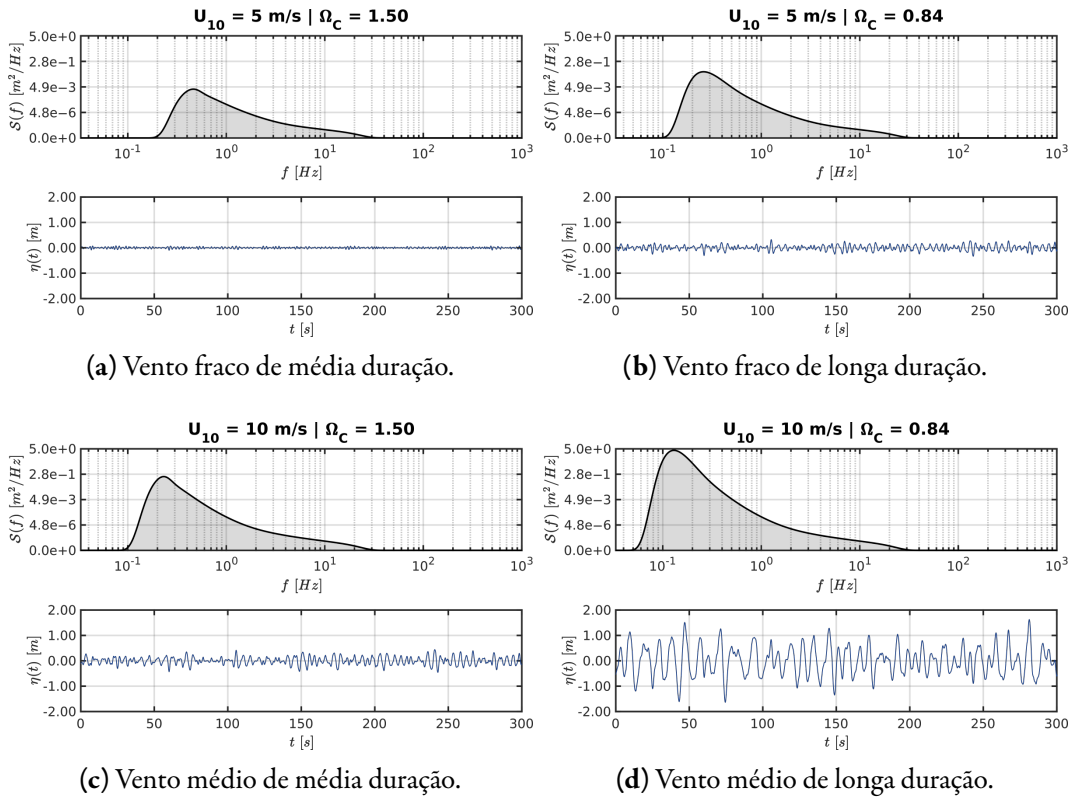
**Figura 3.5:** Comparação entre a altura significativa do TOMAWAC e a medida da série de elevação.

Observa-se na figura 3.5 que, embora não seja exato, o resultado é muito próximo (a maior diferença é de 7 cm, ou 6 %) e em média a diferença se anula. As pequenas flutuações do dado recriado pelo método descrito nessa seção são devidas aos aleatórios  $\alpha$  e  $\beta$  inseridos na equação (3.7) e, reiterando que o espectro representa o valor esperado da função, e não o valor exato, essas flutuações estão dentro do que se espera do ponto de vista probabilístico do método.

Uma verificação mais subjetiva mas, ainda assim, válida que pode ser feita é aplicar o método em diferentes espectros para analisar o resultado. Para isso foi escolhido o espectro parametrizado de Elfouhaily *et al.* (1997), e foram usadas intensidades de vento de  $U_{10} = 5 \text{ m/s}$  e  $10 \text{ m/s}$ , e parâmetros de “idade de onda” de  $\Omega_C = 1,5$  e  $0,84$  (estimativa adimensional de tempo desde que a onda foi gerada).

Segundo Elfouhaily *et al.* (1997),  $\Omega_C > 2$  é um estado de mar jovem e  $\Omega_C = 0,84$  é um estado de mar completamente desenvolvido, similar ao espectro de Pierson Jr. e Moskowitz (1963). O espectro foi escolhido simplesmente por considerar outros fatores além da intensidade do vento para descrever o estado de mar.

É possível notar que no caso de vento fraco de média duração (figura 3.6a) a movimentação da superfície é quase imperceptível, de acordo com o espectro, que é 3 ordens de grandeza menor que no caso de vento forte de longa duração (figura 3.6d). Os casos intermediários (figuras 3.6b e 3.6c) são bastante parecidos, tanto na forma do espectro quanto na resposta da elevação da superfície. Vale mencionar que os vetores  $\alpha$  e  $\beta$  para criar as 4 séries da figura 3.6 foram os mesmos.



**Figura 3.6:** Espectro teórico de Elfouhaily *et al.* (1997) com diferentes parametrizações e as respectivas séries de elevação do nível.

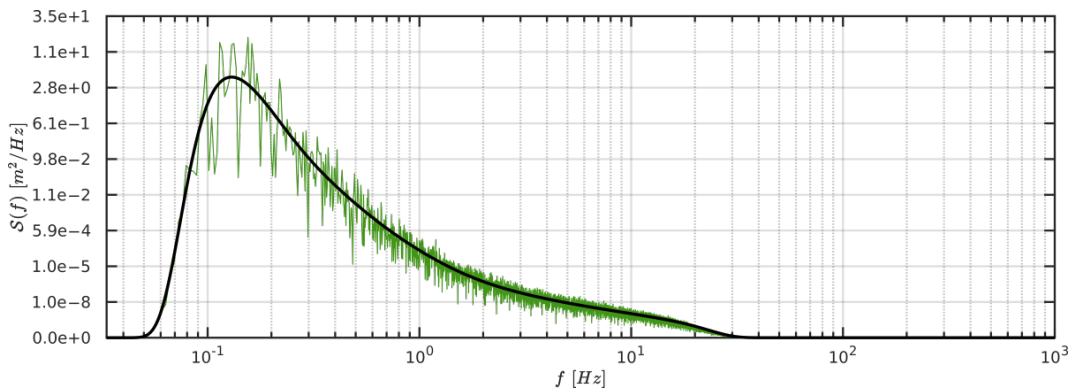
Na figura 3.6, cada painel mostra uma combinação de intensidade de vento a 10 m da superfície ( $U_{10}$ ) e de parâmetro de idade das ondas ( $\Omega_C$ ). No painel acima  $U_{10} = 5$  m/s e abaixo  $U_{10} = 10$  m/s; e à esquerda  $\Omega_C = 1,5$  e à direita  $\Omega_C = 0,84$ . Observe que a escala vertical do espectro está distorcida à  $10^3$  potência para permitir a comparação entre os espectros de diferentes ordens de magnitude.

Além da diferença de amplitude, o espectro da figura 3.6d tem seu ponto máximo (chamado de frequência de pico do espectro) em uma frequência menor em comparação aos outros três, que é uma característica de estados de mar mais desenvolvidos. Como consequência disso podemos observar que o período das ondas na figura 3.6d é maior que das demais. Dessas figuras podemos concluir que as séries geradas pelo método descrito nessa seção são condizentes com o espectro utilizado.

Assim o objetivo específico **I** está cumprido, pois o método desenvolvido transforma adequadamente um espectro de estado de mar em uma série temporal de elevação da superfície. O método demonstra ter bons resultados pois as métricas de onda são, desconsiderando flutuações aleatórias intrínsecas do método, iguais antes e depois da transformação. Para terminar, é necessário desconstruir a série de elevação novamente no espectro para provar que o método é correto e autoconsistente.

### 3.3.2 Reversão da Elevação da Superfície para Espectro

Para fazer o caminho de volta, basta a princípio, utilizar o método mostrado na seção 2.2.3. Então aplica-se a DFT em uma das séries de elevação obtidas na seção anterior (será usada a da figura 3.6d, mas o resultado é similar para as demais), e então utiliza-se a equação (2.23) para obter o espectro (figura 3.7). Na figura 3.7 a curva contínua suave representa o mesmo espectro da figura 3.6d, e a linha serri-lhada é o resultado da DFT aplicada à série temporal da mesma figura. Observe que a escala vertical do espectro está distorcida proporcionalmente à  $10^a$  potência, e o valor máximo do espectro transformado é próximo de  $20 \text{ m}^2/\text{Hz}$  enquanto o máximo do espectro original é  $5 \text{ m}^2/\text{Hz}$ .



**Figura 3.7:** Resultado da DFT aplicada à série temporal da figura 3.6d comparado ao espectro original.

Embora a tendência do espectro se mantenha, como esperado, há sérias discrepâncias em relação à informação original, causadas novamente pelos vetores aleatórios  $\alpha$  e  $\beta$  inseridos na transformação do espectro para a série temporal. Holthuijsen (2007) diz que esse espectro tem aparência de capim (*grassy*), e justifica que isso acontece porque a DFT utiliza apenas um valor de amplitude da série temporal para estimar um valor de variância do espectro em cada frequência discretizada. Isso ocorre pois uma DFT de  $N$  dados retorna  $N$  pares complexos independentes (ver seção 2.2.3), tornando a estimativa bastante propensa a erros.

Holthuijsen (2007) explica que o erro é da ordem de 100 %, e só pode ser remediado dividindo a série temporal em  $r$  partes com a mesma duração, aplicando a DFT em cada uma delas, e fazendo a média dos resultados para reduzir o erro por

um fator  $\sqrt{r}$ . Para obter uma confiabilidade de, por exemplo, 90 %, seria necessário segmentar a série temporal em 100 partes e aplicar o processo a cada uma delas. Isso exigiria um aumento proporcional do custo computacional para reverter a série temporal em um espectro.

Esse método é usado para o tratamento de dados medidos *in situ* por ondógrafos, por exemplo, caso tal que a única informação disponível é a série temporal de elevação da superfície. No entanto, como as séries temporais utilizadas aqui são provenientes de espectros, e não o contrário, é possível utilizar uma abordagem diferente.

Tomando os mesmos  $\alpha$  e  $\beta$  que foram utilizados para construir a série temporal, basta rearranjar a equação (3.7) em função de

$$\mathcal{S}_b = \Delta f^{-1} \left( \frac{2\mathcal{F}}{\alpha + i\beta} \right)^2 \quad (3.8)$$

e, finalmente, transformar  $\mathcal{S}_b$  no espectro unilateral

$$\mathcal{S} = 2\mathcal{S}_b \langle 1 \dots N \rangle \quad (3.9)$$

e o resultado será idêntico ao espectro inicial.

Assim, é possível transformar um espectro de estado de mar em uma série de elevação da superfície estatisticamente equivalente, e reverter o processo para obter o espectro novamente, que foram os objetivos específicos I e II deste trabalho. As seções seguintes mostrarão como essa série temporal de elevação será empregada na simulação de dispositivos de conversão de energia das ondas.

### 3.4 Obtenção do Perfil Vertical de Velocidades

Para simular o estado de mar obtido na seção 3.3 no modelo hidrodinâmico é necessário transformar a elevação da superfície  $\eta$  em um perfil vertical de velocidade orbital equivalente, que será utilizado como condição de contorno no modelo. Essa transformação é necessária pois a elevação da superfície obtida é válida apenas na superfície, e o modelo hidrodinâmico considera toda a coluna de água na simulação, assim faltaria informação sobre o comportamento da água abaixo da superfície.

Na seção 2.1 foi visto que as equações que descrevem a velocidade orbital das partículas de água causada por uma onda são

$$u(x, z) = \omega a \frac{\cosh(k[d + z])}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.16a)$$

$$w(x, z) = \omega a \frac{\sinh(k[d + z])}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.16b)$$

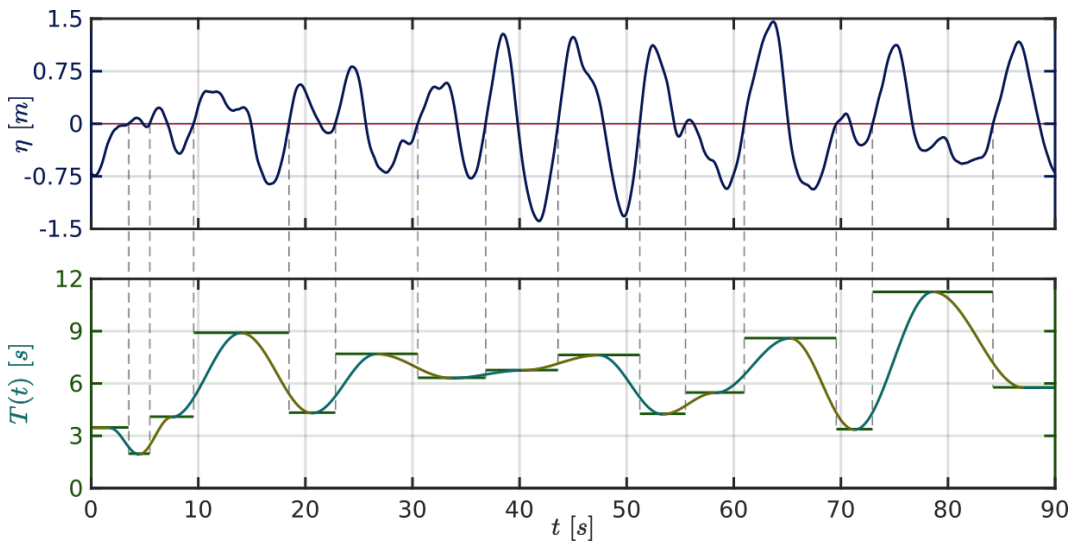
no entanto serão necessárias algumas modificações para ser possível calcular  $u$  e  $w$  com as informações disponíveis (a elevação da superfície  $\eta$  e a profundidade da

água  $d$ ). Para calcular  $u$  e  $w$  ainda é necessário a frequência angular  $\omega$  da onda (ou o período  $T$ ), a amplitude  $a$ , e o número de onda  $k$  (ou o comprimento  $L$ ). Além disso, como a elevação da superfície obtida é pontual, o termo  $kx$  pode ser removido das equações e ambas ficam em função de  $z$ , apenas.

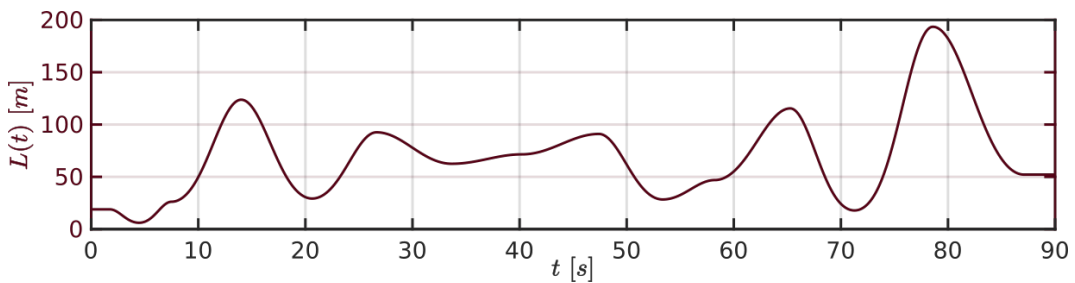
### 3.4.1 Estimativa do Período e Comprimento das Ondas

Como o espectro que foi utilizado é uma medida pontual, não há informação horizontal sobre as ondas na série temporal de elevação. Dessa forma, para calcular o comprimento das ondas foi utilizado o mesmo princípio demonstrado na seção 2.3.1, que utiliza a série temporal (ou espacial) de elevação para medir o período (ou o comprimento) das ondas.

A figura 3.8 esquematiza o processo de obtenção da série contínua de comprimento de onda a partir da série de  $\eta$ . Como o espectro utilizado está em função da frequência temporal ( $f$ ) da onda, a série produzida pode ser utilizada para medir o período discreto das ondas.



(a) Delimitação das ondas, medição individual do período, e interpolação cossenoidal para obter a função contínua para o período.



(b) Comprimento de onda contínuo calculado a partir do período usando a relação de dispersão (equação (2.15)).

**Figura 3.8:** Demonstração do método utilizado para criar o comprimento variável das ondas da série temporal.



A figura 3.8a mostra uma série temporal de  $\eta$  de 90 s de duração. As linhas verticais tracejadas interceptam a série de  $\eta$  onde ela cruza o eixo (nível médio) conforme o método de zero ascendente. O intervalo entre cada linha tracejada indica o período discreto da onda medida. O segundo quadro da figura 3.8a mostra o período discreto medido, e a interpolação cossenoidal aplicada para obter uma série contínua. A figura 3.8b mostra o comprimento contínuo calculado para as ondas usando o período obtido e a relação de dispersão (equação (2.15)).

Para eliminar as descontinuidades das medições de período entre uma onda e outra, os pontos intermediários dos períodos discretos foram utilizados como nós de controle para uma interpolação cossenoidal no intervalo entre esses pontos. A interpolação cossenoidal foi escolhida devido à característica principal das ondas lineares de terem uma forma cossenoidal.

Nos segmentos das extremidades da série o período foi mantido constante, igual ao período discreto. Como a série temporal resultante da IDFT é cíclica (ver seção 2.2.2), ela poderia ter sido adiantada ou atrasada no tempo para produzir uma série que começa e termina em zero. No entanto isso causaria uma defasagem relativa entre  $\eta$  e os aleatórios  $\alpha$  e  $\beta$ , fazendo com que a transformação para espectro ficasse incorreta. Como a série utilizada será muito mais longa que 90 s, essa diferença nas extremidades não será de grande importância.

Após feita a interpolação dos períodos discretos, basta utilizar a relação de dispersão (equação (2.15)) para calcular o comprimento das ondas. Fica evidente, conforme foi mencionado no exemplo da figura 2.7, que algumas ondas acabam ficando com períodos muito longos ou muito curtos devido à técnica utilizada para medir o período discreto. Por exemplo, a onda que está em 80 s tem um período muito maior que das outras ondas, principalmente se comparado à onda em  $\approx 40$  s, que é muito mais alta e tem período muito menor.

Essa discrepância é devida em parte à separação de variáveis da teoria linear (ver seção 2.1.3), que faz com que as medidas horizontais das ondas sejam independentes das verticais. Alguns dos métodos disponíveis para determinar o comprimento das ondas levando em conta certo grau de não linearidade foram testados, porém não foram utilizados.

A princípio o método de Rienecker e Fenton (1981) seria utilizado para este trabalho, no entanto esse método exige, para cada comprimento de onda, a solução iterativa de um sistema de equações não lineares, mas ainda não foi possível implementar esse método.

Também há o método de Chang e Lin (1999), que é uma aproximação explícita do método de Rienecker e Fenton (1981), e fornece uma excelente aproximação com custo computacional muito menor. No entanto a aproximação de Chang e Lin (1999) é definida apenas para profundidade relativa ( $d/L$ ) menor que 0,5, então em alguns casos de ondas curtas o método falha. Dessa forma, o método adotado para calcular o comprimento da onda seguiu sendo a solução iterativa da relação de dispersão (equação (2.15)).

Com isso, então, tem-se o período e o comprimento (ou  $\omega$  e  $k$ ) das ondas variáveis no tempo, correspondentes a  $\eta$ , para substituir nas equações (2.16a) e (2.16b).

### 3.4.2 Substituição da Amplitude e Periodicidade

Agora, observando a equação (2.16a) de  $u$  e a equação (2.14) de  $\eta$  é possível ver que o termo  $a \cos(-\omega t)$  da equação (2.16a) é idêntico ao lado direito da equação (2.14) (depois de remover o termo  $kx$ ), portanto é possível substituí-lo por  $\eta$  na equação de  $u$ :

$$u(z) = \omega \eta \frac{\cosh(k[d+z])}{\sinh(kd)} \quad (3.10a)$$

O significado físico dessa substituição foi trocar a amplitude da onda, que é constante em uma onda, e o termo periódico, que faz com que essa amplitude oscile em torno da superfície média, pela elevação da superfície, que é justamente a oscilação da onda em torno de um valor médio.

No entanto, para  $w$  não é possível fazer essa substituição diretamente, pois a função periódica de  $w$  é  $a \sin(-\omega t)$ , defasado  $\pi/2$  de  $u$  e  $\eta$ . Para compensar essa defasagem, a equação de  $w$  deve ser derivada em relação ao tempo, e então  $\eta$  pode ser substituído, resultando em

$$w(z) = \frac{d}{dt} \left[ \omega \eta \frac{\sinh(k[d+z])}{\sinh(kd)} \right] \quad (3.10b)$$

Com isso obtém-se as equações do perfil de velocidade em função apenas da série temporal de elevação da superfície, de onde é possível obter  $\omega$  e  $k$ , e da profundidade local, cumprindo assim o objetivo específico III deste trabalho. O próximo capítulo mostrará o resultado preliminar de uma simulação feita usando essa metodologia, e a verificação do seu funcionamento.

## 3.5 SPEC2WAVE

Para utilizar dados de onda no domínio do tempo, obtidos de um espectro do estado de mar, é necessário executar todo o procedimento desenvolvido na seção 3.3.1, e se as velocidades orbitais  $u$  e  $w$  forem necessárias, também o procedimento da seção 3.4.

O procedimento em si não é difícil, mas consiste de diversas etapas que devem ser executadas corretamente para que se obtenha o resultado correto. Para facilitar a utilização dessa metodologia, e evitar erro humano durante alguma das etapas do processo, juntamente com este trabalho, foi desenvolvido o programa SPEC2WAVE (Oleinik, 2020). O programa acessa um banco de dados de estado de mar, extrai as informações no ponto e intervalo de tempo solicitados, aplica a metodologia de transformação do espectro, e salva as variáveis solicitadas nos arquivos de saída.



### 3.5.1 Visão Geral

O SPEC2WAVE utiliza uma interface de texto para se comunicar com o usuário. Para utilizar o programa, abre-se uma janela de comando, e executa-se o programa indicando o nome do arquivo de parâmetros a ser utilizado com

```
C:\> spec2wave config.txt
```

então o SPEC2WAVE vai ler o arquivo config.txt linha por linha, interpretando as instruções. Ao terminar de ler o arquivo de configuração, o programa executa conforme instruído.

O arquivo de parâmetros é um documento de texto simples, com uma instrução por linha conforme o exemplo:

```
database = database_file_DB001
initial time = 86400
<parâmetro> = <valor>
...
```

No exemplo acima é dado o banco de dados, mencionado anteriormente, e definido o instante de tempo inicial relativo ao início do banco de dados, que o SPEC2WAVE utilizará para extrair informações.

O SPEC2WAVE tem três modos de operação principais, que geralmente são usados em sequência para identificar as informações disponíveis no banco de dados, e selecionar exatamente a qual se deseja extrair. O modo de operação show points mostra a lista dos pontos disponíveis e alguns metadados sobre esses pontos. Em seguida, utiliza-se o modo overview para obter os parâmetros espectrais do ponto selecionado ao longo de toda a duração do banco de dados, e assim determinar o intervalo de tempo a ser extraído. Tendo essas informações, executa-se o SPEC2WAVE no modo normal para fazer a transformação dos dados espectrais selecionados para o domínio do tempo.

Na seção 4.3 é mostrada com detalhes a parametrização utilizada para extrair os dados utilizados nas simulações de estudo de caso deste trabalho.

### 3.5.2 Implementação/Operação

O SPEC2WAVE é escrito em FORTRAN 95, com o dialeto e extensões do GNU FORTRAN (The GFortran team, 2017), parte do GCC (*GNU Compiler Collection*).<sup>11</sup> O SPEC2WAVE é composto do programa principal e mais 9 módulos auxiliares. Para sistemas Linux, foi utilizado o GCC 5.4.0, e para sistemas Windows, o MinGW (*Minimalist GNU for Windows*)<sup>12</sup> 8.2.0.

O SPEC2WAVE é um programa relativamente extenso, então não é possível no escopo deste trabalho descrever toda a sua implementação e algoritmos, portanto esta seção mostrará apenas os pontos principais da execução do programa relevantes

---

<sup>11</sup>[gcc.gnu.org](http://gcc.gnu.org)

<sup>12</sup>[www.mingw.org](http://www.mingw.org)

a este trabalho, e o que está sendo feito a cada etapa. Descrições mais detalhadas dos algoritmos utilizados estão disponíveis no manual do SPEC2WAVE (Oleinik, 2020).

Ao executá-lo, o SPEC2WAVE se apresenta:

```
=====
Welcome to the Spec2Wave utility!
~ Version 1.0.3 (GCC 5.4.0) ~
=====
```

ou algo similar, dependendo da versão e sistema operacional sendo utilizados. O programa então lê o arquivo de parâmetros:

```
Reading settings file...
```

e no caso de algum problema na leitura, devido a erro de digitação ou inconsistência nos parâmetros de entrada, o erro é relatado e o programa encerra. Se a parametrização estiver correta, o programa lê o banco de dados em busca dos dados solicitados:

```
Scanning input database and checking data consistency.
```

Essa etapa pode demorar alguns minutos, dependendo do tamanho do banco de dados e do instante de tempo inicial escolhido (quanto maior o valor de initial time, maior o tempo necessário para ler o arquivo).

Ao localizar o ponto selecionado no banco de dados, o SPEC2WAVE mostra os metadados disponíveis para o ponto, por exemplo

```
-> The point selected is located at (-50° 6' 6.86", -29° 59' 53.38").
-> The water depth is -12.967132 m.
-> Node: 79753
-> Coastline distance: 2391.983 m.
-> Name: Boia de Tramandaí
```

e inicia então o procedimento de extração e transformação dos dados.

O banco de dados obtido da simulação com o TOMAWAC contém dados do estado de mar em intervalos de tempo geralmente iguais ou superiores a 15 min, que é um intervalo de tempo curto na escala de ondas oceânicas e pode-se ainda considerar o estado de mar como estacionário (Holthuijsen, 2007), mas não tão curto para manter um tamanho razoável do banco de dados.

Com a discretização espectral utilizada (25 frequências e 24 direções), o algoritmo de compressão utiliza em torno de 2,5 kB para armazenar um espectro direcional. Em um arquivo com um ano de dados a cada 15 min, são 63 MB por ponto. Um banco de dados com essa configuração e 200 pontos diferentes ocuparia quase 13 GB, portanto é importante ponderar a discretização e o tamanho do banco de dados antes de realizar a simulação no TOMAWAC.

### *Transformação do Espectro*

O SPEC2WAVE inicia a transformação do espectro anunciando

```
Generating requested dataset using 4 segments.
```

O que o programa entende como um segmento é o intervalo entre dois espectros (dois passos de tempo) no banco de dados. Admitindo que os dados espectrais têm intervalo de 15 min, se o parâmetro duration for 3600 s, a série temporal então

abrange no mínimo 4 espectros do banco de dados. Como a transformação não pode ser feita para um espectro variável no tempo, o SPEC2WAVE faz a transformação de cada segmento individualmente. Para fazer a transformação é necessário uma implementação do algoritmo da IDFT. Para isso, o SPEC2WAVE emprega a biblioteca **FFTW** (*Fastest Fourier Transform in the West*)<sup>13</sup> (Frigo e Johnson, 2005).

Os algoritmos clássicos da Transformada Rápida de Fourier (FFT) de Good (1958, 1960) e de Cooley e Tukey (1965) são do tipo *divide-and-conquer*,<sup>14</sup> que exigem que o número de pontos discretos da função seja uma potência inteira de 2. Para trabalhar com quantidades diferentes de dados, a **FFTW** utiliza métodos para dividir o comprimento do conjunto de dados em fatores primos, e aplicar recursivamente a DFT em cada parte (Frigo e Johnson, 2017).

Inicia-se então processo de transformação:

Transforming the input spectra into sea surface elevation...

Um segmento por vez, o SPEC2WAVE busca o respectivo espectro do banco de dados, e calcula o comprimento necessário da série temporal naquele segmento. O espectro obtido do TOMAWAC é então reamostrado com intervalo uniforme entre as frequências (um dos requerimentos do algoritmo da FFT).

O processo de transformação inicia gerando o espectro de fase, conforme discutido na seção 3.3.1. O FORTRAN não dispõe de uma função própria para gerar números aleatórios com distribuição normal, apenas uniforme. Então para transformar essa distribuição uniforme em uma distribuição Gaussiana a forma polar (Knop, 1969) da transformada de Box e Muller (1958), foi implementada na função `random_gauss`:

```
alpha = random_gauss(n+1)
beta = random_gauss(n+1)
```

e então, com o espectro de fase em `alpha` e `beta`, já é possível escrever a equação (3.7) em termos das variáveis conhecidas:

```
fourF = sqrt(spect*df*0.25D0)*
&      cplx(alpha(1:n)+alpha((/(i,i=n+1,2,-1)/)),
&      beta(1:n) -beta((/(i,i=n+1,2,-1)/)),kind=8)
```

onde `spect` é o espectro bilateral discreto  $\mathcal{S}_b$  e `df` é o intervalo entre frequências  $\Delta f$ , e `fourF` é a função hermitiana  $\mathcal{F}$  que representa o espectro  $\mathcal{S}$ . A função `cplx( $\alpha$ , $\beta$ )` retorna o número complexo  $\alpha + i\beta$ , aplicando o espectro de fase no espectro de variância `spect`. Com o par complexo, basta resolver a IDFT usando `dfftw_execute_dft` em `fourF`:

```
call dfftw_execute_dft(idft_plan, fourF, eta)
```

para obter `eta`, que é a representação do espectro  $\mathcal{S}$  no domínio do tempo, ou seja, a elevação  $\eta$ .

<sup>13</sup> [www.fftw.org](http://www.fftw.org)

<sup>14</sup> Um algoritmo *divide-and-conquer* processa um conjunto de dados de tamanho  $n$  dividindo-o em dois conjuntos de tamanho  $n/2$ , e aplicando o algoritmo recursivamente nesses subconjuntos, e ao final unindo as partes.

### União dos Segmentos

O SPEC2WAVE executa a transformação acima para cada segmento solicitado separadamente, pois cada um tem um espectro diferente. Porém, ao usar transformações diferentes (consequentemente espectros de fase diferentes), as séries temporais de elevação não são contínuas na união entre os segmentos, o que é inaceitável para a maioria das aplicações (segue que o passo de união não é necessário no caso de um único segmento). A união é feita em duas etapas: de otimização e de suavização.

Uma propriedade da transformada de Fourier para um domínio finito é, conforme discutido na seção 2.2.2, que ela é um período de uma função periódica de domínio infinito. Isso significa que o final da série temporal finita  $\eta_t$  é contínuo com o início dessa mesma série temporal, portanto é possível deslocar a série temporal dentro de seu próprio domínio sem introduzir uma descontinuidade.

Como a FFT foi aplicada a cada segmento separadamente, essa propriedade é válida dentro de cada um dos segmentos, mas não entre dois segmentos diferentes. O SPEC2WAVE usa dessa propriedade para otimizar a união entre os segmentos. Inicia-se então o primeiro passo:

```
Smothing the connection between the segments.
First pass: Optimizing union points...
```

O processo de otimização, de modo geral, desloca  $\eta_t$  dentro de cada segmento separadamente, buscando minimizar a diferença de  $\eta$ ,  $d\eta/dt$ , e  $d^2\eta/dt^2$  nas uniões entre segmentos de forma que tanto a elevação quanto a velocidade vertical da superfície livre sejam sempre contínuas (Oleinik, 2020).

O algoritmo de otimização inicia fixando o primeiro segmento, e usando esse como base para a otimização dos demais. Em seguida, para cada segmento não otimizado  $S_i$ , o SPEC2WAVE calcula a derivada de primeira e segunda ordem de  $\eta$  ao longo de todo o segmento, e para o segmento fixo  $S_{i-1}$  ele calcula apenas as derivadas na extremidade final do segmento.

O algoritmo calcula então a diferença normalizada entre cada ponto do segmento  $S_i$  comparado ao ponto final do segmento  $S_{i-1}$ , que é apenas a soma da diferença quadrada das três funções sendo otimizadas, ou seja, uma variação do método dos mínimos quadrados. Essa quantidade, denominada *badness*, é calculada com

$$B_i = p_0 k_0 (\eta_{S_i} - \eta_{S_{i-1}})^2 + p_1 k_1 \left( \frac{d\eta_{S_i}}{dt} - \frac{d\eta_{S_{i-1}}}{dt} \right)^2 + p_2 k_2 \left( \frac{d^2\eta_{S_i}}{dt^2} - \frac{d^2\eta_{S_{i-1}}}{dt^2} \right)^2 \quad (3.11)$$

onde

$$k_0 = \max(\eta_{S_i}) - \min(\eta_{S_i}) \quad (3.11a)$$

$$k_1 = \max\left(\frac{d\eta_{S_i}}{dt}\right) - \min\left(\frac{d\eta_{S_i}}{dt}\right) \quad (3.11b)$$

$$k_2 = \max\left(\frac{d^2\eta_{S_i}}{dt^2}\right) - \min\left(\frac{d^2\eta_{S_i}}{dt^2}\right) \quad (3.11c)$$

onde  $B_i$  é o valor de *badness* do segmento  $i$ ,  $p_j$  são coeficientes de ponderação para

os três termos, e  $k_j$  é a diferença entre o valor máximo e o mínimo das funções, lembrando que os termos  $S_i$  são referentes a todo o segmento  $i$ , e os termos  $S_{i-1}$  são referentes apenas ao ponto final do segmento  $i-1$ .

O ponto mínimo de  $B_i$  é onde a forma da função  $\eta$  no segmento  $i$  é mais similar à elevação no instante final do segmento  $i-1$ . A otimização é feita então unindo este instante do segmento  $i$  com o instante final de  $i-1$ .

No entanto, essa otimização garante apenas a continuidade de  $d^2\eta_{S_i}/dt^2$ , mas não a sua suavidade na união dos segmentos, ou seja, pode haver uma mudança rápida na aceleração da superfície livre. No entanto, as aplicações mais comuns desse tipo de dado não trabalha diretamente com a aceleração, então o SPEC2WAVE não inclui derivadas de ordens superiores no processo de otimização.

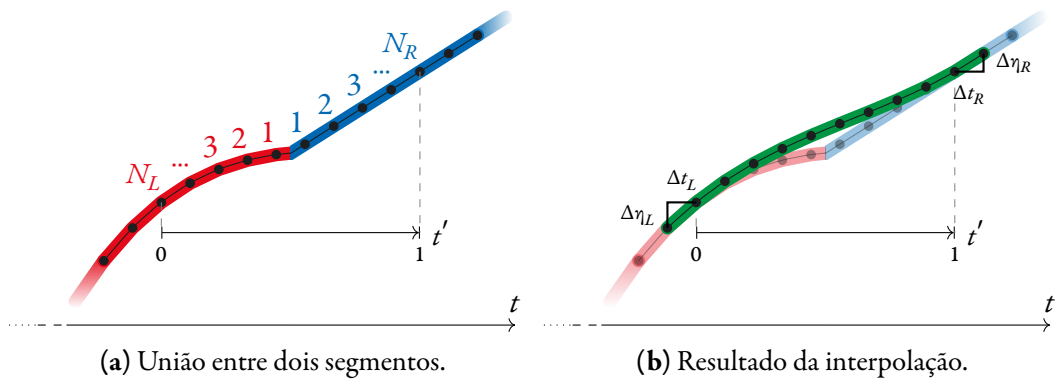
A fim de suavizar a descontinuidade em ordens superiores, o SPEC2WAVE utiliza uma interpolação *spline* para suavizar as uniões:

Second pass: Spline interpolation of the union...

A interpolação *spline* cúbica utiliza dois pontos de controle da função  $\eta(t)$  como âncora (pontos  $N_L$  e  $N_R$  na figura 3.9a), e a derivada de primeira ordem da função nesses pontos para guiar a direção da função. A interpolação opera em  $\eta(t')$ , sendo  $t'$  o subdomínio de  $t$ , normalizado no intervalo  $t' \in [0, 1]$  compreendido entre os pontos  $N_L$  e  $N_R$  (o padrão do SPEC2WAVE é  $N_L = N_R = 5$ ), conforme indicado na figura 3.9a.  $\eta(t')$  é então calculada com

$$\begin{aligned} \eta(t') = & \eta(N_L) \times (1 - 3t'^2 + 2t'^3) + \frac{\Delta\eta_L}{\Delta t_L} \times (t' - 2t'^2 + t'^3) \\ & + \eta(N_R) \times (3t'^2 - 2t'^3) + \frac{\Delta\eta_R}{\Delta t_R} \times (-t'^2 + t'^3) \end{aligned} \quad (3.12)$$

onde  $\eta(N_L)$  e  $\eta(N_R)$  são os valores da função  $\eta$  nos pontos de controle, e  $\Delta\eta_L/\Delta t_L$  e  $\Delta\eta_R/\Delta t_R$  é a derivada discreta de  $\eta$  nos pontos  $N_L$  e  $N_R$ , conforme ilustrado na figura 3.9b.



**Figura 3.9:** Ilustração da união entre dois segmentos, com indicação dos elementos necessários para a interpolação *spline*, e o resultado da interpolação.

*Cálculos Finais e Salvamento*

Até então foi obtida uma série temporal contínua de  $\eta$  no ponto e intervalo de tempo solicitados. Agora resta obter as variáveis solicitadas a partir dessa série temporal, e salvá-las.

O SPEC2WAVE faz a estimativa do período da onda com base em  $\eta$  usando a metodologia descrita na seção 3.4.1, e calcula o comprimento da onda usando a relação de dispersão (equação (2.15)).

Feito isso, o SPEC2WAVE inicia o procedimento de salvamento dos resultados:

```
Saving results...
```

Nesse procedimento, as velocidades orbitais da água são calculadas ao longo da coluna d'água, conforme as equações (3.10a) e (3.10b). Os resultados são então coletados e salvos no formato solicitado, e o SPEC2WAVE se despede e encerra:

```
===== My job is done :) =====
```

# 4

## Metodologia

### Parte 2: Fluidodinâmica

*Equations do not explode.*

---

BERTRAND RUSSELL

Tendo a simulação espectral pronta, e uma forma de transformar esses dados para o domínio do tempo, a etapa seguinte deste trabalho é definir a discretização e parametrização numérica das simulações fluidodinâmicas (seção 4.1), e apresentar o modelo numérico que será simulado usando o software de CFD Fluent (seção 4.2), e finalmente definir o plano de simulações a serem executadas (seção 4.3) para o estudo de caso deste trabalho.

#### 4.1 Configuração do Modelo Numérico

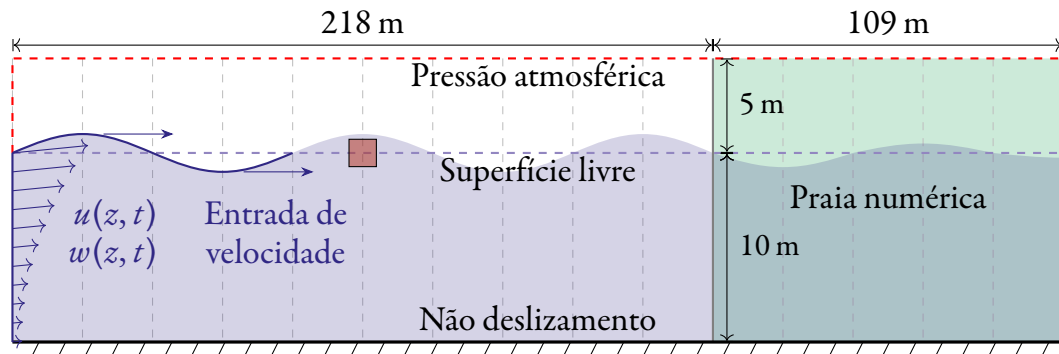
Para a simulação fluidodinâmica do dispositivo OWC é necessário um canal para a propagação das ondas, de forma que não haja interferência numérica da imposição de condições de contorno no dispositivo. A construção da malha numérica para o canal de ondas foi baseada em recomendações de trabalhos anteriores na área, e então foram feitos testes de independência numérica da discretização espacial e temporal para adequar a malha ao presente trabalho.

O canal, baseado em Martins *et al.* (2017), tem 327 m de comprimento e 15 m de altura no total, sendo 10 m de coluna d'água, conforme a profundidade do ponto selecionado do banco de dados. Nesse trabalho optou-se por utilizar o fundo do canal plano, ao invés de usar a batimetria do local, porque facilita o processo de criação da malha, e porque a resolução do banco de dados no local não permite um detalhamento tão preciso do fundo. Também, devido à distância do ponto à costa de aproximadamente 2000 m, a variação real do fundo do mar é quase imperceptível na escala do canal de ondas.

A figura 4.1 mostra as dimensões do canal de ondas, e os tipos de condição de contorno aplicadas nas fronteiras do domínio. Na lateral esquerda, abaixo da linha d'água são impostos os perfis de velocidade horizontal  $u$  e vertical  $w$ , caracterizando um condição de contorno de velocidade prescrita, que será obtida na seção 4.3. Os perfis de velocidade são variáveis no tempo, para produzir o efeito oscilatório das ondas, e ao longo da profundidade  $z$  de acordo com as equações (2.16a) e (2.16b). Na base do canal e na lateral direita é aplicada uma condição de contorno de impermeabilidade e não deslizamento para simular o efeito do fundo. O topo



do domínio e lateral esquerda acima da linha d'água são abertas à atmosfera para entrada e saída de ar do domínio conforme necessário.



**Figura 4.1:** Ilustração esquemática do canal de ondas (escala vertical ampliada em aproximadamente 80 vezes).

A figura 4.1 ainda mostra, na porção direita do domínio, a região que é definida como Praia numérica para a dissipação das ondas, a fim de evitar reflexão. A praia numérica não é simulada como uma praia, de fato, mas é um artifício numérico utilizado para a dissipação das ondas que chegam no final do canal de ondas usando um termo fonte nas equações governantes (mais detalhes na seção 4.2.1). A Praia Numérica inicia em  $2/3$  do comprimento total do canal, ou seja,  $x = 218$  m, e se estende até o final do canal. O quadrado vermelho em  $x = 109$  m marca a posição no canal onde será inserido o dispositivo OWC.

#### 4.1.1 Discretização

Os perfis de velocidade são séries temporais discretas no tempo, e ao longo da profundidade, assim como a malha é discretizada no espaço. Assim, além da usual discretização espacial (dimensões dos elementos da malha), e temporal (passo de tempo da simulação), é necessária a discretização vertical dos perfis de velocidade prescrita na lateral da malha.

Essa metodologia é relativamente nova, então ainda não é completamente claro o efeito que o número de divisões na entrada do canal tem nos demais parâmetros da malha, então foram feitos testes independentes de cada um dos três parâmetros de discretização: passo de tempo ( $\Delta t$ ), tamanho dos elementos ( $\Delta a$ ), e tamanho das divisões na entrada ( $\Delta v$ ).

As simulações dos testes de independência de parâmetros foram feitas utilizando o estado de mar mais extremo do banco de dados no ponto estudado, a fim de avaliar o desempenho do modelo como um todo no pior caso que será simulado. Os dados desse estado de mar foram transformados em perfis de velocidade variáveis ao longo da coluna d'água e do tempo, utilizando o SPEC2WAVE, e são diferentes entre si no passo de tempo dos dados (que coincide com o passo de tempo da simulação) e na discretização vertical da entrada de velocidade na malha. Os resultados das



simulações foram coletados na entrada do canal, e a 109 m da entrada, para verificar a imposição dos dados, e a propagação da onda gerada.

Foram utilizados valores de referência de  $\Delta t$  e  $\Delta z$  obtidos da literatura, e então foram testados um valor maior e outro menor para cada parâmetro, a fim de avaliar se os valores encontrados na literatura são adequados para o canal deste trabalho. Cabe lembrar que grande parte dos trabalhos encontrados na literatura adotam ondas regulares e parametriza a malha em função dos parâmetros dessa onda. No entanto nesse trabalho as ondas serão irregulares e, além disso, com ondas desde poucos centímetros de altura até mais de 2 m, assim como períodos de pouco mais de 1 s até 12 s, conforme será detalhado na seção 4.3.

Para o passo de tempo  $\Delta t$  foi utilizado como referência 0,05 s, conforme utilizado por Hübner *et al.* (2018) e Machado *et al.* (2021), e foram testados também passos de tempo de 0,03 s e 0,07 s. Os elementos da malha foram definidos retangulares com proporção 5,0 : 1,0 na horizontal.

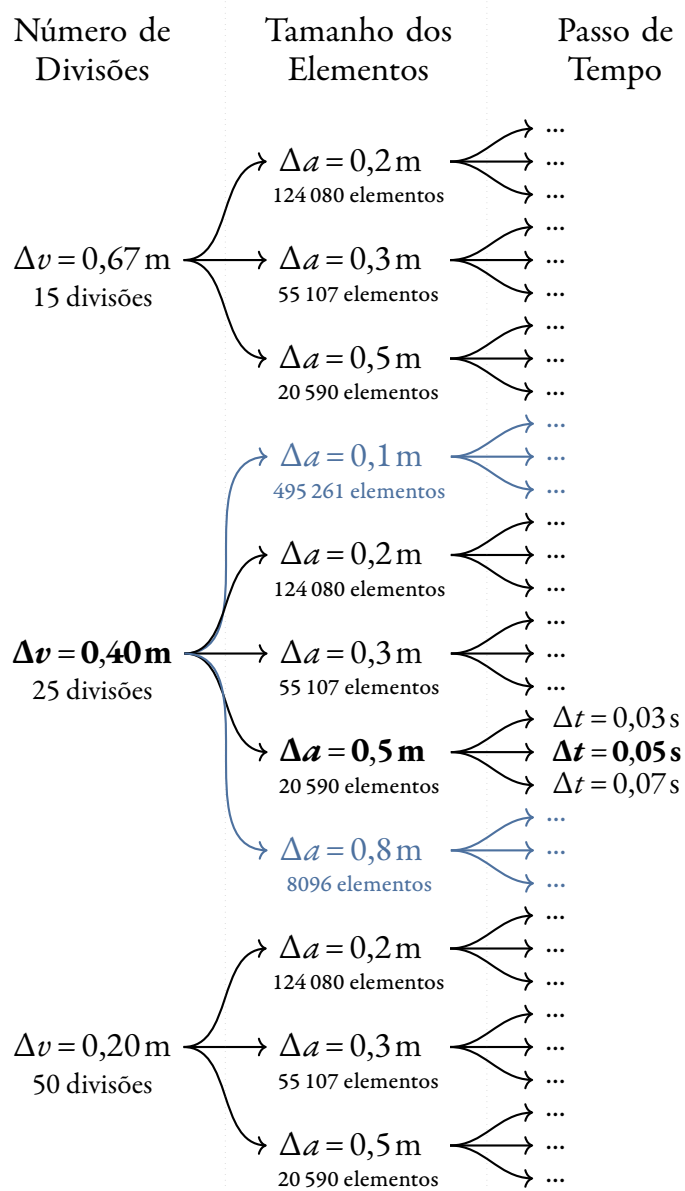
O tamanho dos elementos foi estimado com base no número de elementos dos trabalhos de Hübner *et al.* (2019) (41 440 elementos de 0,3 m) e Martins *et al.* (2018) (120 000 elementos de tamanho variável), que simulam canais de ondas com dimensões similares, assim foi adotada como referência uma malha de 55 000 elementos (tamanho nominal de 0,3 m). O número de elementos, no entanto, depende muito da geometria do canal e do objetivo da simulação, então foram testados outros dois tamanhos de elemento: 0,2 m e 0,5 m.

Para o tamanho das divisões na entrada de velocidade do canal, a bibliografia encontrada (Machado *et al.*, 2017) sugere 10 divisões, porém o trabalho em questão trabalha com ondas monocromáticas, com alturas de ondas menores do que as que serão encontradas neste trabalho, portanto para garantir uma boa representação da velocidade prescrita, os 10 m da entrada foram divididos em 15, 25 e 50 segmentos. Foram feitas então combinações de cada valor de cada um dos três parâmetros, resultando em 27 simulações para a avaliação da qualidade da discretização da malha. A figura 4.2 mostra todas as combinações simuladas nessa etapa do trabalho.

A duração de cada simulação dos testes de independência foi de 5 min, utilizando a mesma série temporal de  $\eta$  (com passos de tempo diferentes no caso da variação de  $\Delta t$ ).

As simulações dos testes de independência foram executadas em um computador com processador Intel® Core™ i5-9600K® 4,6 GHz e memória RAM de 16 GB a 2400 MHz. O tempo de execução das simulações foi entre 74 min e 27 h, dependendo da discretização utilizada.

Todas as simulações, inclusive as do estudo de caso, foram executadas com 4 núcleos em paralelo, para evitar que o particionamento do domínio tivesse efeitos diferentes entre as simulações.



**Figura 4.2:** Diagrama das combinações de  $\Delta a$ ,  $\Delta v$ , e  $\Delta t$  utilizadas nos testes de independência.

Nas comparações a seguir será utilizado o RMSD (*Root Mean Square Deviation*) (também conhecido como RMSE (*Root Mean Square Error*) quando compara-se uma quantidade com um valor de referência, obtendo uma medida de erro) como métrica de diferença:

$$\text{RMSD} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (X_i - Y_i)^2}{N}} \quad (4.1)$$

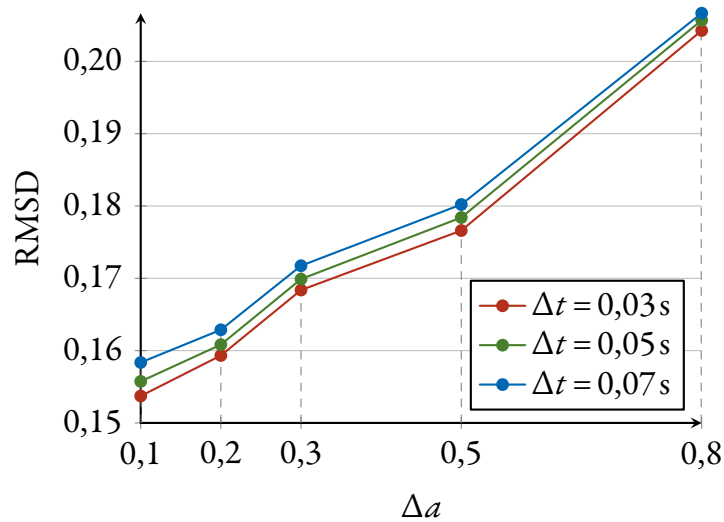
onde  $X$  e  $Y$  são as duas quantidades sendo comparadas, e  $N$  é o número de dados em  $X$  e  $Y$ . Neste trabalho, a variável utilizada em todas as comparações será a elevação da superfície  $\eta$ . O RMSD é adequado para esse tipo de análise pois a diferença é elevada à segunda potência, tornando diferenças maiores mais significativas (Chawla, Spindler e Tolman, 2013), e diferenças pequenas (que podem ser atribuídas a ruídos, por exemplo) tenham menor importância. O resultado do RMSD é dimensional, com a mesma unidade da variável sendo analisada.

Os resultados iniciais das simulações mostraram que os valores de  $\Delta v$  testados causam pouca diferença nos resultados. Calculando o RMSD entre as simulações com 15 e 25 divisões resulta em 0,003 m, enquanto entre 25 e 50 divisões o RMSD é de 0,0015 m. Ambas as diferenças são aproximadamente 3 ordens de magnitude menores que a altura de onda simulada, então a diferença no resultado não é significativa. Possivelmente uma redução maior do número de divisões, abaixo de 15, causaria uma diferença maior, pois começaria a ter uma perda considerável de resolução vertical da condição de contorno. Foi decidido então pela discretização da entrada com 25 divisões pois apresenta uma qualidade boa em relação ao caso com 15, e não possui uma desvantagem significativa se comparada ao caso com 50 divisões.

Assim, foram descartadas 18 das simulações mostradas na figura 4.2, restando o caso com  $\Delta v = 0,4$  m (25 divisões), e determinar  $\Delta a$  e  $\Delta t$ . Comparando os resultados restantes, não foi possível tirar uma conclusão de qual seria o melhor tamanho de elemento, portanto foram adicionados dois novos valores de  $\Delta a$  de 0,1 m e 0,8 m, marcados em azul na figura 4.2, apenas para o caso de  $\Delta v = 0,4$  m, já que os outros dois valores de  $\Delta v$  foram descartados.

Os resultados na entrada do canal foram então comparados à série temporal original obtida do SPEC2WAVE, e o RMSD entre elas foi calculado. A figura 4.3 mostra o RMSD para cada combinação  $\Delta t \times \Delta a$ . Como esperado, valores menores de  $\Delta t$  e  $\Delta a$  produzem valores menores de RMSD, no entanto pode-se observar que o efeito de  $\Delta t$  é muito menor que o da discretização da malha.

A tabela 4.1 mostra o RMSD calculado na entrada do canal de ondas em relação à série temporal de  $\eta$  obtida pelo SPEC2WAVE do espectro utilizado na avaliação da qualidade da discretização. Os dados mostrados na tabela 4.1 são os mesmos apresentados na figura 4.3, e confirmam que o aumento do passo de tempo causa, em média, pouca diferença no resultado, diminuindo o RMSD em torno de 1 % para cada 0,02 s (última linha da tabela 4.1).



**Figura 4.3:** RMSD calculado entre a elevação medida na entrada do canal de ondas, e a elevação utilizada para a geração das condições de contorno.

Os valores em negrito nas linhas e colunas adicionais da tabela 4.1 mostram o RMSD médio das colunas e linhas, respectivamente, e a diferença relativa à média anterior. Por exemplo, a média das duas primeiras linhas da tabela 4.1 é 0,2056 m e 0,1784 m, respectivamente, e a diferença relativa entre essas médias é de -13,230 %. O RMSD marcado em vermelho corresponde à discretização utilizada neste trabalho.

**Tabela 4.1:** Valor de RMSD (em m) entre as 15 simulações com 25 divisões e a série temporal de elevação de referência.

| $\Delta a$ (m) | $\Delta t$ (s) |               |               |               |                  |
|----------------|----------------|---------------|---------------|---------------|------------------|
|                | 0,07           | 0,05          | 0,03          |               |                  |
| 0,8            | 0,2067         | 0,2057        | 0,2043        | <b>0,2056</b> |                  |
| 0,5            | 0,1802         | <b>0,1784</b> | 0,1766        | <b>0,1784</b> | -13,230%         |
| 0,3            | 0,1717         | 0,1699        | 0,1684        | <b>0,1700</b> | -4,709%          |
| 0,2            | 0,1629         | 0,1608        | 0,1593        | <b>0,1610</b> | -5,294%          |
| 0,1            | 0,1584         | 0,1557        | 0,1537        | <b>0,1559</b> | -3,168%          |
|                | <b>0,1760</b>  | <b>0,1741</b> | <b>0,1725</b> | <b>RMSD</b>   |                  |
|                |                | -1,0795%      | -0,9190%      |               | <b>Diferença</b> |

De forma similar, a última coluna da tabela 4.1 mostra a diminuição relativa do RMSD para cada aumento na resolução da malha, tomando o caso de  $\Delta a = 0,1$  m como referência. Nos casos de  $\Delta a = 0,2$  m,  $0,3$  m e  $0,5$  m há uma redução relativamente baixa do RMSD. No teste de  $\Delta a = 0,8$  m há uma redução mais expressiva do RMSD, mas o tamanho dos elementos também é significativamente maior que nos casos anteriores.

Um aspecto importante a se considerar na escolha da discretização, além da acurácia do resultado, é o tempo de processamento necessário. Principalmente em um trabalho como este, com um grande número de simulações. Conforme será visto na seção 4.3, serão 181 simulações de 15 min cada, ou seja, o tempo total de simulação (desconsiderando excessos por inicialização, tempo ocioso, e diferenças de tempo devido à dificuldade de convergência de uma simulação em relação à outra) será  $181 \times 3 = 543$  vezes o tempo de execução de uma das simulações de teste dessa seção.

A tabela 4.2 mostra o tempo de processamento de cada um dos casos da tabela 4.1, desde o caso com discretização mais grosseira com pouco mais que 1 h, até o caso mais refinado, com mais de 27 h. Vale lembrar que o tempo de simulação está sujeito a desvios devido à diferenças de carga no sistema.

**Tabela 4.2:** Tempo de simulação (em h:min) das 15 simulações com 25 divisões.

| $\Delta a$ (m) | $\Delta t$ (s) |                |                |              |                  |
|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|------------------|
|                | 0,07           | 0,05           | 0,03           |              |                  |
| 0,8            | 01:14          | 01:25          | 02:13          | <b>01:37</b> |                  |
| 0,5            | 01:44          | <b>01:48</b>   | 02:50          | <b>02:07</b> | <b>+30,93%</b>   |
| 0,3            | 01:50          | 02:30          | 04:00          | <b>02:47</b> | <b>+31,50%</b>   |
| 0,2            | 03:30          | 04:35          | 07:25          | <b>05:10</b> | <b>+85,63%</b>   |
| 0,1            | 12:26          | 17:20          | 27:20          | <b>19:02</b> | <b>+268,39%</b>  |
|                | <b>04:09</b>   | <b>05:32</b>   | <b>08:46</b>   | <b>Tempo</b> |                  |
|                |                | <b>+33,33%</b> | <b>+58,43%</b> |              | <b>Diferença</b> |

A tabela 4.2 mostra que há uma diminuição significativa do tempo de simulação dependendo do tamanho dos (e consequentemente do número de) elementos da malha. O tempo de execução do caso com  $\Delta a = 0,1$  m é muito elevado, pois com o número de simulações executadas, seria necessário mais de um ano sem interrupções para rodar todas as simulações do estudo de caso (assumindo apenas uma simulação por vez).

A malha com  $\Delta a = 0,5$  m (20 590 elementos) tem um aumento relativamente pequeno do RMSD em relação às outras malhas, e tem o tempo de processamento 31 % menor em relação à malha de  $\Delta a = 0,3$  m. Em comparação, a malha de  $\Delta a = 0,8$  m tem outros 31 % de redução no tempo computacional, mas em compensação tem um RMSD 13 % maior. Assim, por ter um bom balanço entre acurácia e tempo computacional, a malha  $\Delta a = 0,5$  m foi escolhida para as simulações deste trabalho. Considerando a variação do passo de tempo, há uma diminuição significativa no tempo de processamento de  $\Delta t = 0,03$  s para 0,05 s em conjunto com um aumento de apenas 0,9 % no RMSD, portanto o passo de tempo de  $\Delta t = 0,05$  s foi escolhido para as simulações.



#### 4.1.2 Inserção do Dispositivo OWC no Domínio Computacional

Definida a malha do canal de ondas, e a discretização temporal e espacial, ainda é necessário inserir o dispositivo OWC no canal de ondas para simular seu comportamento fluidodinâmico e determinar sua potência disponível. O dispositivo utilizado como modelo foi o OWC instalado na Ilha do Pico<sup>1</sup> (figura 4.4). A Ilha do Pico, parte do arquipélago dos Açores de Portugal, é localizada a aproximadamente 1600 km a oeste da costa Portuguesa.



(a) Vista panorâmica do exterior e lateral do dispositivo.



(b) Vista traseira.



(c) Vista frontal.



(d) Interior.

**Figura 4.4:** Fotografias do dispositivo OWC da Ilha do Pico. Fonte: SiPLAB.<sup>2</sup>

Foram considerados diversos locais de instalação para esse OWC, mas os Açores têm uma grande vantagem em relação à energia das ondas pois não têm plataforma continental extensa, então há pouca perda de energia devido ao atrito com o fundo, além de baixa amplitude de maré, que facilita o dimensionamento do dispositivo. A localização final em Porto Cachorro, ao norte da Ilha do Pico, foi decidida devido à sua proximidade com a rede elétrica local e à uma estrada local para o transporte de materiais (Falcão, 2000 e Falcão *et al.*, 2020). A partir de 1986

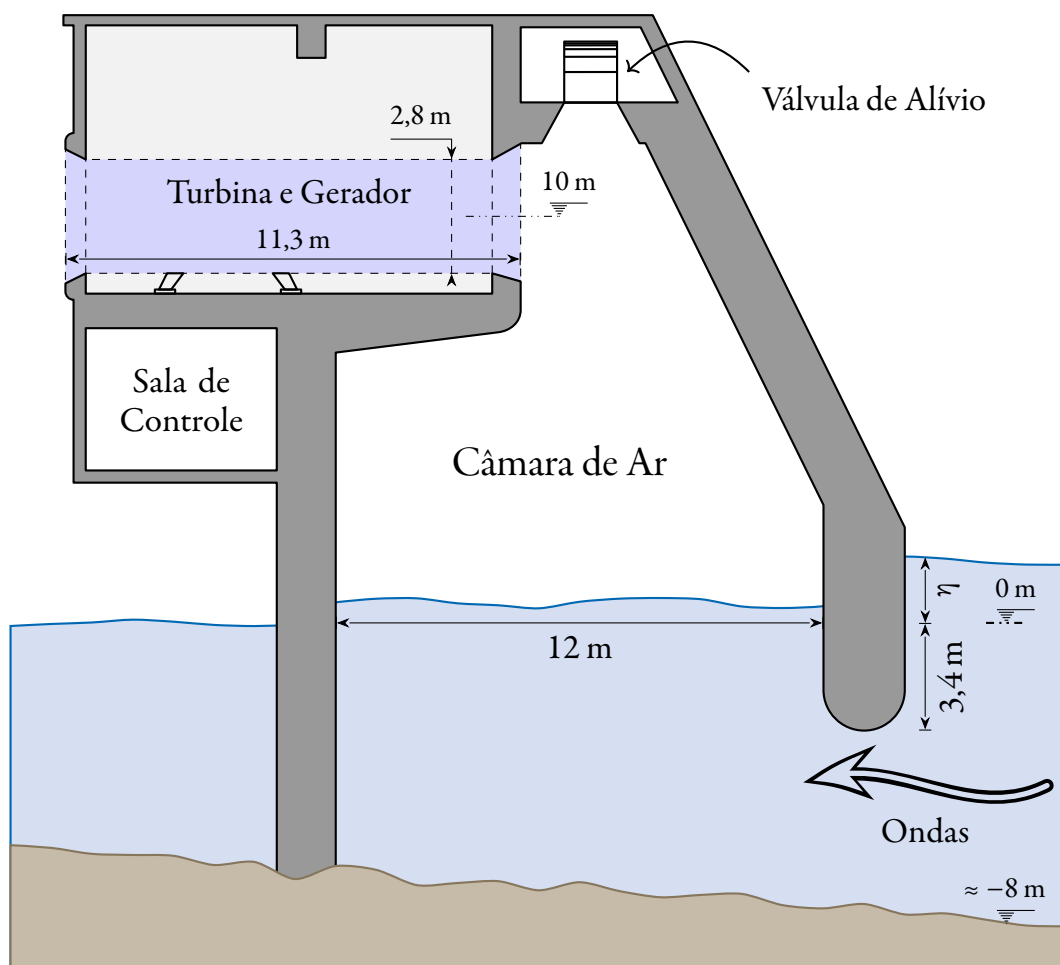
<sup>1</sup><http://www.pico-owc.net/en>

<sup>2</sup>[www.siplab.fct.ualg.pt](http://www.siplab.fct.ualg.pt)

o local escolhido foi estudado, incluindo a batimetria (aproximadamente 8 m no local onde o OWC foi instalado) e o clima de ondas *offshore*, que foi avaliado em um potencial energético de 13,4 kW/m (Falcão *et al.*, 2020).

O dispositivo da Ilha do Pico teve sua construção iniciada em 1996 e começou a operar em 1999, até que em 2018 um colapso parcial de sua estrutura levou à sua desativação. A figura 4.4a mostra a lateral do dispositivo com a porta de acesso e a válvula de alívio. As figuras 4.4b e 4.4c mostram a parte traseira do dispositivo, com a saída do duto de ar, e a parte dianteira, exposta à ação das ondas. A figura 4.4d mostra o interior do dispositivo, e o duto de ar onde fica a turbina.

O relatório do projeto Joule III (1998), sob o qual o dispositivo foi construído, traz uma ilustração esquemática de uma seção transversal, reproduzida na figura 4.5. O OWC foi construído sobre a costa, com a entrada de água voltada para o mar. A área de seção da coluna d'água é de 12 m × 12 m na sua parte mais larga, o eixo da turbina fica a 10 m do nível de referência, e o duto de ar tem um diâmetro de 2,8 m, conforme a figura 4.5. A profundidade média de submersão da parede do dispositivo é de 3,4 m, na frente aberta à ação das ondas.



**Figura 4.5:** Ilustração da seção transversal do dispositivo OWC da Ilha do Pico. Adaptado de Joule III (1998).

Para simular o dispositivo no canal de ondas da figura 4.1, o OWC da figura 4.5 foi simplificado, para facilitar a criação da malha, e evitar problemas de elementos mal-formados em partes mais complexas da geometria. Essa simplificação foi feita mantendo as principais dimensões do dispositivo, e diminuindo sua complexidade geométrica, resultando no modelo mostrado na figura 4.6.

A figura 4.6a mostra as dimensões do dispositivo inserido no domínio computacional, e ilustra a malha numérica no interior do dispositivo. A figura 4.6b mostra o domínio computacional completo, e a localização do dispositivo OWC no domínio. A figura 4.6c ilustra a dimensão transversal unitária da malha na região do dispositivo. As figuras 4.6a a 4.6c estão em escala.

A câmara do dispositivo foi feita retangular, ao invés de trapezoidal como no original, o duto da turbina foi colocado na vertical, e as paredes foram feitas com espessura mínima. O duto de ar manteve as dimensões de 11,3 m × 2,8 m, mas foi posicionado na vertical, acima da câmara hidropneumática. A largura da câmara foi mantida em 12 m, embora no dispositivo real há um estreitamento em direção ao topo, e a altura do nível médio da água até a entrada do duto foi mantida em 10 m. Essa remodelagem do dispositivo, faz com que algumas características físicas não se mantenham, como o volume da câmara hidropneumática.

No entanto, há duas grandes diferenças entre o OWC da Ilha do Pico, e o dispositivo modelado. A primeira, é que na Ilha do Pico o dispositivo foi construído sobre a costa, portanto a parede traseira da câmara é uma barreira sólida que impede completamente a passagem das ondas, enquanto que neste trabalho, conforme a figura 4.6a, há a passagem livre das ondas por baixo do dispositivo. O dispositivo foi modelado dessa forma para evitar a reflexão das ondas e assim para permitir a comparação com os dados de entrada. Em trabalhos que não buscam essa comparação, o dispositivo pode ser *onshore*, conforme necessário.

A outra diferença, talvez a de maior importância, é que o dispositivo é representado com uma geometria bidimensional. No OWC da Ilha do Pico, a relação entre a área transversal ao escoamento do duto da turbina e da câmara hidropneumática é

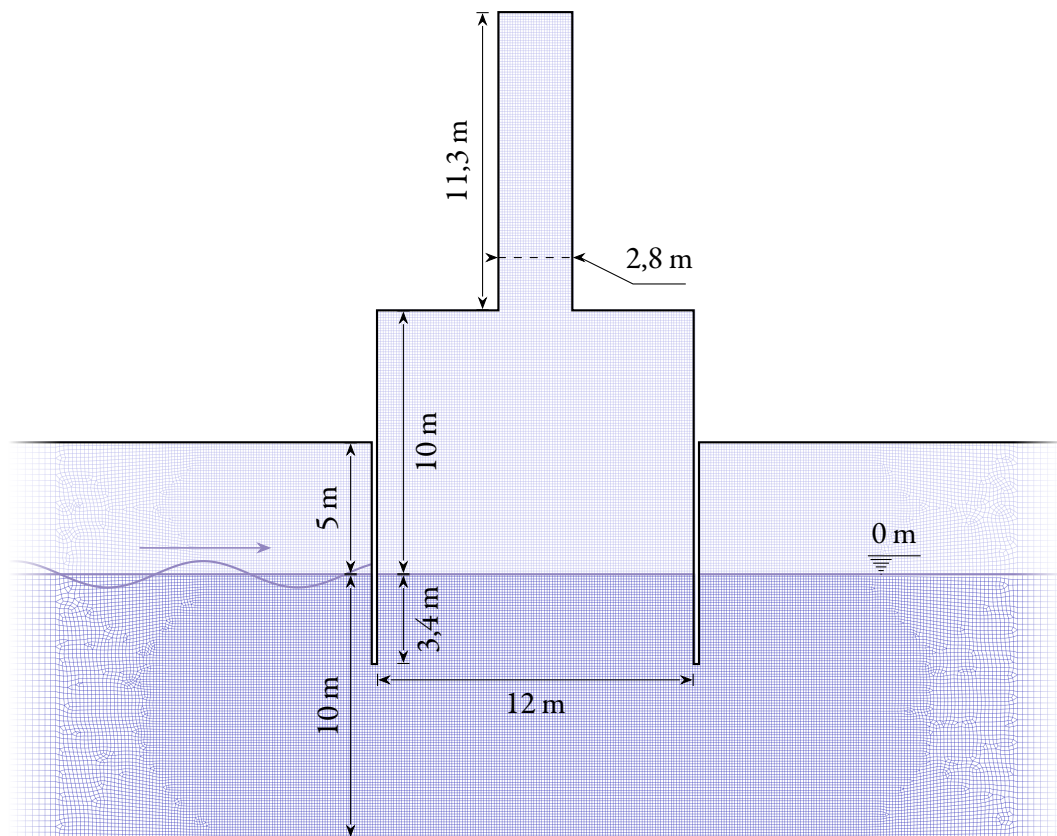
$$R_{3D} = \frac{\pi d^2 / 4}{a \times b} = \frac{\pi \times 2.8^2 / 4}{12 \times 12} \approx 0,0428 \quad (4.2)$$

enquanto que no caso bidimensional a proporção é

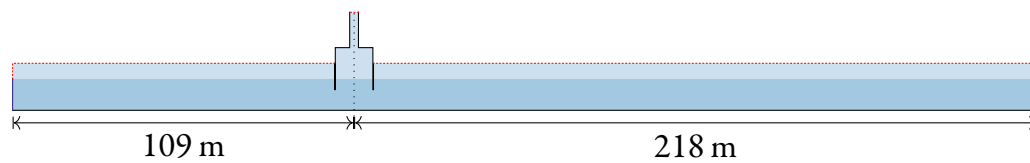
$$R_{2D} = \frac{d}{a} = \frac{2.8}{12} \approx 0,233 \quad (4.3)$$

onde  $a$  e  $b$  são as dimensões da câmara, e  $d$  é o diâmetro do duto. No caso bidimensional a malha possui espessura unitária na direção perpendicular ao plano da malha, então o cálculo de  $R_{2D}$  na equação (4.3) é feito considerando que  $d$  é um lado de um retângulo, ao invés de um diâmetro.

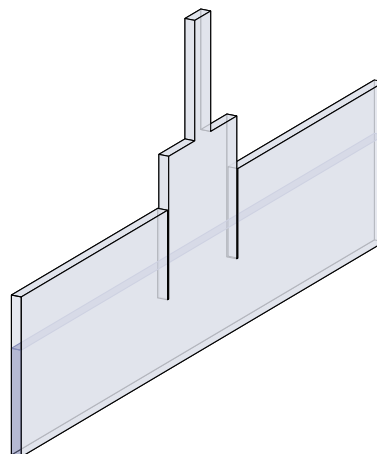




(a) Dimensões do dispositivo OWC modelado.



(b) Ilustração do domínio computacional.



(c) Ilustração em perspectiva do OWC.

**Figura 4.6:** Ilustração do domínio e da malha com o dispositivo OWC.

A comparação acima mostra que a proporção das áreas é 5,46 vezes maior no caso bidimensional. Isso significa, se for admitido para este fim que o ar é incompressível, que a vazão de ar na turbina e todas as variáveis relacionadas são subestimadas em 5,46 vezes pelo fato de se utilizar uma representação bidimensional do dispositivos.

Também seria problemático utilizar um duto mais estreito no caso bidimensional, pois o duto deveria ter 0,51 m de largura para igualar as equações (4.2) e (4.3), e assim o ar possivelmente encontraria maior resistência para passar, podendo também subestimar a vazão tridimensional. Essa diferença entre o caso tridimensional, e sua representação bidimensional pode ser melhor explorada no futuro para determinar se é possível (e se sim, de que forma) aproximar o comportamento tridimensional de um dispositivo usando uma simplificação bidimensional.

Definida então a geometria do dispositivo OWC, resta apenas definir a discretização da malha nessa região. Na seção 4.1.1 a malha foi definida em uma região em que a direção preferencial do escoamento é principalmente horizontal. Dentro do dispositivo, no entanto, o escoamento horizontal é muito menos importante, e principalmente no duto da turbina, o escoamento vertical de ar é predominante, assim a discretização definida não é ideal para o interior do dispositivo.

Foi então adotada a recomendação de Gomes (2014) para a discretização na região do dispositivo: elementos quadrados com 0,1 m de lado foram utilizados, conforme figura 4.6a. A transição da região do canal, com elementos retangulares, para a região do OWC com elementos quadrados, foi feita utilizando uma faixa de malha híbrida de elementos com 3 e 4 lados, a fim de permitir flexibilidade de ajuste.

Assim, definido o modelo do dispositivo OWC a ser simulado, o objetivo específico IV foi atingido. A próxima seção apresentará o software de CFD utilizado, e a seção seguinte fará a definição do plano de simulações que será executado para estimar a potência disponível na área de estudo.

## 4.2 O Modelo Fluidodinâmico

Para realizar a simulação do canal de ondas foi utilizado o software de CFD Fluent, versão 19.3 (2019 R2, acadêmico), inicialmente desenvolvido pela Fluent Inc. e adquirido pela ANSYS Inc.<sup>3</sup> em 2006 que mantém o programa desde então.

O Fluent é um software de CFD para aplicação geral baseado no Método dos Volumes Finitos (FVM) (Versteeg e Malalasekera, 2007). O Fluent resolve escoamentos turbulentos, escoamentos através de meios porosos, transferência de calor por convecção e por radiação, efeitos de compressibilidade, transporte de traçadores químicos no fluido, escoamentos multifásicos, além de processos de combustão, evaporação, cavitação, solidificação entre outros fenômenos físicos (ANSYS Inc., 2017).

---

<sup>3</sup> [www.ansys.com](http://www.ansys.com)

Mais informações sobre o Fluent podem ser encontradas no guia teórico (ANSYS Inc., 2016) e no manual de tutoriais do modelo (ANSYS Inc., 2017). Além disso, maiores detalhes sobre a simulação de canais de ondas no Fluent podem ser encontradas em outros trabalhos relacionados (Park, Kim e Miyata, 1999; Lisboa, Teixeira e Didier, 2017; Machado *et al.*, 2017 e Gomes *et al.*, 2018).

#### 4.2.1 Equacionamento

Para a solução do escoamento no problema deste trabalho, que foi considerado laminar e incompressível, é necessária a solução da propagação das ondas no domínio mostrado na figura 4.1, e a interação dessas ondas com o ar, com o dispositivo, e com o próprio canal. Para esse tipo de problema, o Fluent resolve as equações clássicas da mecânica dos fluidos (Versteeg e Malalasekera, 2007).

##### *Fluidodinâmica*

A primeira é a equação da continuidade para um fluido com massa específica  $\rho$ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (4.4)$$

onde  $\nabla \cdot \rho \vec{u}$  é a divergência do campo vetorial  $\rho \vec{u}$ . A segunda equação é a de Navier–Stokes, de conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + (\nabla \cdot \rho \vec{u}) \vec{u} = -\nabla p + \nabla(\mu \nabla \cdot \vec{u}) + S_M \quad (4.5)$$

onde  $p$  é a pressão estática,  $\nabla p$  representa o gradiente do campo vetorial  $p$ ,  $\mu$  é a viscosidade, e  $S_M$  é o termo fonte da equação.

##### *Volume of Fluid*

Para situações como neste trabalho, em que é necessário simular a interação entre as ondas e o ar acima da superfície, o Fluent permite a simulação de escoamentos multifásicos (nesse caso bifásico) utilizando o método Volume de Fluido (VoF), inicialmente proposto por Noh e Woodward (1976) e aprimorado por Hirt e Nichols (1981). O método VoF é utilizado para resolver a interface entre fluidos em um escoamento multifásico composto por fluidos imiscíveis.

O Fluent então resolve, além das equações (4.4) e (4.5), a equação do transporte da quantidade denominada Fração de Volume (Hirt e Nichols, 1981), para cada fase  $i$  presente no escoamento:

$$\frac{\partial \gamma_i}{\partial t} + \nabla \cdot \gamma_i \vec{u} = 0 \quad (4.6)$$

onde  $\gamma_i$  é a Fração de Volume da fase  $i$ . O nome é Fração de Volume pois  $\gamma_i \in [0, 1]$  representa a fração de cada volume de controle que é ocupada pela fase  $i$ , ou seja  $\gamma_i = 1$

representa um volume ocupado completamente pela fase  $i$ , assim a soma de  $\gamma_i$  em cada volume de controle é exatamente 1. Para o caso deste trabalho, com duas fases: água e ar, a equação (4.6) é resolvida uma vez para cada fase, de forma que as relações

$$\rho = \gamma_{\text{água}} \rho_{\text{água}} + \gamma_{\text{ar}} \rho_{\text{ar}} \quad (4.7a)$$

$$\mu = \gamma_{\text{água}} \mu_{\text{água}} + \gamma_{\text{ar}} \mu_{\text{ar}} \quad (4.7b)$$

se mantenham, ou seja, que a massa específica  $\rho$  e a viscosidade  $\mu$  da mistura de fluidos em cada volume de controle seja igual à soma de  $\rho$  e  $\mu$  de todas as fases, ponderada pela Fração de Volume  $\gamma$ .

### *Praia Numérica*

Além do equacionamento apresentado acima, no terço final do canal de ondas, conforme a figura 4.1, é imposta uma condição de praia numérica. Essa condição é necessária para evitar que as ondas incidentes sejam refletidas, introduzindo perturbações indesejadas na entrada do canal, que irão mascarar o estado de mar imposto. Essa condição de praia numérica consiste em uma região do canal em que é aplicado um termo fonte ( $S_M$  na equação (4.5)) de energia

$$S = - \left[ C_1 \rho \vec{u} + \frac{1}{2} C_2 |\vec{u}| |\vec{u}| \right] \left( 1 - \frac{z - z_\eta}{z_b - z_\eta} \right) \left( \frac{x - x_s}{x_e - x_s} \right)^2 \quad (4.8)$$

que dissipa as ondas conforme elas propagam sobre essa região, de forma análoga ao que ocorre em uma praia (Park, Kim e Miyata, 1999; Paixão Conde, Roberto e Conceição Fortes, 2015 e Lisboa, Teixeira e Didier, 2017). Na equação (4.8), as constantes  $C_1$  e  $C_2$  são os coeficientes de amortecimento linear e quadrático, respectivamente,  $x$  é a posição horizontal na direção de propagação da onda, de  $x_s$  até  $x_e$ , e  $z$  é posição vertical a partir da superfície livre, de  $z_\eta$  até  $z_b$ . Neste trabalho foi utilizada a recomendação de Lisboa, Teixeira e Didier (2017) para os coeficientes de amortecimento, de  $C_1 = 20$  e  $C_2 = 0$ .

Sem a praia numérica o canal teria que ser muito mais longo para que o efeito da reflexão das ondas demorasse mais para retornar à entrada, mas isso exigiria mais esforço computacional e eventualmente, dependendo da duração da simulação, as ondas refletidas chegariam à entrada do canal perturbando os resultados.

#### 4.2.2 Velocidade Prescrita

Finalmente, na lateral do canal aberta ao mar, na borda esquerda na figura 4.1, onde é imposta a condição de contorno de velocidade prescrita, é utilizado um perfil vertical de velocidade orbital das ondas  $\vec{u} = (u, w)$  variável no tempo que reproduz no canal de ondas o estado de mar externo. Esse perfil de velocidades é obtido usando o SPEC2WAVE conforme detalhado na seção 3.5.

Os perfis de velocidade, variáveis no tempo e ao longo da profundidade, são derivados da elevação da superfície livre obtida do espectro do estado de mar (seção 3.3) que é transformado em componentes de velocidade orbital (seção 3.4) utilizando o SPEC2WAVE para fazer o processo de transformação e obtenção dos dados (seção 3.5).

Esses perfis de velocidades são discretizados na vertical (ver seção 4.1.1) em segmentos com profundidade  $z_i$ , e cada segmento utiliza um valor de velocidade calculado no centro daquele segmento, conforme ilustrado na figura 4.7. Os perfis de velocidade também são transientes, com discretização temporal igual ao passo de tempo da simulação (0,05 s neste trabalho). O Fluent então aplica o vetor de velocidade  $\vec{u}(z_i, t)$  obtido para aquele segmento, conforme indicado pelos vetores no detalhe da figura 4.7, simulando assim o estado de mar irregular obtido do espectro.

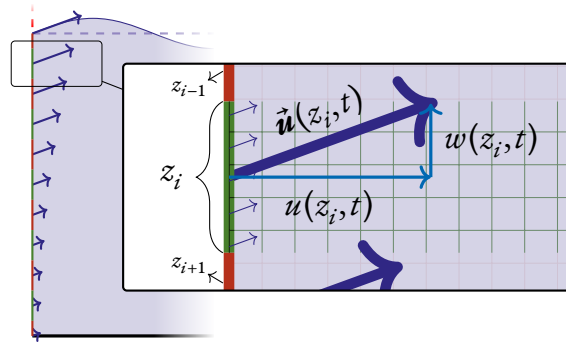


Figura 4.7: Ilustração esquemática da entrada de velocidade no canal de ondas.

#### 4.2.3 Métodos Numéricos

O método dos volumes finitos mantém as variáveis do escoamento no centro das células computacionais (Versteeg e Malalasekera, 2007), então para interpolar essas variáveis para as faces dos volumes de controle, o Fluent permite utilizar diferentes métodos, dependendo da variável em questão. Para este trabalho foi utilizado o método *Least Squares Cell Based* para a discretização espacial dos gradientes, o método PRESTO! (*PREssure STaggering Option*) para a pressão, *First Order Upwind* para os termos advectivos da quantidade de movimento, e o método *Geo-Reconstruct* para a fração de volume, e o esquema de avanço no tempo utilizado foi a formulação implícita de primeira ordem. Além disso, na etapa de solução do sistema numérico para a obtenção do campo de velocidades, foi utilizado o método PISO (*Pressure-Implicit with Splitting of Operators*) (Issa, 1986) para o acoplamento pressão-velocidade na solução do sistema de equações.

### 4.3 Definição das Simulações do Estudo de Caso

Para o estudo de caso deste trabalho, o SPEC2WAVE foi aplicado no banco de dados criado no capítulo anterior usando o TOMAWAC, para gerar dados de

velocidade orbital das ondas para aplicação no Fluent para a estimativa da potência disponível no local de estudo.

Esta seção descreve as etapas desde o banco de dados até a obtenção dos arquivos de condição de contorno para o modelo fluidodinâmico. Assim, serão mostrados os parâmetros utilizados no SPEC2WAVE para produzir tais dados, a fim de ilustrar sua aplicação, e facilitar a reprodução de um estudo similar.

#### 4.3.1 Localização Geográfica da Área de Estudo no Banco de Dados

Saber o ponto no espaço de onde serão coletados os dados é o primeiro passo para extrair informações do banco de dados. Para obter uma visualização dos pontos disponíveis, o SPEC2WAVE salva um arquivo KML (*Keyhole Markup Language*) com os pontos no banco de dados. Para isso, basta um arquivo de configuração com

```
database = DB001  
show points = mapfile.kml
```

e o SPEC2WAVE salvará um arquivo `mapfile.kml` que pode ser carregado em atlas virtuais, como o *Google Earth* ou o *KDE Marble*, para obter uma representação gráfica dos pontos disponíveis. A figura 4.8 mostra uma captura de tela do *Google Earth* com o arquivo KML do banco de dados carregado, com destaque ao ponto “Node 1545” (1545 é o nó na malha da simulação no TOMAWAC). Ao selecionar o marcador do ponto, algumas informações sobre ele são exibidas. O parâmetro `mesh node` é a informação necessária para prosseguir com a obtenção dos dados.

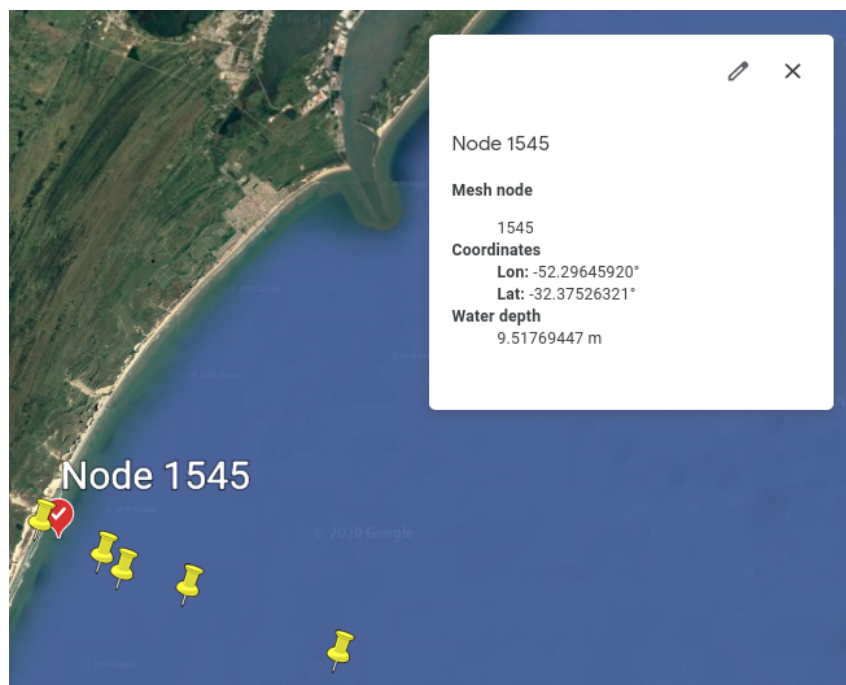


Figura 4.8: Captura de tela do *Google Earth* com o arquivo KML carregado.



### 4.3.2 Caracterização do Clima de Ondas

A determinação da potência disponível no local de estudo simulando todo o período em questão é inviável, devido às escalas de tempo envolvidas. As simulações fluidodinâmicas utilizadas neste trabalho têm 15 min de duração cada, e cada uma levou em média 24 h para simular. Para simular um ano seriam necessárias 35 040 dessas simulações, ou seja, 35 040 dias ou 96 anos(!) para simular um ano (assumindo, claro, apenas um computador sem interrupções, o que não foi o caso).

Para que uma estimativa seja possível, é necessário reduzir bastante o volume de simulações a serem realizadas. Para tal, foi inicialmente feita uma caracterização do clima de ondas no local de estudo. O SPEC2WAVE foi executado no modo overview no nó 1545 usando

```
database = DB001
mesh node = 1545
overview = Hs, Tm
```

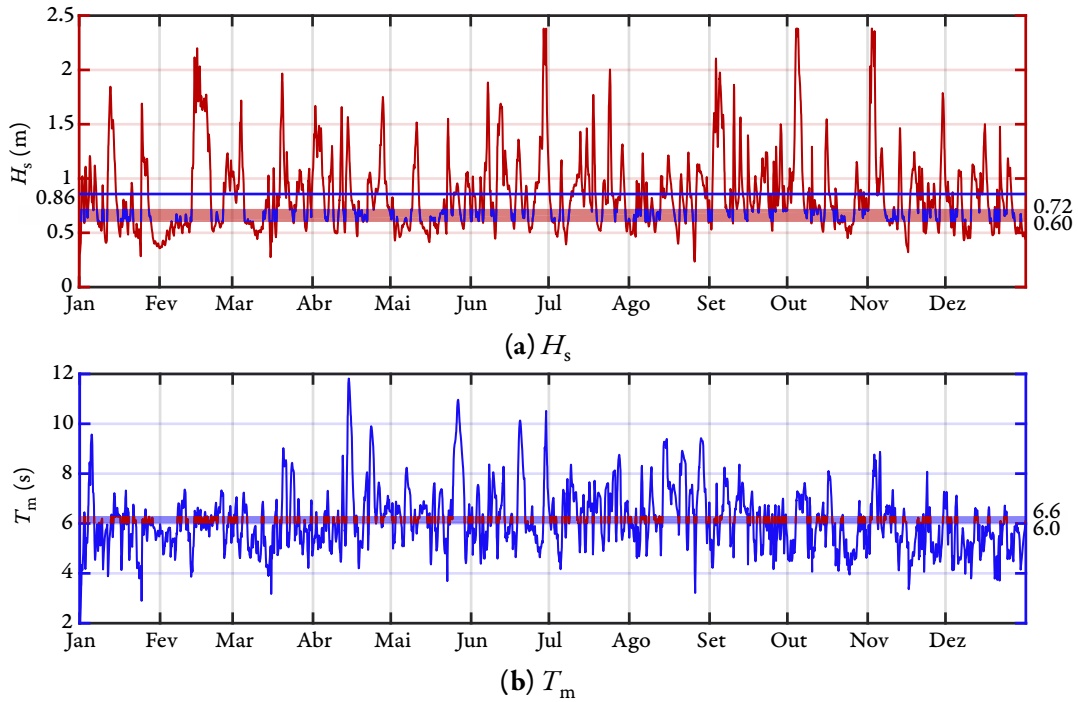
para obter as séries temporais de  $H_s$  e  $T_m$  para o local de estudo no período contido no banco de dados.

Os parâmetros  $H_s$  e  $T_m$  foram escolhidos pois são uma forma prática de quantificar o estado de mar levando em conta as direções vertical ( $H_s$ ) e horizontal ( $T_m$ ). O período de pico ( $T_p$ ) poderia ter sido utilizado ao invés do período médio para essa quantificação, mas a diferença não seria significativa pois, de forma geral, um  $T_m$  maior resulta em um  $T_p$  maior, e vice-versa. O período médio foi favorecido porque é uma variável contínua, diferente do período de pico que depende da discretização do espectro, e porque também leva em conta ondas de maior ou menor período, enquanto o período de pico apenas reflete a porção do espectro com as maiores ondas.

As séries temporais obtidas (figura 4.9) têm um ano de duração, com dados a cada 15 min, conforme a configuração utilizada no TOMAWAC. Da figura 4.9 é visível que a variabilidade temporal dos parâmetros espectrais é muito alta, então a opção trivial de usar uma média simples faltaria muito com detalhes dos dados (na figura 4.9a a média de 0,86 m é marcada com uma linha horizontal, e na figura 4.9b a média coincide com a moda, em 6,15 s). De fato, além da variabilidade da escala de poucos dias, ainda é possível observar um ciclo intra-anual, correspondente ao ciclo Verão–Inverno, similar ao observado em Oleinik, Marques e Kirinus (2017a,b).

Outro valor que pode ser utilizado é a moda, que corresponde ao valor mais frequente. No caso de uma variável não inteira usa-se uma faixa de valores mais frequentes. Para calcular a moda, por exemplo, de  $H_s$ , divide-se a faixa de valores em intervalos fixos (a faixa representada na figura 4.9a é de 0,12 m, de 0,60 m a 0,72 m, mostrados no eixo direito), e conta-se o número de ocorrências da variável naquela faixa de valores. A faixa com o maior número de ocorrências é a moda. Não se deve fazer a contagem usando muitas faixas, ou a moda será influenciada pela amostragem, mas também não muito poucas de forma a não haver precisão no resultado. Para o conjunto de dados deste trabalho foi encontrado que 20 divisões para  $H_s$  e  $T_m$  produz um resultado relativamente preciso, sem haver interferência da amostragem dos dados.

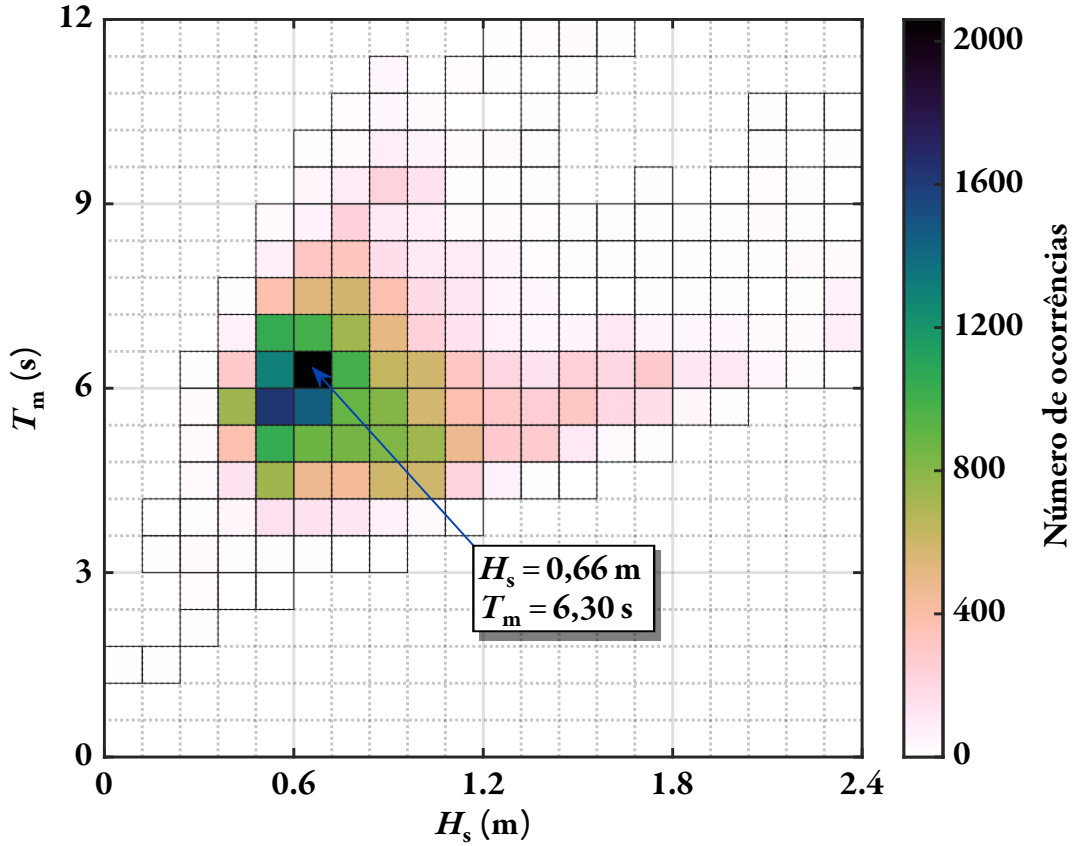




**Figura 4.9:** Séries temporais de  $H_s$  e  $T_m$  no ano de 2014 no local de estudo.

Não há muita vantagem em usar a moda ao invés da média (cada uma tem um significado estatístico, então qual usar depende do que se busca). No entanto, como consequência do cálculo da moda descrito acima, obtém-se o histograma dos valores  $H_s$  do conjunto de dados, e o mesmo pode ser aplicado para  $T_m$ . Aplicando esse procedimento para o par de variáveis  $(H_s, T_m)$  obtém-se o histograma bivariado apresentado na figura 4.10. O número de divisões do histograma foi estimado usando a regra de Freedman e Diaconis (1981). O histograma mostra, para cada par  $(H_s, T_m)$ , o número de ocorrências daquele estado de mar no ano de 2014. Cada ocorrência contabilizada é um passo de tempo de 15 min do TOMAWAC, em um total de 35 040 pares contabilizados. A figura 4.10 mostra que a combinação mais comum de  $H_s$  e  $T_m$  no local foi de  $(0,66 \pm 0,06)$  m e  $(6,3 \pm 0,3)$  s, totalizando 5,88 % dos dados.

Considerando, a princípio, que  $H_s$  e  $T_m$  descrevem bem o estado de mar, é possível admitir que o histograma da figura 4.10 é uma simplificação adequada do estado de mar no local de estudo, pois mostra quais são, aproximadamente, os estados de mar existentes, e por quanto tempo eles atuam sobre o local. Assim, ao invés de simular 35 040 casos diferentes, pôde-se reduzi-los a 181 casos (pares de  $H_s$  e  $T_m$  com no mínimo uma ocorrência na figura 4.10) distintos, e extrapolar assumindo que dois estados de mar que estão na mesma faixa de  $H_s$  e  $T_m$  têm aproximadamente a mesma potência. Partindo dessa suposição, esse histograma será utilizado como base para definir as simulações do estudo de caso a fim de estimar a potência disponível para conversão na costa de Rio Grande, no dispositivo OWC modelado.



**Figura 4.10:** Histograma bivariado de  $H_s$  e  $T_m$  das ondas no local de estudo.

### 4.3.3 Localização Temporal da Área de Estudo no Banco de Dados

Até agora sabe-se apenas os valores de  $H_s$  e  $T_m$  que devem ser usados na simulação, mas não quando eles ocorrem no ano de 2014. Para localizar cada um dos casos no banco de dados, pode-se usar o método de mínimos quadrados normalizado para encontrar o instante de tempo em que  $H_s$  e  $T_m$  mais se aproximam do valor nominal do caso em questão. Para o caso  $i$  cujos valores de altura significativa e período médio são  $H_{s_i}$  e  $T_{m_i}$ , respectivamente, a diferença quadrada normalizada é

$$q_n = \left( \frac{H_s - H_{s_i}}{\max(H_s) - \min(H_s)} \right)^2 + \left( \frac{T_m - T_{m_i}}{\max(T_m) - \min(T_m)} \right)^2 \quad (4.9)$$

onde  $H_s$  e  $T_m$  representam as séries temporais obtidas do banco de dados usando o SPEC2WAVE. O instante da série em que a função  $q_n$  tem seu valor mínimo corresponde ao instante que representa, em termos de  $H_s$  e  $T_m$  o caso que está sendo buscado. Ao buscar o ponto mínimo de  $q_n$  obtém-se o passo de tempo em que o espectro tem os parâmetros esperados. Multiplicando esse passo de tempo<sup>4</sup> pelo intervalo de tempo de 15 min do banco de dados, é obtido o valor do parâmetro initial time para utilizar no SPEC2WAVE. Repete-se o procedimento para os outros 180 casos.

<sup>4</sup>O primeiro passo de tempo é em  $t = 0$  s, portanto os passos de tempo começam do zero.

### *Obtenção dos Perfis de Velocidade*

Tendo a localização geográfica (parâmetro `mesh node`) e a localização temporal (`initial time`), é possível montar o arquivo de configuração do `SPEC2WAVE` para obter os perfis de velocidade que serão utilizados nas simulações. São 181 casos distintos, portanto é necessário um arquivo de configuração para cada, e executar o `SPEC2WAVE` em cada um desses arquivos. Todos os parâmetros são idênticos, exceto pelo `initial time`, que é o que diferencia um caso dos demais. O modelo utilizado para os arquivos de parâmetros foi:

```
database = DB001
mesh node = 1545
variables = u, w, h
initial time = <variável>
output path = <variável>
duration = 900
data interval = 0.05
depth profile = 0.2128, 0.6383, 1.0638, 1.4894, 1.9149, 2.3404,
                2.7660, 3.1915, 3.6170, 4.0426, 4.4681, 4.8936, 5.3191, 5.7447,
                6.1702, 6.5957, 7.0213, 7.4468, 7.8723, 8.2979, 8.7234, 9.1489,
                9.5745, 9.7872
output format = fluent
! show seed
random seed = 287027030, -719361131, 574274270, 292048305, 185733336,
              -1598963619, 572469522, 1446716853, 437591706, 1398099429,
              570932571, -1177695979
```

onde o valor `<variável>` de `initial time` e `output path` é particular de cada caso. O `output path` foi definido como a coordenada de cada caso na figura 4.10, sendo 01x01 o canto inferior esquerdo e 20x20 o superior direito. Essas coordenadas foram usadas como o identificador único de cada um dos casos.

O parâmetro `duration` determina o tempo, em segundos, dos dados gerados pelo `SPEC2WAVE`, e o parâmetro `data interval` define o passo de tempo desses dados (de 0,05 s, conforme foi definido na seção 4.1.1). O `depth profile` indica em quais valores de profundidade serão obtidos os dados (também conforme definido na seção 4.1.1), e `output format` define o formato de saída dos arquivos.

Finalmente, `random seed` fixa o estado do gerador de números aleatórios para que o espectro de fase seja sempre o mesmo para evitar diferenças devidas ao caráter aleatório dos dados. O valor utilizado para o `random seed` foi obtido executando o `SPEC2WAVE` com `show seed` (e sem `random seed`) para o primeiro caso.

Com isso, foi obtida uma caracterização do clima de ondas da área de estudo, cumprindo assim o objetivo específico V. O `SPEC2WAVE` foi então executado produzindo uma pasta para cada caso, contendo arquivos referentes às componentes  $u$  e  $w$  da velocidade orbital, e um arquivo contendo a elevação da superfície  $\eta$ .

## 5 | Resultados

Executadas as simulações do estudo de caso, o Fluent produziu um total de 5,1 GB de resultados, divididos entre os casos simulados, que foram então processados e serão apresentados neste capítulo.

### 5.1 Comparação Direta da Elevação da Superfície

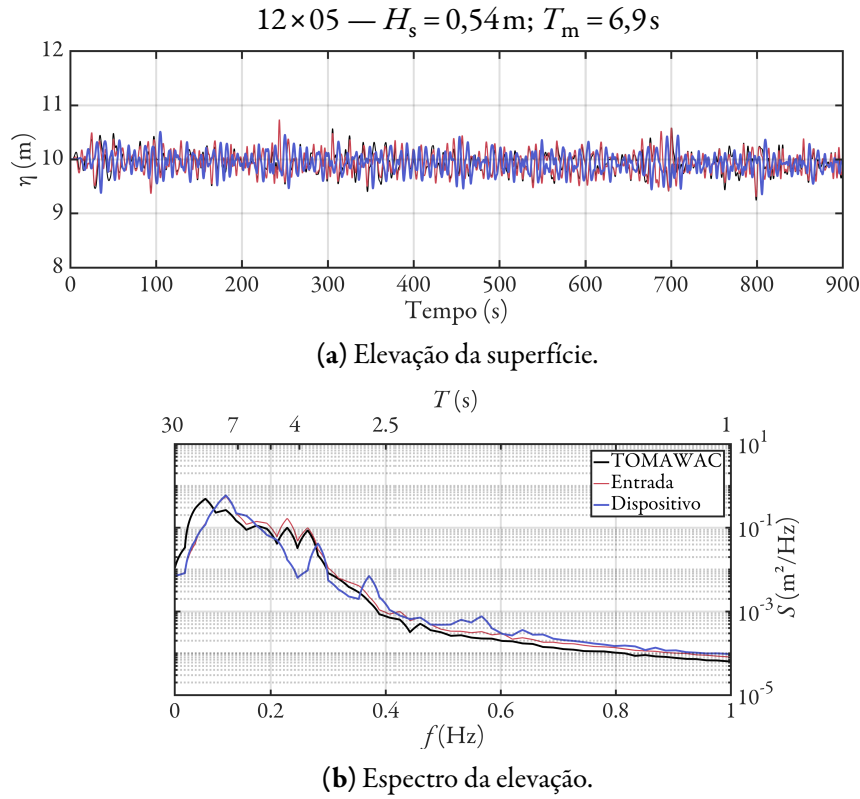
Primeiramente, os resultados de elevação podem ser comparados com os dados de entrada para verificar a capacidade do modelo em reproduzir o estado de mar imposto. O intuito dessa verificação da metodologia é ter certeza de que as ondas simuladas pelo Fluent são as mesmas ou equivalentes às ondas impostas como condição de contorno, e também verificar se as ondas propagadas ao longo do domínio mantêm suas características.

Devido ao volume de simulações, não é possível apresentar a comparação de todas as 181 simulações, então para essa comparação, apenas três serão apresentadas, mas elas são representativas dos diferentes comportamentos que foram observados no conjunto dos resultados.

A comparação direta das séries temporais de elevação não apresenta bons resultados pois a velocidade de propagação das ondas varia com o seu comprimento, e como a série é composta pela soma de várias componentes senoidais de diferentes comprimentos, cada uma se propaga com uma velocidade diferente e isso faz com que a forma da série temporal evolua com o tempo. Por exemplo, para o caso  $12 \times 05$  (linha 12 de baixo e coluna 5 da esquerda da figura 4.10), a figura 5.1a mostra a série temporal de  $\eta$  medida na entrada do canal, sobreposta com a elevação no centro da câmara hidropneumática do dispositivo OWC, que estão visivelmente deslocadas, uma em relação à outra, devido à propagação das ondas ao longo do canal.

A comparação direta, no caso de ondas irregulares, só é possível quando se compara duas séries temporais no mesmo ponto no espaço. Na figura 5.1a pode-se ver que a série temporal de elevação do TOMAWAC, que foi a que originou os dados de velocidade impostos como condição de contorno no Fluent, está quase completamente sobreposta pela série temporal de elevação na entrada do canal.

O RMSE calculado entre a série temporal de elevação do TOMAWAC e na entrada do dispositivo é de 0,092 m. Essa similaridade entre essas duas séries temporais mostra que a metodologia de transformação da elevação em perfis de velocidade, e então a utilização destes como condição de contorno, de fato reproduz a elevação da superfície original. Essa série temporal de elevação, por sua vez, já foi comprovada na seção 3.3.2, que reproduz o espectro do estado de mar original. Isso indica que a metodologia é capaz de reproduzir corretamente o estado de mar original na entrada do canal de ondas.



**Figura 5.1:** Comparação da elevação da superfície na entrada do canal de ondas e no interior do dispositivo para o caso  $12 \times 05$ .

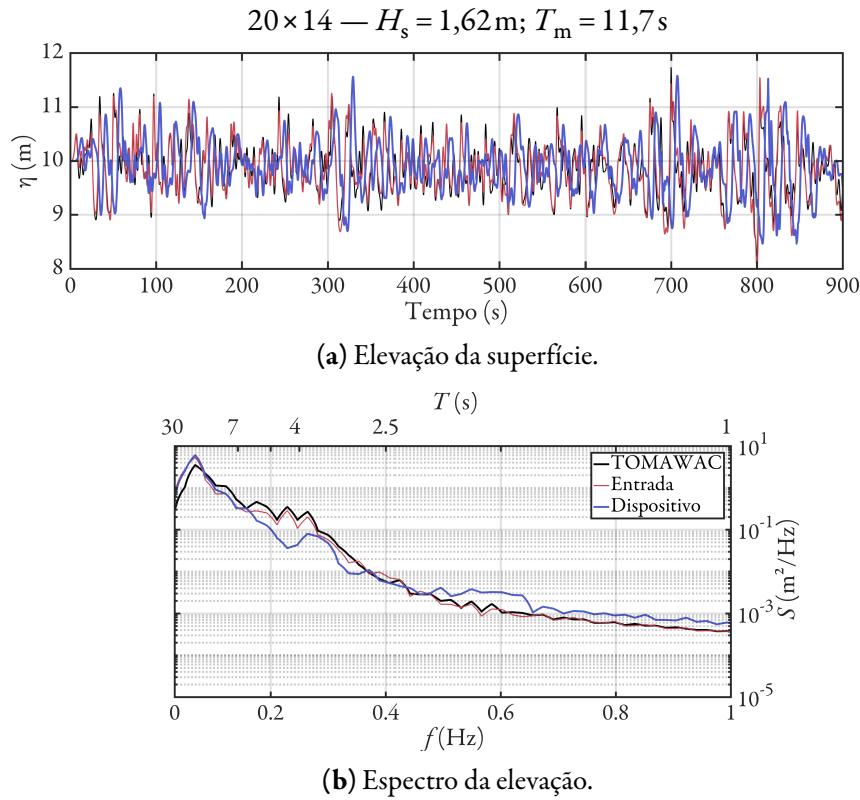
A figura 5.1b mostra o espectro das três séries temporais mostradas à esquerda. No caso do TOMAWAC, o espectro originou a série temporal da direita utilizando o método da seção 3.3.1, enquanto que os outros dois espectros foram calculados a partir da série temporal utilizando a FFT, ou seja, utilizando o método da seção 3.3.2.

O espectro de cada série temporal foi calculado como a média dos espectros das séries temporais divididas em 16 segmentos cada, resultando em espectros de  $2^{14}$  pontos. Esse processo foi feito com o intuito de reduzir o erro intrínseco do espectro inserido pela FFT, conforme explicado na seção 3.3.2. Dividindo as séries temporais em 16 segmentos reduz o erro máximo nos espectros de 100 % para 25 % (pois  $100\%/\sqrt{16} = 25\%$ ). Foram utilizados 16 segmentos pois não houve melhoria significativa no resultado ao utilizar 32 segmentos.

A figura 5.1b mostra que na entrada do canal, conforme foi verificado pela série temporal, o espectro da elevação da superfície, no geral, acompanha o espectro do TOMAWAC com uma margem de erro relativamente pequena. As maiores diferenças acontecem a partir de  $\approx 1 \times 10^{-1} \text{ m}^2/\text{Hz}$ , enquanto o pico do espectro tem valores da ordem de  $8 \times 10^{-1} \text{ m}^2/\text{Hz}$ . No entanto, a figura 5.1b mostra que o espectro no interior do dispositivo apresenta uma redução significativa em relação ao espectro original, principalmente em frequências de onda a partir de 0,2 Hz (*i.e.*, período  $T$  menor que 5 s, já que  $T = 1/f$ ).

A figura 5.1 mostra um caso típico do clima de ondas em Rio Grande, e como a metodologia representa adequadamente esse clima de ondas usando ondas irregulares. Os exemplos a seguir mostram casos extremos, que têm algumas diferenças no comportamento que merecem ser mencionadas.

A figura 5.2 traz a mesma comparação da figura anterior, mas para o caso  $20 \times 14$ , que possui o maior valor de  $T_m$  no conjunto de simulações realizadas. Pode-se observar que assim como no primeiro caso, as séries temporais mostram que na entrada do canal a elevação é similar à original, mas ao se propagar pelo canal, ela evolui progressivamente até não ser mais possível obter uma comparação.



**Figura 5.2:** Comparação da elevação da superfície na entrada do canal de ondas e no interior do dispositivo para o caso  $20 \times 14$ .

No caso  $20 \times 14$  o RMSE é de 0,178 m, quase duas vezes maior que no caso anterior. No entanto, o RMSE é dimensional, então ele pode ser muito maior para uma variável com valores naturalmente maiores. Neste caso a altura significativa é quase 3 vezes maior que no caso  $12 \times 05$ , então um aumento no RMSE não é inesperado. De fato, é possível utilizar uma métrica de referência para normalizar os valores de RMSE, como por exemplo a média RMS (*Root Mean Square*) (ou *valor eficaz*—Holthuijsen, 2007):

$$X_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N X_i^2}{N}} \quad (5.1)$$



comumente utilizada na área de eletricidade para caracterizar uma variável com comportamento senoidal. A equação (5.1) é muito similar à equação (4.1), exceto que neste caso não é subtraído o valor de referência.

O parâmetro de normalização comumente utilizado é a média simples, e a razão entre o RMSD e a média é o Índice de Espalhamento (SI) (Chawla, Spindler e Tolman, 2013):

$$SI = \frac{RMSD}{\bar{X}} \quad (5.2)$$

que quantifica o RMSD de forma adimensional. No entanto para ondas, a média simples é quase sempre uma escolha ruim, devido à natureza oscilatória de  $\eta$ , que faz com que a média seja sempre próxima de zero, independentemente da altura das ondas. Por esse motivo, na sequência a definição do SI será usada, e ao invés da média simples a média RMS será utilizada para a normalização.

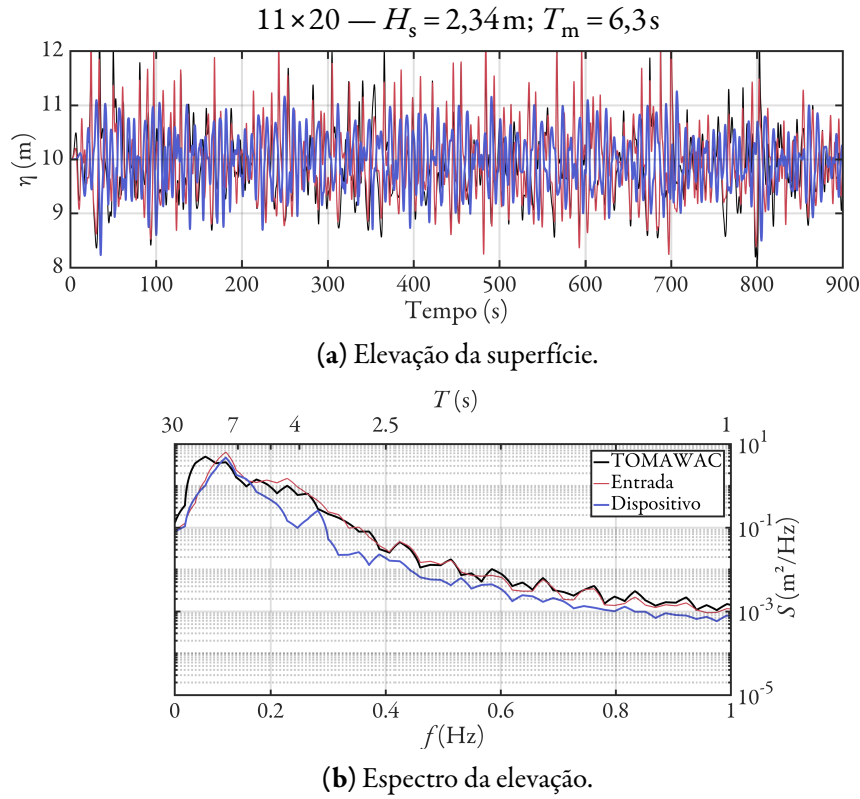
A média RMS da elevação ( $\eta_{RMS}$ ) do caso  $12 \times 05$  é  $\eta_{RMS} = 0,205$  m, que com o RMSD de 0,092 m resulta em um índice de espalhamento de  $SI_{12 \times 05} = 0,447$ , enquanto que no caso  $20 \times 14$ , com  $\eta_{RMS} = 0,486$  m e  $RMSD = 0,178$  m, o índice de espalhamento é  $SI_{20 \times 14} = 0,367$ , que indica que a diferença entre a elevação original e a simulada é muito próxima entre os dois casos, dada a ordem de grandeza da elevação em cada um.

Além disso, a figura 5.1 mostra que na entrada do canal o espectro da elevação acompanha o espectro do TOMAWAC com uma margem de erro bastante pequena, pois as maiores diferenças acontecem a partir de  $1 \times 10^{-1} \text{ m}^2/\text{Hz}$ , enquanto o pico do espectro tem valores da ordem de  $1 \times 10^1 \text{ m}^2/\text{Hz}$ , então a diferença é possivelmente devida ao espectro de fases aleatório que foi inserido no dado (que o espectro do TOMAWAC não tem), e devido ao ruído da própria FFT utilizada para calcular o espectro. Além disso, este caso tem ondas que são, de forma geral, maiores que no caso anterior, então são menos suscetíveis às perturbações na sua hidrodinâmica.

Finalmente, o terceiro caso,  $11 \times 20$ , é de certa forma oposto ao anterior: o período é intermediário, mas a altura da onda é uma das maiores registradas para este local. A figura 5.3 mostra a comparação como nos casos já analisados. É nítida a diferença desta com a figura 5.2, que continha oscilações muito mais espaçadas da elevação, mostrando que de fato as ondas são mais curtas.

O RMSD neste caso é de 0,371 m, também duas vezes maior que o caso anterior, mas em compensação as ondas são maiores e consequentemente  $\eta_{RMS} = 0,678$  m, resultando em um índice de espalhamento de  $SI = 0,548$ , maior que os casos anteriores. Essa diferença é, possivelmente, causada pela esbeltez das ondas. No caso anterior as ondas tinham período (portanto comprimento) muito maior, enquanto que neste caso as ondas são mais esbeltas, então é possível que o Fluent tenha maior dificuldade em propagar essas ondas, e elas acabam dissipando mais que as demais, causando assim a diferença observada. Além disso, o espectro da figura 5.3b mostra uma perda muito maior de energia no interior do dispositivo, o que corrobora a hipótese anterior.





**Figura 5.3:** Comparação da elevação da superfície na entrada do canal de ondas e no interior do dispositivo para o caso  $11 \times 20$ .

Também é possível observar que a perda de energia no espectro das figuras 5.1b, 5.2b e 5.3b ocorre nas frequências de onda acima de 0,2 Hz (período inferior a 5 s). Essa perda de energia pode ser causada por diversos fatores, possivelmente simultâneos. O primeiro, e possivelmente mais importante, é o fato que o espectro que sofreu a perda de energia é de uma série temporal de elevação medida no interior da câmara do dispositivo OWC, então as próprias paredes do dispositivo podem ser responsáveis por essa dissipação de ondas mais curtas.

Outra possível causa para essa perda de energia pode ser a falta da ação do vento no modelo computacional. Usualmente ondas de período maior que 7 s são classificadas como *swell*, ondas suficientemente desenvolvidas que não necessitam mais da ação do vento para se propagarem. Essas ondas geralmente são geradas por tempestades fortes e se propagam para fora da zona de geração até encontrarem algum obstáculo. Por outro lado, ondas menores que 7 s são denominadas *sea*, e sua característica principal é que só existem enquanto o vento atua sobre a superfície. Uma vez que o vento cessa essas ondas perdem energia gradualmente e se dissipam (Holthuijsen, 2007). Isso indica que, de todo o espectro que foi imposto no início do canal, apenas as ondas de períodos mais longos tinham energia suficiente para manterem sua propagação ao longo do domínio. Já as ondas de curto período se dissiparam, uma vez que no modelo fluidodinâmico não foi incluída a ação do vento, enquanto que no modelo espectral estava presente gerando as ondas de curto período.

Essa perda de energia de ondas de alta frequência também é observada no trabalho de Machado *et al.* (2021), que simularam apenas um canal de ondas, sem o dispositivo, então a falta da ação do vento pode ser um fator importante. Mais evidências são necessárias para suportar ou descartar essas hipóteses, incluindo simulações que levam em conta a ação do vento na superfície da água. O trabalho de Machado *et al.* (2021) também contém uma discussão mais aprofundada dos aspectos da propagação das ondas irregulares no Fluent.

## 5.2 Potência e Energia Disponível

O objetivo do estudo dos dispositivos de conversão de energia das ondas é a energia, e a utilização de metodologias complexas de geração de ondas tem o único objetivo de tornar os resultados de simulações mais confiáveis e realísticos.

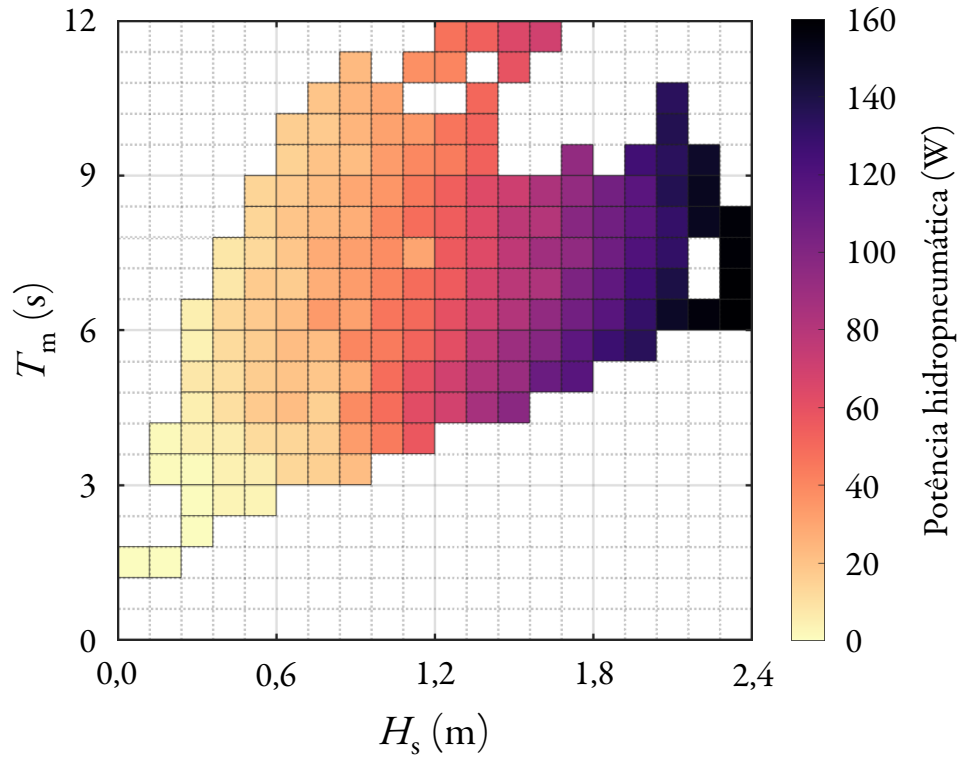
A simulação dos dispositivos permite estimar a potência disponível, que é às vezes utilizada para caracterizar um projeto de dispositivo de conversão. A potência da massa de ar que passa pelo duto da turbina, chamada potência hidropneumática, disponível em um OWC pode ser calculada com (Dizadji e Sajadian, 2011):

$$P_{\text{hid}} = \left( p + \frac{1}{2} \rho_{\text{ar}} V^2 \right) V \underbrace{\frac{\pi d^2}{4}}_{\text{área de seção}} \xrightarrow{2,8 \text{ m} \times 1 \text{ m}} \quad (5.3)$$

onde  $p$  é a pressão estática no duto,  $\rho_{\text{ar}}$  é a massa específica do ar, e  $V$  é a velocidade que o ar no duto de diâmetro  $d$ . Como neste trabalho foi simulado um domínio bidimensional, o termo  $\pi d^2 / 4$  foi substituído pela largura do duto, de 2,8 m, conforme mencionado anteriormente (ver equações (4.2) e (4.3)). A velocidade  $V$  foi obtida da vazão mássica média medida em uma seção transversal horizontal no centro do duto da turbina do OWC, e a pressão  $p$  foi medida no ponto central do duto.

O cálculo da potência hidropneumática para todos os casos simulados resulta em uma série temporal de potência instantânea para cada simulação. Para a visualização, foi calculada a média RMS da potência de cada simulação, que resultou na figura 5.4. A figura apresenta uma relação aproximadamente linear (ou quadrática; ver seção 5.3) entre  $H_s$  e a potência hidropneumática e, com uma pequena contribuição do período médio. Observando a equação (5.3) fica evidente que a potência é função de  $V^3$ , e a velocidade do ar é diretamente proporcional à altura da onda, então a contribuição de  $H_s$  na potência é justificada.

O período das ondas também contribui com a potência, mas inversamente. Quanto maior o período da onda, maior o tempo que ela leva para passar pelo dispositivo e, conseqüentemente, a velocidade do escoamento do ar diminui. É possível observar uma pequena diminuição da potência quando comparando os períodos de uma mesma faixa de  $H_s$  na figura 5.4. Por exemplo, em  $H_s = 1,8 \text{ m}$  a potência diminui de 120 W em  $T_m = 5 \text{ s}$  para aproximadamente 95 W em  $T_m = 7 \text{ s}$ . Mas a influência de  $T_m$  é desprezível quando comparado à de  $H_s$ .

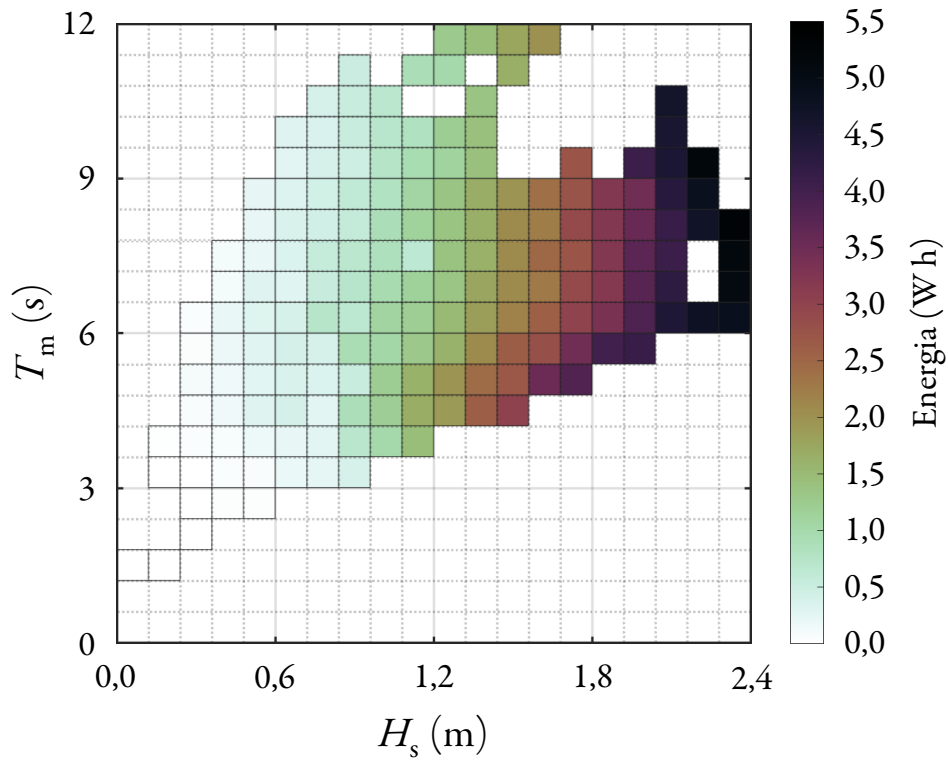


**Figura 5.4:** Potência hidropneumática média para cada combinação de  $H_s$  e  $T_m$ .

Também é importante ressaltar que, como se tratam de ondas irregulares, os valores de  $H_s$  e  $T_m$  não ditam com exatidão o valor da potência, mas apenas permitem uma estimativa, pois dois espectros diferentes podem ter o mesmo valor de  $H_s$  ou de  $T_m$ . O valor real mudará de um espectro para o outro, mesmo que os parâmetros característicos sejam os mesmos, e em menor escala, mudará a cada realização do mesmo estado de mar, dependendo do espectro de fase aleatório utilizado. Conforme foi visto na seção 4.3.3, o espectro de fase foi fixado para todas as simulações que são apresentadas na figura 5.4, por isso a aparência quase uniforme da potência em função de  $H_s$  e  $T_m$ : se o espectro de fase fosse diferente entre simulações, a figura 5.4 possivelmente teria uma aparência mais irregular.

Mas isoladamente, a figura 5.4 não dá informação sobre a quantidade real de energia disponível, pois os estados de mar com maior potência hidropneumática nessa figura são os menos comuns.

Retomando as séries temporais de potência hidropneumática, calculadas usando a equação (5.3) nos resultados obtidos do Fluent, ao invés de calcular a média RMS é possível integrá-las ao longo do tempo para obter a energia total em cada simulação de 15 min, resultando na figura 5.5. A figura mostra para cada combinação, a quantidade de energia disponível para conversão no período simulado.



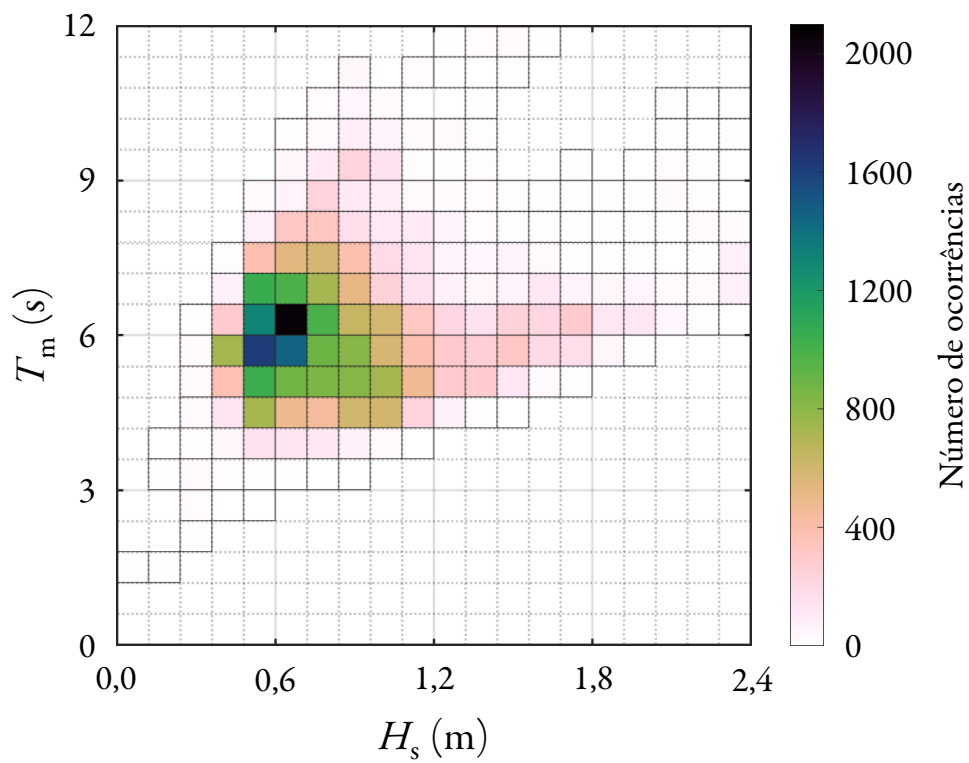
**Figura 5.5:** Energia disponível total em cada combinação de  $H_s$  e  $T_m$  simulada.

Mas da mesma forma que a figura 5.4, apenas este resultado não contém informação sobre a energia disponível no local de estudo. A figura 5.5 mostra apenas a energia disponível sob as condições de mar simuladas com o dispositivo utilizado. Desde que a mesma condição de  $H_s$  e  $T_m$  esteja disponível em outro local, com o mesmo dispositivo a energia disponível será similar, assumindo que outras condições como a profundidade e a posição do dispositivo sejam as mesmas.

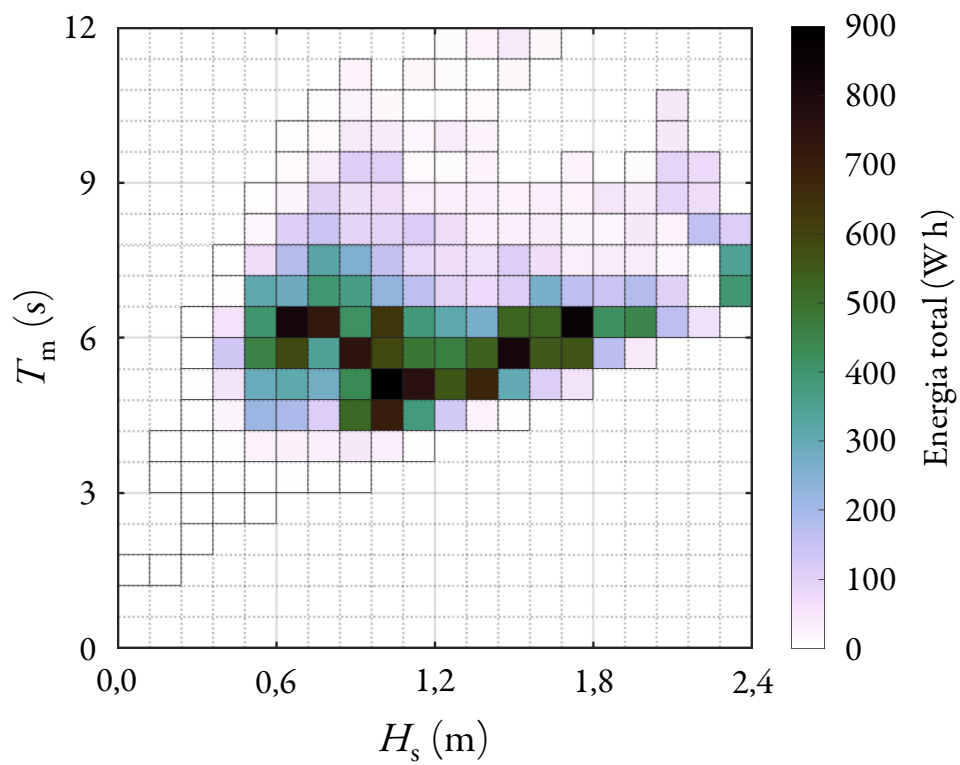
O que de fato caracteriza a área de estudo de forma quase única é quais estados de mar acontecem com qual frequência. A figura 5.6 mostra a frequência de cada combinação de  $H_s$  e  $T_m$  no ano de 2014 no local de estudo (similar à figura 4.10).

Cada ocorrência na figura 5.6 é um passo de tempo do resultado do TOMAWAC com  $H_s$  e  $T_m$  dentro da faixa definida, com duração de 15 min. A combinação mais comum é  $H_s = (0,66 \pm 0,06)$  m e  $T_m = (6,3 \pm 0,3)$  s, com 2061 ocorrências, totalizando 5,88 % dos dados, ou 21,5 dias do total de um ano. Por esse motivo é importante que dispositivos de conversão não sejam restritos a uma faixa muito estreita de alturas e períodos de onda, mas trabalhem no maior intervalo possível.

Multiplicando a energia da figura 5.5 (o mesmo poderia ser feito para a potência da figura 5.4) pelo número de ocorrências de cada estado de mar da figura 5.6 resulta na figura 5.7, que mostra a quantidade total de energia disponível no ano de 2014 para cada combinação de  $H_s$  e  $T_m$  que ocorreu naquele período. Esse valor de energia é teórico, assumindo a energia líquida disponível no ar que escoar no duto do dispositivo OWC, e dessa forma está condicionado à eficiência do equipamento, mas fornece uma estimativa da quantidade de energia disponível.



**Figura 5.6:** Histograma bivariado de  $H_s$  e  $T_m$  das ondas no local de estudo.



**Figura 5.7:** Energia total disponível em 2014 para cada combinação de  $H_s$  e  $T_m$ .

Assumindo que o dispositivo seja capaz de captar energia de todas as faixas de  $H_s$  e  $T_m$ , somando a energia total da figura 5.7 resulta em 28,51 kW h disponíveis para conversão em Rio Grande no ano de 2014. É importante ressaltar que todos os resultados apresentados aqui são referentes ao dispositivo modelo da figura 4.6a, baseado no dispositivo da Ilha do Pico da figura 4.5. Qualquer mudança na geometria mudará os valores apresentados.

Ainda assim, a metodologia utilizada para chegar nestes resultados, dividindo o estado de mar do local de estudo em faixas de  $H_s$  e  $T_m$ , e simulando a potência para cada faixa, é particularmente útil para longos intervalos de tempo, pois permite condensar estados de mar similares em um único estado de mar representativo de cada combinação. No caso apresentado aqui, um ano inteiro foi representado com 181 simulações de 15 min, que totalizam pouco menos de dois dias de hidrodinâmica simulada. Isso representa uma grande economia de tempo e esforço computacional, permitindo representar um período arbitrariamente longo em uma quantidade relativamente pequena de simulações.

### 5.3 Ajuste de Curva para o Dispositivo

Um outro resultado que pode ser gerado dos resultados apresentados, é uma função que possa ser utilizada para estimar, dados  $H_s$  e  $T_m$ , o valor da potência hidropneumática disponível. Utilizando o *toolbox* de ajuste de curvas do MATLAB o tipo de curva que mais se adequou aos dados foi um ajuste polinomial de 2º grau em função de  $H_s$  e  $T_p$ :

$$P_{\text{hid}}(H_s, T_m) = w_{0,0} + w_{1,0}H_s + w_{0,1}T_m + w_{2,0}H_s^2 + w_{1,1}H_sT_m + w_{0,2}T_m^2 \quad (5.4)$$

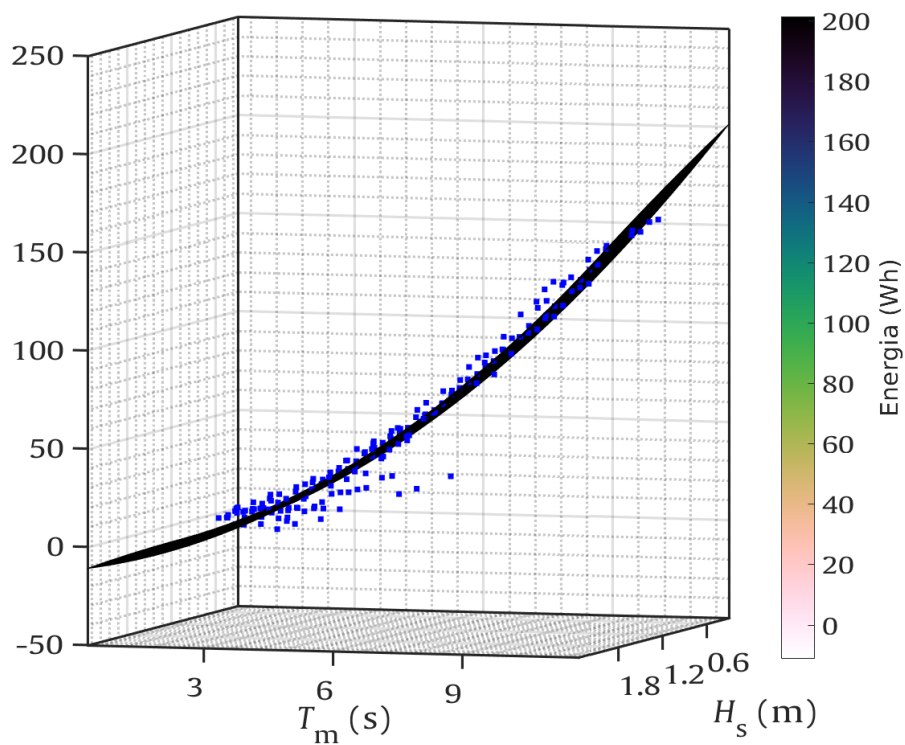
onde:

$$\begin{aligned} w_{0,0} &= -13.6 & w_{1,0} &= 7.592 & w_{0,1} &= 9.018 \\ w_{2,0} &= -0.902 & w_{1,1} &= -3.501 & w_{0,2} &= 0.9321 \end{aligned}$$

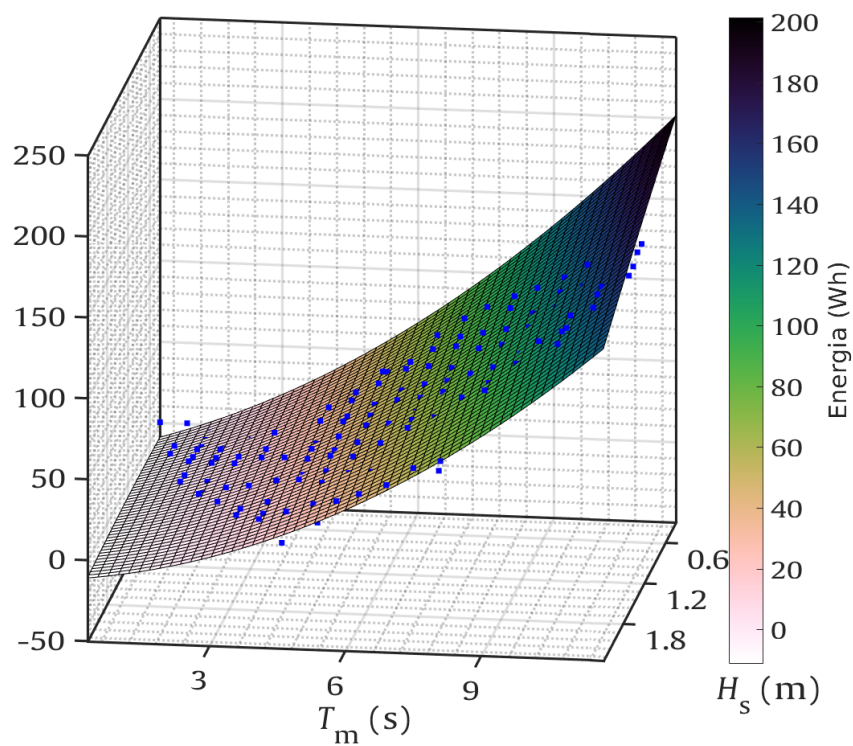
Os pontos azuis na figura 5.8 mostram os valores calculados da média RMS da potência, conforme detalhado na seção anterior, e a superfície ajustada usando a equação (5.4). A equação pode então ser usada para estimar  $P_{\text{hid}}$  dados  $H_s$  e  $T_m$ . Porém as mesmas ressalvas da seção anterior se aplicam: estes resultados só são válidos para esse dispositivo sob essas condições. As figuras 5.8a e 5.8b mostram o mesmo conjunto de pontos e superfície ajustada em dois ângulos diferentes.

Com isso, o objetivo específico VI foi concluído, fornecendo uma estimativa da potência hidropneumática disponível em um OWC na costa de Rio Grande, e concluindo os objetivos específicos listados no início deste trabalho.





(a)



(b)

**Figura 5.8:** Ajuste de curva da potência média (figura 5.4).



## 6 | Conclusão

O objetivo deste trabalho foi aproximar a abordagem espectral, de larga escala, de representar o estado de mar, da abordagem fluidodinâmica, de curta escala, de representar o comportamento de um dispositivo de conversão de energia das ondas. Baseado na transformação do espectro em uma série temporal de elevação da superfície, foi possível impor um estado de mar como condição de contorno em um modelo fluidodinâmico. Com essa metodologia aliada à uma caracterização estatística do clima de ondas de Rio Grande–RS, foi possível estimar de forma eficiente a potência disponível para conversão durante o ano de 2014.

A metodologia desenvolvida é capaz de transformar um espectro de variância em uma série temporal de elevação da superfície do mar estatisticamente equivalente. Essa série temporal pode ser utilizada para representar, em curtas escalas de tempo, o estado de mar representado em longa escala de tempo pelo espectro.

Trabalhos anteriores, como o de Tavares (2019), mostraram que ondas regulares não são preditores adequados da potência disponível para conversão, portanto se faz necessária a utilização de ondas irregulares. Os resultados deste trabalho mostraram que a metodologia representou adequadamente o estado de mar imposto no modelo numérico, confirmando que pode ser utilizada para a simulação de ondas irregulares, estatisticamente equivalentes ao espectro de estados de mar utilizado.

Os resultados também mostraram que a potência disponível no dispositivo é função, principalmente, da altura das ondas, chegando a 160 W nos casos mais extremos. Integrando a energia convertida nas simulações realizadas com o histograma de frequência de cada estado de mar simulado, resultou em uma estimativa de 28,51 kW h convertidos no ano de 2014, ou uma potência média de 34,55 W.

No entanto essa quantidade de energia está condicionada à eficiência do dispositivo, assim como à sua capacidade de captar energia de todas as faixas de altura e período da onda. Porém, no caso dessas informações sobre a eficiência do dispositivo e sua faixa de captação estarem disponíveis, é possível utilizar esse resultado para obter uma estimativa mais próxima do valor real. Isso mostra que a faixa de captação de um dispositivo deve ser a maior possível, desde que a eficiência se mantenha, para converter a maior quantidade possível de energia.

Uma matriz de energia como a da figura 5.7 pode auxiliar na concepção de um dispositivo pois ela mostra as combinações mais frequentes de estado de mar em um local, aliado à potência de cada combinação, permitindo traçar a faixa de captação ideal para o dispositivo.

Aliada à metodologia de simulação do estado de mar apresentada, este trabalho propõe uma forma computacionalmente eficiente de estimar o comportamento fluidodinâmico de um dado local utilizando um número relativamente pequeno de simulações.

Ao classificar o estado de mar em um histograma de  $H_s$  e  $T_m$ , é possível obter uma representação simplificada do clima de ondas de um local. Com essa simplificação, as possibilidades são reduzidas de um número potencialmente elevado de estados de mar (neste trabalho 35 040 passos de tempo no resultado em um ano), para um número menor de estados de mar representativos do conjunto. Deve-se ter em mente que essa redução não é completamente equivalente aos dados originais, afinal a redução da informação causa, inevitavelmente, alguma perda. No entanto, dependendo da aplicação e de quanto os dados forem reduzidos, a representação simplificada pode ser suficiente.

Na aplicação deste trabalho um ano completo foi representado por 181 simulações de 15 min, representando aproximadamente 0,5 % do volume original de dados, e assim permitindo estimar a energia disponível em um OWC durante um ano de operação sob condições de mar realísticas obtidas de uma simulação espectral de estado de mar.

Assim, tendo unido a representação espectral das ondas com a representação no domínio do tempo, a fim de gerar dados para a simulação de dispositivos de conversão de energia das ondas, e com esses dados estimar a potência disponível em um OWC, este trabalho alcançou seu objetivo principal. Espera-se que esse seja um passo em direção à adoção de fontes renováveis de energia e ao suprimento da demanda global por energia de forma sustentável.

## 6.1 Sugestões para Trabalhos Futuros

Este trabalho utilizou algumas simplificações devido à falta de uma metodologia mais adequada, ou para evitar problemas numéricos que dificultariam a conclusão do trabalho. Aqui são listadas algumas dessas simplificações que podem ser estudadas e possivelmente removidas em trabalhos futuros, e outras sugestões gerais para trabalhos que venham a utilizar essa metodologia.

A obtenção das velocidades a partir da elevação da superfície utiliza um método bastante simples para medir o período  $T$  a partir da elevação  $\eta$ , e conforme discutido na seção 3.4 isso pode levar a períodos de ondas não condizentes com a realidade devido à superposição de ondas da transformada de Fourier. Esse método de obtenção das velocidades poderia ser melhorado para incluir efeitos não lineares, similar ao método proposto por Rienecker e Fenton (1981).

A geometria do OWC foi simplificada para evitar problemas numéricos. É possível que essa simplificação tenha causado alterações no seu comportamento fluidodinâmico, e com isso na potência disponível para conversão. Trabalhos futuros podem simular uma geometria mais próxima da real, como na figura 4.5, e comparar com a geometria simplificada para analisar as consequências dessa modificação.

Além disso, para evitar problemas de reflexão, o OWC foi simulado a uma distância da costa. Outro trabalho poderia simular o dispositivo sobre a linha de costa, e possivelmente comparar a potência fornecida por um mesmo dispositivo quando instalado *offshore* ou *onshore*.

Outra simplificação geométrica adotada foi a simulação de um dispositivo em duas dimensões, devido à maior simplicidade do modelo e o menor tempo de processamento. Porém, conforme discutido na seção 4.1.2, isso altera a razão entre a área de seção da câmara hidropneumática e do duto de ar, alterando significativamente a vazão de ar no duto para um mesmo estado de mar.

Uma sugestão para um trabalho futuro é investigar a diferença na potência disponível quando simulando o dispositivo em três dimensões, comparado à simplificação em duas. Além disso, investigar se é possível realizar uma simulação em duas dimensões que seja análoga à tridimensional em termos de potência no dispositivo, aplicando um coeficiente à razão entre área da câmara e do duto.

Este trabalho também adotou um número de divisões de  $H_s$  e  $T_m$  para o histograma da figura 4.10, mas não foram testados outros números de divisões, portanto não é possível afirmar se a configuração adotada é adequada, ou se há muitas ou poucas divisões. Uma configuração com menos divisões seria favorável, pois diminuiria o volume de simulações necessárias, desde que não cause perda de informação, facilitando a execução de estudos similares.

## Referências

- Aelbrecht, D. (1997). “ARTEMIS 3.0: A Finite Element Model For Predicting Wave Agitation In Coastal Areas And Harbours Including Dissipation”. Em: *Transactions on The Built Environment* 27, pp. 343–352. DOI: [10.2495/CE970331](https://doi.org/10.2495/CE970331).
- Ahamed, R., K. McKee e I. Howard (2020). “Advancements of wave energy converters based on power take off (PTO) systems: A review”. Em: *Ocean Engineering* 204, p. 107248. DOI: [10.1016/j.oceaneng.2020.107248](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.107248).
- Airy, G. B. (1845). *Tides and Waves*. Em: *Encyclopædia Metropolitana*. Ed. por H. J. Rose. Wiliam Clowes e Sons, pp. 241–396.
- Albert, A., G. Berselli, L. Bruzzone e P. Fanghella (2017). “Mechanical design and simulation of an onshore four-bar wave energy converter”. Em: *Renewable Energy* 114, pp. 766–774. DOI: [10.1016/j.renene.2017.07.089](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.07.089). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0960148117307164>.
- ANSYS Inc. (2016). *ANSYS Fluent Theory Guide*. Release 17.2. ANSYS Inc. 812 p. URL: [www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent](http://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent).
- ANSYS Inc. (2017). *ANSYS Fluent Tutorial Guide*. Release 18.0. ANSYS Inc. 1034 p. URL: [www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent](http://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent).
- Astariz, S. e G. Iglesias (2015). “The economics of wave energy: A review”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 45, pp. 397–408. DOI: [10.1016/j.rser.2015.01.061](https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.01.061). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032115000714>.
- Awk, T. (2017). *TOMAWAC User Manual Version 7.2*. 7.2.3. The TELEMAC-Mascaret Consortium. 90 p. URL: [www.opentelemac.org](http://www.opentelemac.org).
- Babarit, A., J. Hals, M. J. Muliawan, A. Kurniawan, T. Moan e J. Krokstad (2011). *The NumWEC project. Numerical estimation of energy delivery from a selection of wave energy converters – final report*. Rel. técn. Statkraft. DOI: [10.13140/rg.2.1.3807.8885](https://doi.org/10.13140/rg.2.1.3807.8885).
- Babarit, A., J. Hals, M. J. Muliawan, A. Kurniawan, T. Moan e J. Krokstad (2012). “Numerical benchmarking study of a selection of wave energy converters”. Em: *Renewable Energy* 41, pp. 44–63. DOI: [10.1016/j.renene.2011.10.002](https://doi.org/10.1016/j.renene.2011.10.002). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0960148111005672>.
- Babarit, A., J. Hals, M. J. Muliawan, A. Kurniawan, T. Moan e J. Krokstad (2015). “Corrigendum to “Numerical benchmarking study of a selection of wave energy converters” [Renew Energy 41 (2012) 44–63]”. Em: *Renewable Energy* 74, pp. 955–957. DOI: [10.1016/j.renene.2014.10.060](https://doi.org/10.1016/j.renene.2014.10.060).
- Barber, N. F. e F. J. Ursell (1948). “The generation and propagation of ocean waves and swell”. Em: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 240.824, pp. 527–560.
- di Bella, F. A. e F. E. Becker (2014). *Development and Demonstration of an OWC Power System*. Rel. técn. Hartford, Vermont: Concepts NREC, p. 74. URL: <https://www.osti.gov/scitech/servlets/purl/1134548>.

- Benoit, M., F. Marcos e F. Becq (1996). "Development of a Third Generation Shallow-Water Wave Model with unstructured spatial meshing". Em: *25th International Conference on Coastal Engineering: Book of Abstracts*. New York: American Society of Civil Engineers, pp. 465–478.
- Berkhoff, J. C. W. (1976). "Mathematical models for simple harmonic linear water waves: Wave diffraction and refraction". Tese. TU Delft, p. 123.
- Bouali, B. e S. Larbi (2017). "Sequential optimization and performance prediction of an oscillating water column wave energy converter". Em: *Ocean Engineering* 131, pp. 162–173. DOI: [10.1016/j.oceaneng.2017.01.004](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2017.01.004). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0029801817300124>.
- Box, G. E. P. e M. E. Muller (1958). "A Note on the Generation of Random Normal Deviates". Em: *The Annals of Mathematical Statistics* 29.2, pp. 610–611. DOI: [10.1214/aoms/1177706645](https://doi.org/10.1214/aoms/1177706645). URL: <http://projecteuclid.org/euclid.aoms/1177706645>.
- Cardoso, S. D., W. C. Marques, E. d. P. Kirinus e C. E. Stringari (2014). "Levantamento batimétrico usando cartas náuticas". Em: *13ª Mostra da Produção Universitária*. Rio Grande: Universidade Federal do Rio Grande, p. 2.
- Chang, C., F. N. Chou, Y. Chen, Y. Hsieh e C. Chang (2016a). "Analytical and experimental investigation of hydrodynamic performance and chamber optimization of oscillating water column system". Em: *Energy* 113, pp. 597–614. DOI: [10.1016/j.energy.2016.06.117](https://doi.org/10.1016/j.energy.2016.06.117). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S036054421630891X>.
- Chang, G., K. Ruehl, C. Jones, J. Roberts e C. Chartrand (2016b). "Numerical modeling of the effects of wave energy converter characteristics on nearshore wave conditions". Em: *Renewable Energy* 89, pp. 636–648. DOI: [10.1016/j.renene.2015.12.048](https://doi.org/10.1016/j.renene.2015.12.048). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0960148115305528>.
- Chang, H. e S. Lin (1999). "An explicit approximation to the wavelength of nonlinear waves". Em: *Ocean Engineering* 26, pp. 147–160.
- Chawla, A., D. M. Spindler e H. L. Tolman (2013). "Validation of a thirty year wave hindcast using the Climate Forecast System Reanalysis winds". Em: *Ocean Modelling* 70, pp. 189–206.
- Conde, J. P. e L. Gato (2008). "Numerical study of the air-flow in an oscillating water column wave energy converter". Em: *Renewable Energy* 33.12, pp. 2637–2644. DOI: [10.1016/j.renene.2008.02.028](https://doi.org/10.1016/j.renene.2008.02.028).
- Conde, J. e M. Condeço (2019). "Numerical Simulation of an Oscillating Water Column (OWC) Wave Energy Converter (WEC) on a Breakwater Using OpenFOAM<sup>®</sup>". Em: *Defect and Diffusion Forum* 396, pp. 12–21. DOI: [10.4028/www.scientific.net/ddf.396.12](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ddf.396.12).
- Cooley, J. W. e J. W. Tukey (1965). "An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series". Em: *Mathematics of Computation* 19.90, p. 297. DOI: [10.2307/2003354](https://doi.org/10.2307/2003354). URL: <http://www.jstor.org/stable/2003354>.
- Costabel, M. (1987). "Principles of boundary element methods". Em: *Computer Physics Reports* 6.1-6, pp. 243–274. DOI: [10.1016/0167-7977\(87\)90014-1](https://doi.org/10.1016/0167-7977(87)90014-1).



- Cui, L., S. Zheng, Y. Zhang, J. Miles e G. Iglesias (2021). “Wave power extraction from a hybrid oscillating water column-oscillating buoy wave energy converter”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 135, p. 110234. DOI: [10.1016/j.rser.2020.110234](https://doi.org/10.1016/j.rser.2020.110234).
- Dai, Y., Y. Chen e L. Xie (2017). “A study on a novel two-body floating wave energy converter”. Em: *Ocean Engineering* 130, pp. 407–416. DOI: [10.1016/j.oceaneng.2016.11.049](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2016.11.049). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0029801816305546>.
- Dean, R. G. (1965). “Stream Function Representation of Nonlinear Ocean Waves”. Em: *Journal of Geophysical Research* 70.18, pp. 4561–4572.
- Dean, R. G. e R. A. Dalrymple (1984). *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. 1ª ed. Singapore: World Scientific. 353 p.
- Debnath, L. (1994). *Nonlinear Water Waves*. 1ª ed. San Diego: Academic Press.
- Deng, Z., Z. Ou, X. Ren, D. Zhang e Y. Si (2020). “Theoretical Analysis of an Asymmetric Offshore-Stationary Oscillating Water Column Device with Bottom Plate”. Em: *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 146.4, p. 04020013. DOI: [10.1061/\(asce\)ww.1943-5460.0000574](https://doi.org/10.1061/(asce)ww.1943-5460.0000574).
- Deng, Z., C. Wang, Y. Yao e P. Higuera (2019). “Numerical simulation of an oscillating water column device installed over a submerged breakwater”. Em: *Journal of Marine Science and Technology* 25.1, pp. 258–271. DOI: [10.1007/s00773-019-00645-0](https://doi.org/10.1007/s00773-019-00645-0).
- Dizadji, N. e S. E. Sajadian (2011). “Modeling and optimization of the chamber of OWC system”. Em: *Energy* 36.5, pp. 2360–2366. DOI: [10.1016/j.energy.2011.01.010](https://doi.org/10.1016/j.energy.2011.01.010). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360544211000119>.
- Dominguez, A. (2016). “Highlights in the History of the Fourier Transform”. Em: *IEEE Pulse* 7.1, pp. 53–61. DOI: [10.1109/MPUL.2015.2498500](https://doi.org/10.1109/MPUL.2015.2498500). URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7389485>.
- Elfouhaily, T., B. Chapron, K. Katsaros e D. Vandemark (1997). “A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves”. Em: *Journal of Geophysical Research* 102.C7, pp. 15781–15796.
- Elhanafi, A., G. Macfarlane, A. Fleming e Z. Leong (2017). “Investigations on 3D effects and correlation between wave height and lip submergence of an offshore stationary OWC wave energy converter”. Em: *Applied Ocean Research* 64, pp. 203–216. DOI: [10.1016/j.apor.2017.03.002](https://doi.org/10.1016/j.apor.2017.03.002). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0141118716302917>.
- Euler, L. (1748). *Introductio in analysin infinitorum*. Vol. 1. Marcum-Michaellem Bousquet. 320 p. URL: <https://scholarlycommons.pacific.edu/euler-works/101>.
- Evans, D. V. (1978). “The Oscillating Water Column Wave-energy Device”. Em: *IMA Journal of Applied Mathematics* 22.4, pp. 423–433. DOI: [10.1093/imamat/22.4.423](https://doi.org/10.1093/imamat/22.4.423).
- Falcão, A. O. e P. Justino (1999). “OWC wave energy devices with air flow control”. Em: *Ocean Engineering* 26.12, pp. 1275–1295. DOI: [10.1016/s0029-8018\(98\)00075-4](https://doi.org/10.1016/s0029-8018(98)00075-4).
- Falcão, A. F. d. O. (2000). “The shoreline OWC wave power plant at the Azores”. Em: *Proceedings of the Fourth European Wave Energy Conference*. B1. Aalborg, Denmark.

- Falcão, A. F. d. O. (2010). “Wave energy utilization: A review of the technologies”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 14.3, pp. 899–918. DOI: [10.1016/j.rser.2009.11.003](https://doi.org/10.1016/j.rser.2009.11.003). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032109002652>.
- Falcão, A. F. e J. C. Henriques (2016). “Oscillating-watercolumn wave energy converters and air turbines: A review”. Em: *Renewable Energy* 85, pp. 1391–1424. DOI: [10.1016/j.renene.2015.07.086](https://doi.org/10.1016/j.renene.2015.07.086). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0960148115301828>.
- Falcão, A. F., A. J. Sarmento, L. M. Gato e A. Brito-Melo (2020). “The Pico OWC wave power plant: Its lifetime from conception to closure 1986–2018”. Em: *Applied Ocean Research* 98, p. 102104. DOI: [10.1016/j.apor.2020.102104](https://doi.org/10.1016/j.apor.2020.102104).
- Falnes, J. (2002). *Ocean Waves and Oscillating Systems*. Cambridge University Press. DOI: [10.1017/cbo9780511754630](https://doi.org/10.1017/cbo9780511754630).
- Fenton, J. D. e W. D. McKee (1990). “On calculating the lengths of water waves”. Em: *Coastal Engineering* 14, pp. 499–513.
- Fenton, J. D. (1999). *Numerical methods for nonlinear waves*. 1ª ed. Vol. 5. Advances in Coastal and Ocean Engineering. Singapore: World Scientific, pp. 241–324.
- Fenton, J. D. e M. M. Rienecker (1982). “A Fourier method for solving nonlinear water-wave problems: application to solitary-wave interactions”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 118, pp. 411–443.
- Ferguson, T. M., A. Fleming, I. Penesis e G. Macfarlane (2015). “Improving OWC performance prediction using polychromatic waves”. Em: *Energy* 93, pp. 1943–1952. DOI: [10.1016/j.energy.2015.10.086](https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.10.086). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360544215014541>.
- Ferguson, T. M., I. Penesis, G. Macfarlane e A. Fleming (2017). “A PIV investigation of OWC operation in regular, polychromatic and irregular waves”. Em: *Renewable Energy* 103, pp. 143–155. DOI: [10.1016/j.renene.2016.11.019](https://doi.org/10.1016/j.renene.2016.11.019). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S096014811630982X>.
- Fine, R. A. e F. J. Millero (1973). “Compressibility of water as a function of temperature and pressure”. Em: *The Journal of Chemical Physics* 59.10, pp. 5529–5536. DOI: [10.1063/1.1679903](https://doi.org/10.1063/1.1679903).
- Folley, M. e T. Whittaker (2010). “Spectral modelling of wave energy converters”. Em: *Coastal Engineering* 57.10, pp. 892–897. DOI: [10.1016/j.coastaleng.2010.05.007](https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2010.05.007). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0378383910000700>.
- Folley, M. (2016). “Phase-Averaging Wave Propagation Array Models”. Em: *Numerical Modelling of Wave Energy Converters: State-of-the-Art Techniques for Single Devices and Arrays*. Ed. por M. Folley. 1ª ed. Belfast: Elsevier Inc. Cap. 11, pp. 217–225.
- Fourier, J. J. (1807). “Mémoire sur la propagation de la chaleur dans les corps solides”. Em: *Nouveau Bulletin des sciences par la Société philomatique de Paris* 1.6.
- Fourier, J. J. (1822). *Théorie analytique de la Chaleur*. 1ª ed. Paris: Chez Firmin Didot, père et fils. 639 p.



- Freedman, D. e P. Diaconis (1981). “On the histogram as a density estimator:  $L_2$  theory”. Em: *Zeitschrift für Wahrscheinlichkeitstheorie und Verwandte Gebiete* 57.4, pp. 453–476. DOI: [10.1007/bf01025868](https://doi.org/10.1007/bf01025868).
- Frigo, M. e S. G. Johnson (2005). “The Design and Implementation of FFTW3”. Em: *Proceedings of the IEEE* 93.2. Special issue on “Program Generation, Optimization, and Platform Adaptation”, pp. 216–231.
- Frigo, M. e S. G. Johnson (2017). *FFTW User Manual*. 3.3.7. Massachusetts Institute of Technology, p. 110. URL: [www.fftw.org/fftw3.pdf](http://www.fftw.org/fftw3.pdf).
- Gao, Y., S. Shao, H. Zou, M. Tang, H. Xu e C. Tian (2016). “A fully floating system for a wave energy converter with direct-driven linear generator”. Em: *Energy* 95, pp. 99–109. DOI: [10.1016/j.energy.2015.11.072](https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.11.072). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360544215016357>.
- Gaspar, J. F., M. Calvário, M. Kamarlouei e C. Guedes Soares (2016). “Power take-off concept for wave energy converters based on oil-hydraulic transformer units”. Em: *Renewable Energy* 86, pp. 1232–1246. DOI: [10.1016/j.renene.2015.09.035](https://doi.org/10.1016/j.renene.2015.09.035). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0960148115303141>.
- Gaspar, L. A., P. R. Teixeira e E. Didier (2020). “Numerical analysis of the performance of two onshore oscillating water column wave energy converters at different chamber wall slopes”. Em: *Ocean Engineering* 201, p. 107119. DOI: [10.1016/j.oceaneng.2020.107119](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.107119).
- Gentleman, W. M. e G. Sande (1966). “Fast Fourier Transforms”. Em: *Proceedings of the fall joint computer conference on XX - AFIPS '66*. New York: ACM Press, p. 563. DOI: [10.1145/1464291.1464352](https://doi.org/10.1145/1464291.1464352). URL: <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=1464291.1464352>.
- Gomes, M. d. N. (2014). “Constructal Design de Dispositivos conversores de energia das ondas do mar em energia elétrica do tipo Coluna de Água Oscilante”. Tese. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, p. 149.
- Gomes, M. d. N., L. F. Cassel, E. D. dos Santos, L. A. Isoldi e L. A. O. Rocha (2017). “Análise geométrica de dois graus de liberdade de um dispositivo conversor de energia das ondas do tipo Coluna de Água Oscilante na forma trapezoidal”. Em: *Revista Brasileira de Energias Renováveis* 6.3. DOI: [10.5380/rber.v6i3.53000](https://doi.org/10.5380/rber.v6i3.53000). URL: <http://revistas.ufpr.br/rber/article/view/53000>.
- Gomes, M. d. N., M. F. E. Lara, S. L. P. Iahnke, B. N. Machado, M. M. Goulart, F. M. Seibt, E. D. dos Santos, L. A. Isoldi e L. A. O. Rocha (2015). “Numerical Approach of the Main Physical Operational Principle of Several Wave Energy Converters: Oscillating Water Column, Overtopping and Submerged Plate”. Em: *Defect and Diffusion Forum* 362, pp. 115–171. DOI: [10.4028/www.scientific.net/DDF.362.115](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/DDF.362.115). URL: <http://www.scientific.net/DDF.362.115>.
- Gomes, M. d. N., C. R. Olinto, L. A. O. Rocha, J. A. Souza e L. A. Isoldi (2018). “Computational Modeling of a Regular Wave Tank”. Em: *Revista de Engenharia Térmica* 8.1, pp. 44–50. DOI: [10.5380/reterm.v8i1.61881](https://doi.org/10.5380/reterm.v8i1.61881).

- Gonçalves, R. A., P. R. Teixeira, E. Didier e F. R. Torres (2020). “Numerical analysis of the influence of air compressibility effects on an oscillating water column wave energy converter chamber”. Em: *Renewable Energy* 153, pp. 1183–1193. DOI: [10.1016/j.renene.2020.02.080](https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.02.080).
- Good, I. J. (1958). “The Interaction Algorithm and Practical Fourier Analysis”. Em: *Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Methodological)* 20.2, pp. 361–372. DOI: [10.1111/j.2517-6161.1958.tb00300.x](https://doi.org/10.1111/j.2517-6161.1958.tb00300.x).
- Good, I. J. (1960). “The Interaction Algorithm and Practical Fourier Analysis: An Addendum”. Em: *Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Methodological)* 22.2, pp. 372–375. DOI: [10.1111/j.2517-6161.1960.tb00384.x](https://doi.org/10.1111/j.2517-6161.1960.tb00384.x).
- Gunn, K. e C. Stock-Williams (2012). “Quantifying the global wave power resource”. Em: *Renewable Energy* 44, pp. 296–304. DOI: [10.1016/j.renene.2012.01.101](https://doi.org/10.1016/j.renene.2012.01.101).
- Gurnari, L., P. G. F. Filianoti, M. Torresi e S. M. Camporeale (2020). “The Wave-to-Wire Energy Conversion Process for a Fixed U-OWC Device”. Em: *Energies* 13.1, p. 283. DOI: [10.3390/en13010283](https://doi.org/10.3390/en13010283).
- Hasselmann, S., K. Hasselmann, E. Bauer, P. A. E. M. Janssen, G. J. Komen, L. Bertotti, P. Lionello, A. Guillaume, V. C. Cardone, J. A. Greenwood, M. Reistad, L. Zambresky e J. A. Ewing (1988). “The WAM Model—A Third Generation Ocean Wave Prediction Model”. Em: *Journal of Physical Oceanography* 18.12, pp. 1775–1810. DOI: [10.1175/1520-0485\(1988\)018<1775:TWMTGO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1988)018<1775:TWMTGO>2.0.CO;2). URL: <https://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/1520-0485%281988%29018%3C1775%3ATWMTGO%3E2.0.CO%3B2>.
- Heath, T. (2000). “The Development and Installation of the Limpet Wave Energy Converter”. Em: *World Renewable Energy Congress VI*. Ed. por A. Sayigh. Elsevier, pp. 1619–1622. DOI: [10.1016/b978-008043865-8/50334-2](https://doi.org/10.1016/b978-008043865-8/50334-2).
- Hirt, C. W. e B. D. Nichols (1981). “Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries”. Em: *Journal of Computational Physics* 39.1, pp. 201–225. DOI: [10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999181901455>.
- Holthuijsen, L. H. (2007). *Waves in Oceanic and Coastal Waters*. 1ª ed. Cambridge: Cambridge University Press, p. 387.
- Holthuijsen, L. H., N. Booji e I. J. G. Haagsma (1998). “Comparing 1st, 2nd and 3rd Generation Wave Modelling”. Em: *Proceedings of 26th Conference on Coastal Engineering*. Copenhagen: American Society of Civil Engineers, pp. 140–149. DOI: [10.1061/9780784404119](https://doi.org/10.1061/9780784404119).
- Howell, K. B. (2001). *Principles of Fourier Analysis*. 1ª ed. Boca Raton: Chapman & Hall, p. 769.
- Hübner, R. G., P. H. Oleinik, M. d. N. Gomes, E. D. dos Santos, B. N. Machado e L. A. Isoldi (2018). “Estudo de Comparação Numérica entre a Incidência de uma Onda Realística e de uma Onda Regular em um Dispositivo de Galgamento”. Em: *Anais do 8º MCSul / VIII SEMENGO*. Rio Grande, pp. 2548–2562.

- Hübner, R. G., P. H. Oleinik, W. C. Marques, M. d. N. Gomes, E. D. dos Santos, B. N. Machado e L. A. Isoldi (2019). “Numerical Study Comparing the Incidence Influence Between Realistic Wave and Regular Wave over an Overtopping Device”. Em: *Thermal Engineering* 18 (1), pp. 43–49.
- IBGE (2020). *Brasil | Rio Grande do Sul | Rio Grande*. Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística. URL: <https://cidades.ibge.gov.br/brasil/rs/rio-grande/panorama> (acesso em 30/11/2020).
- Issa, R. (1986). “Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting”. Em: *Journal of Computational Physics* 62.1, pp. 40–65. DOI: [10.1016/0021-9991\(86\)90099-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(86)90099-9).
- Johnson, R. S. (1997). *A Modern Introduction to the Mathematical Theory of Water Waves*. 1ª ed. Newcastle upon Tyne: Cambridge University Press, p. 445.
- Joule III, N. N. E. P. (1998). *European Wave Energy Pilot Plant on the Island of Pico, Azores, Portugal. Phase two: Equipment*. Rel. técn. The European Commission. 32 p. URL: [https://cordis.europa.eu/docs/publications/4769/47698021-6\\_en.pdf](https://cordis.europa.eu/docs/publications/4769/47698021-6_en.pdf).
- Kinsman, B. (1965). *Wind Waves: Their Generation and Propagation on the Ocean Surface*. 2ª ed. New York: Dover Publications, Inc., p. 676.
- Knop, R. E. (1969). “Remark on algorithm 334 [G5]: normal random deviates”. Em: *Communications of the ACM* 12.5, p. 281. DOI: [10.1145/362946.362996](https://doi.org/10.1145/362946.362996). URL: <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=362946.362996>.
- Kraaiennest (2012). *Water wave theories*. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Water\\_wave\\_theories.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Water_wave_theories.svg) (acesso em 15/04/2019).
- Krogstad, H. E. e S. F. Barstow (1999). “Satellite wave measurements for coastal engineering applications”. Em: *Coastal Engineering* 37, pp. 283–307.
- Kuznetsov, N., V. Maz’ya e B. Vainberg (2002). *Linear Water Waves: A Mathematical Approach*. 1ª ed. Cambridge: Cambridge University Press, p. 513.
- Letzow, M., F. V. Levien, R. D. P. Pons, M. d. N. Gomes, J. A. Souza, L. A. O. Rocha, L. A. Isoldi e E. D. dos Santos (2017). “Avaliação geométrica da câmara de um dispositivo de conversão de energia das ondas do tipo OWC para diferentes comprimentos da borda frontal”. Em: *Revista Brasileira de Energias Renováveis* 6.3. DOI: [10.5380/rber.v6i3.52992](https://doi.org/10.5380/rber.v6i3.52992). URL: <http://revistas.ufpr.br/rber/article/view/52992>.
- Lin, Y., J. Bao, H. Liu, W. Li, L. Tu e D. Zhang (2015). “Review of hydraulic transmission technologies for wave power generation”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 50, pp. 194–203. DOI: [10.1016/j.rser.2015.04.141](https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.04.141). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032115004116>.
- Lisboa, R. d. C., P. R. d. F. Teixeira e E. Didier (2017). “Regular and Irregular Wave Propagation Analysis in a Flume with Numerical Beach Using a Navier-Stokes Based Model”. Em: *Defect and Diffusion Forum* 372, pp. 81–90. DOI: [10.4028/www.scientific.net/DDF.372.81](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/DDF.372.81).
- Longuet-Higgins, M. S. (1952). “On the Statistical Distribution of the Heights of Sea Waves”. Em: *Journal of Marine Research* XI.3, pp. 245–266.

- López, I., J. Andreu, S. Ceballos, I. M. de Alegría e I. Kortabarria (2013). “Review of wave energy technologies and the necessary power-equipment”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 27, pp. 413–434. DOI: [10.1016/j.rser.2013.07.009](https://doi.org/10.1016/j.rser.2013.07.009). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032113004541>.
- Lorenzini, G., M. F. E. Lara, L. A. O. Rocha, M. d. N. Gomes, E. D. dos Santos e L. A. Isoldi (2015). “Constructal Design applied to the study of the geometry and submergence of an Oscillating Water Column”. Em: *International Journal of Heat and Technology* 33.2, pp. 31–38. DOI: [10.18280/ijht.330205](https://doi.org/10.18280/ijht.330205). URL: [http://iicta.org/sites/default/files/Journals/IJHT/33.2\\_05.pdf](http://iicta.org/sites/default/files/Journals/IJHT/33.2_05.pdf).
- Luo, Y., Z. Wang, G. Peng, Y. Xiao, L. Zhai, X. Liu e Q. Zhang (2014). “Numerical simulation of a heave-only floating OWC (oscillating water column) device”. Em: *Energy* 76, pp. 799–806. DOI: [10.1016/j.energy.2014.08.079](https://doi.org/10.1016/j.energy.2014.08.079).
- Machado, B. N., E. V. Kisner, M. d. S. Paiva, M. d. N. Gomes, L. A. O. Rocha, W. C. Marques, E. D. dos Santos e L. A. Isoldi (2017). “Numerical Generation of Regular Waves Using Discrete Analytical Data as Boundary Condition of Prescribed Velocity”. Em: *Proceedings of the XXXVIII Iberian Latin American Congress on Computational Methods in Engineering*. ABMEC Brazilian Association of Computational Methods in Engineering. DOI: [10.20906/cps/cilamce2017-0816](https://doi.org/10.20906/cps/cilamce2017-0816).
- Machado, B. N., P. H. Oleinik, E. d. P. Kirinus, E. D. dos Santos, L. A. O. Rocha, M. d. N. Gomes, J. M. Paixão Conde, W. C. Marques e L. A. Isoldi (2021). “WaveMIMO Methodology: Numerical Wave Generation of a Realistic Sea State”. Em: *IET Research Journals*. em submissão.
- Mader, C. L. (2005). *Numerical Modeling of Water Waves*. 2ª ed. Boca Raton: Taylor & Francis, p. 231.
- Magagna, D. e A. Uihlein (2015). “Ocean energy development in Europe: Current status and future perspectives”. Em: *International Journal of Marine Energy* 11, pp. 84–104. DOI: [10.1016/j.ijome.2015.05.001](https://doi.org/10.1016/j.ijome.2015.05.001). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2214166915000181>.
- Mahnamfar, F. e A. Altunkaynak (2017). “Comparison of numerical and experimental analyses for optimizing the geometry of OWC systems”. Em: *Ocean Engineering* 130, pp. 10–24. DOI: [10.1016/j.oceaneng.2016.11.054](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2016.11.054). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0029801816305583>.
- Mahnamfar, F., A. Altunkaynak e Y. Abdollahzadehmoradi (2019). “Comparison of Experimental and Numerical Model Results of Oscillating Water Column System Under Regular Wave Conditions”. Em: *Iranian Journal of Science and Technology* 44.1, pp. 299–315. DOI: [10.1007/s40996-019-00259-x](https://doi.org/10.1007/s40996-019-00259-x).
- Maor, E. (1998). *Trigonometric Delights*. 7ª ed. Princeton University Press. 236 p.
- Marina Solutions (2020). *POWERPIER - innovasjon og utvikling*. Marina Solutions. URL: <https://marinasolutions.no/nyheter/2020/powerpier-innovasjon-og-utvikling> (acesso em 05/12/2020).
- Martins, J. C., M. M. Goulart, M. d. N. Gomes, J. A. Souza, L. A. O. Rocha, L. A. Isoldi e E. D. dos Santos (2017). “Análise Numérica de um Dispositivo de Gal-



- gamento Onshore Comparando a Influência de uma Onda Monocromática e de um Espectro de Ondas”. Em: *Revista Brasileira de Energias Renováveis* 6.3. DOI: [10.5380/rber.v6i3.52993](https://doi.org/10.5380/rber.v6i3.52993).
- Martins, J. C., M. M. Goulart, M. d. N. Gomes, J. A. Souza, L. A. O. Rocha, L. A. Isoldi e E. D. dos Santos (2018). “Geometric evaluation of the main operational principle of an overtopping wave energy converter by means of Constructal Design”. Em: *Renewable Energy* 118, pp. 727–741. DOI: [10.1016/j.renene.2017.11.061](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.11.061).
- le Méhauté, B. (1976). *An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves*. 1ª ed. New York: Springer-Verlag, p. 323. DOI: [10.1007/978-3-642-85567-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-85567-2).
- Mendonça, A., J. Dias, E. Didier, C. Fortes, M. Neves, M. Reis, J. Conde, P. Poseiro e P. Teixeira (2018). “An integrated tool for modelling oscillating water column (OWC) wave energy converters (WEC) in vertical breakwaters”. Em: *Journal of Hydro-environment Research* 19, pp. 198–213. DOI: [10.1016/j.jher.2017.10.007](https://doi.org/10.1016/j.jher.2017.10.007).
- Millar, D. L., H. C. Smith e D. Reeve (2007). “Modelling analysis of the sensitivity of shoreline change to a wave farm”. Em: *Ocean Engineering* 34.5-6, pp. 884–901. DOI: [10.1016/j.oceaneng.2005.12.014](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2005.12.014). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0029801806001272>.
- Mørk, G., S. F. Barstow, A. Kabuth e M. T. Pontes (2010). “Assessing the Global Wave Energy Potential”. Em: *Proceedings of OMAE2010*. Shangai: American Society of Mechanical Engineers.
- Mustapa, M., O. Yaakob, Y. M. Ahmed, C.-K. Rheem, K. Koh e F. A. Adnan (2017). “Wave energy device and breakwater integration: A review”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 77, pp. 43–58. DOI: [10.1016/j.rser.2017.03.110](https://doi.org/10.1016/j.rser.2017.03.110). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032117304409>.
- Newton, I. (1687). *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*. London.
- Ning, D., R. Wang, Y. Gou, M. Zhao e B. Teng (2016). “Numerical and experimental investigation of wave dynamics on a land-fixed OWC device”. Em: *Energy* 115, pp. 326–337. DOI: [10.1016/j.energy.2016.09.001](https://doi.org/10.1016/j.energy.2016.09.001). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360544216312324>.
- Noh, W. F. e P. Woodward (1976). “SLIC (Simple Line Interface Calculation)”. Em: *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28 – July 2, 1976 Twente University, Enschede*. Springer Berlin Heidelberg, pp. 330–340. DOI: [10.1007/3-540-08004-x\\_336](https://doi.org/10.1007/3-540-08004-x_336). URL: [https://link.springer.com/chapter/10.1007%2F3-540-08004-X\\_336](https://link.springer.com/chapter/10.1007%2F3-540-08004-X_336).
- Ogai, S., S. Umeda e H. Ishida (2010). “An experimental study of compressed air generation using a pendulum wave energy converter”. Em: *Journal of Hydrodynamics, Ser. B* 22.5, pp. 290–295. DOI: [10.1016/S1001-6058\(09\)60209-2](https://doi.org/10.1016/S1001-6058(09)60209-2). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1001605809602092>.
- Oleinik, P. H. (2020). *O programa SPEC2WAVE. Manual do usuário*. Versão 1.0.3. 23 p. URL: <https://gist.github.com/PhelypeOleinik/6dc87900dbde73ad33575b9d333e1f35/raw/spec2wave.pdf>.

- Oleinik, P. H., W. C. Marques e E. d. P. Kirinus (2017a). “Estimate of the Wave Climate on the Most Energetic Locations of the South-Southeastern Brazilian Shelf”. Em: *Defect and Diffusion Forum* 370, pp. 130–140. DOI: [10.4028/www.scientific.net/DDF.370.130](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/DDF.370.130). URL: <http://www.scientific.net/DDF.370.130>.
- Oleinik, P. H., W. C. Marques e E. d. P. Kirinus (2017b). “Evaluation of the Seasonal Pattern of Wind-Driven Waves on the South-Southeastern Brazilian Shelf”. Em: *Defect and Diffusion Forum* 370, pp. 141–151. DOI: [10.4028/www.scientific.net/DDF.370.141](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/DDF.370.141). URL: <http://www.scientific.net/DDF.370.141>.
- Oleinik, P. H., T. B. Trombetta, R. C. Guimarães, E. de Paula Kirinus e W. C. Marques (2019). “Comparative study of the influence of a wave energy converter site on the wave field of Laguna, SC, Brazil”. Em: *Sustainable Energy Technologies and Assessments* 31, pp. 262–272. DOI: [10.1016/j.seta.2018.12.023](https://doi.org/10.1016/j.seta.2018.12.023).
- de Oliveira, S. S., P. H. Oleinik, M. d. N. Gomes, E. D. dos Santos, J. A. Souza, L. A. O. Rocha, W. C. Marques e L. A. Isoldi (2017). “Modelagem computacional de um conversor de energia das ondas em energia elétrica do tipo Coluna de Água Oscilante (CAO) considerando dados de estado do mar”. Em: *Scientia Plena* 13.4. DOI: [10.14808/sci.plena.2017.049915](https://doi.org/10.14808/sci.plena.2017.049915). URL: <https://www scientiaplena.org.br/sp/article/view/3708>.
- Ozkop, E. e I. H. Altas (2017). “Control, power and electrical components in wave energy conversion systems: A review of the technologies”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 67, pp. 106–115. DOI: [10.1016/j.rser.2016.09.012](https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.09.012). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032116305044>.
- Paixão Conde, J. M., P. T. S. Roberto e J. E. M. Conceição Fortes (2015). “Wave Propagation on a Flume: Numerical Simulation”. Em: *Revista de Engenharia Térmica* 14.1, pp. 95–102. DOI: [10.5380/reterm.v14i1.62120](https://doi.org/10.5380/reterm.v14i1.62120).
- Park, J.-C., M.-H. Kim e H. Miyata (1999). “Fully non-linear free-surface simulations by a 3D viscous numerical wave tank”. Em: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 29.6, pp. 685–703. DOI: [10.1002/\(sici\)1097-0363\(19990330\)29:6<685::aid-fl807>3.0.co;2-d](https://doi.org/10.1002/(sici)1097-0363(19990330)29:6<685::aid-fl807>3.0.co;2-d). URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/%28SICI%291097-0363%2819990330%2929%3A6%3C685%3A%3AAID-FLD807%3E3.0.CO%3B2-D>.
- Penalba, M., G. Giorgi e J. V. Ringwood (2017). “Mathematical modelling of wave energy converters: A review of nonlinear approaches”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 78, pp. 1188–1207. DOI: [10.1016/j.rser.2016.11.137](https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.11.137). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032116308784>.
- Pierson Jr., W. J. e L. Moskowitz (1963). *A proposed spectral form for Fully Developed Wind Seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii*. Rel. técn. New York: School of Engineering e Science, p. 26.
- Plamer, C. B., Y. T. B. de Lima, L. A. Isoldi, E. D. dos Santos, L. A. O. Rocha e M. d. N. Gomes (2017). “Modelagem computacional e método Constructal Design aplicados a um conversor de energia das ondas do mar do tipo Coluna de Água Oscilante (CAO) analisando a influência em seu desempenho da variação da razão entre o volume de entrada e o volume total da câmara hidropneumática”. Em:

- Revista Brasileira de Energias Renováveis* 6.3. DOI: [10.5380/rber.v6i3.52995](https://doi.org/10.5380/rber.v6i3.52995). URL: <http://revistas.ufpr.br/rber/article/view/52995>.
- Prestini, E. (2004). *The Evolution of Applied Harmonic Analysis: Models of the Real World*. New York: Birkhäuser Boston, p. 351.
- Rameliarison, V., D. Astruc e G. Chapalain (2020). “Navier-Stokes Modelling of Fluid Flow and Related Sediment Transport in the Near Field of an Oscillating Water Column Wave Energy Converter”. Em: *Estuaries and Coastal Zones in Times of Global Change*. Ed. por K. Nguyen, S. Guillou, P. Gourbesville e T. J. Springer Water. Springer Singapore, pp. 161–176. DOI: [10.1007/978-981-15-2081-5\\_11](https://doi.org/10.1007/978-981-15-2081-5_11).
- Reguero, B. G., I. J. Losada e F. J. Méndez (2015). “A global wave power resource and its seasonal, interannual and long-term variability”. Em: *Applied Energy* 148, pp. 366–380. DOI: [10.1016/j.apenergy.2015.03.114](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2015.03.114).
- Rezanejad, K., J. Bhattacharjee e C. G. Soares (2013). “Stepped sea bottom effects on the efficiency of nearshore oscillating water column device”. Em: *Ocean Engineering* 70, pp. 25–38. DOI: [10.1016/j.oceaneng.2013.05.029](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2013.05.029).
- Rienecker, M. M. e J. D. Fenton (1981). “A Fourier approximation method for steady water waves”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 104, p. 119. DOI: [10.1017/S0022112081002851](https://doi.org/10.1017/S0022112081002851). URL: [http://www.journals.cambridge.org/abstract%7B%5C\\_%7DS0022112081002851](http://www.journals.cambridge.org/abstract%7B%5C_%7DS0022112081002851).
- Rusu, L. e F. Onca (2017). “The performance of some state-of-the-art wave energy converters in locations with the worldwide highest wave power”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 75, pp. 1348–1362. DOI: [10.1016/j.rser.2016.11.123](https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.11.123). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032116308838>.
- dos Santos, E. D., B. N. Machado, N. Lopes, J. A. Souza, P. R. d. F. Teixeira, M. d. N. Gomes, L. A. Isoldi e L. A. O. Rocha (2013). “Constructal Law and the Unifying Principle of Design”. Em: *Constructal Law and the Unifying Principle of Design*. Understanding Complex Systems. New York, NY: Springer New York. Cap. 16, pp. 275–294. DOI: [10.1007/978-1-4614-5049-8](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5049-8). URL: <http://link.springer.com/10.1007/978-1-4614-5049-8>.
- Schönborn, A. (2017). “A harmonic pressure differential wave energy converter”. Em: *International Journal of Marine Energy* 19, pp. 47–54. DOI: [10.1016/j.ijome.2017.05.006](https://doi.org/10.1016/j.ijome.2017.05.006). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2214166917300498>.
- Shahbazitabar, M. e H. Abdi (2018). “A novel priority-based stochastic unit commitment considering renewable energy sources and parking lot cooperation”. Em: *Energy* 161, pp. 308–324. DOI: [10.1016/j.energy.2018.07.025](https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.07.025).
- Shakespeare, C. J. e J. R. Taylor (2016). “Spontaneous Wave Generation at Strongly Strained Density Fronts”. Em: *Journal of Physical Oceanography* 46.7, pp. 2063–2081. DOI: [10.1175/JPO-D-15-0043.1](https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0043.1). URL: <http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/JPO-D-15-0043.1>.
- Silverthorne, K. E. e M. Folley (2011). “A New Numerical Representation of Wave Energy Converters in a Spectral Wave Model”. Em: *9th European Wave and Tidal Energy Conference*. Southampton.



- Simonetti, I., L. Cappiotti, H. Elsafti e H. Oumeraci (2017). “Optimization of the geometry and the turbine induced damping for fixed detached and asymmetric OWC devices: A numerical study”. Em: *Energy* 139, pp. 1197–1209. DOI: [10.1016/j.energy.2017.08.033](https://doi.org/10.1016/j.energy.2017.08.033). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360544217314111>.
- Singh, U., N. Abdussamie e J. Hore (2020). “Hydrodynamic performance of a floating offshore OWC wave energy converter: An experimental study”. Em: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 117, p. 109501. DOI: [10.1016/j.rser.2019.109501](https://doi.org/10.1016/j.rser.2019.109501).
- Smith, H. C., C. Pearce e D. L. Millar (2012). “Further analysis of change in nearshore wave climate due to an offshore wave farm: An enhanced case study for the Wave Hub site”. Em: *Renewable Energy* 40.1, pp. 51–64. DOI: [10.1016/j.renene.2011.09.003](https://doi.org/10.1016/j.renene.2011.09.003). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0960148111005210>.
- Stoker, J. J. (1957). *Water Waves: The Mathematical Theory with Applications*. 1ª ed. New York: Interscience Publishers, p. 567.
- Tavares, G. P. (2019). “Estudo Numérico Comparativo da Potência Disponível entre Ondas Regulares e Irregulares — Estudo de Caso de um Dispositivo de Conversão de Energia CAO na Costa de Rio Grande – RS”. Trabalho de Conclusão de Curso. Universidade Federal do Rio Grande. 68 p.
- Tessendorf, J. (2004). “Simulating Ocean Water”. Em: *Lecture notes of SIGGRAPH*.
- The GFortran team (2017). *Using GNU FORTRAN*. 5.1.0. Free Software Foundation, p. 287. URL: [gcc.gnu.org/onlinedocs/gcc-5.1.0/gfortran.pdf](http://gcc.gnu.org/onlinedocs/gcc-5.1.0/gfortran.pdf).
- Versteeg, H. K. e W. Malalasekera (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method*. 2ª ed. Prentice Hall.
- Vyzikas, T., S. Deshoulières, M. Barton, O. Giroux, D. Greaves e D. Simmonds (2017). “Experimental investigation of different geometries of fixed oscillating water column devices”. Em: *Renewable Energy* 104, pp. 248–258. DOI: [10.1016/j.renene.2016.11.061](https://doi.org/10.1016/j.renene.2016.11.061). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S096014811631045X>.
- Wei, Y., J. Barradas-Berglind, M. van Rooij, W. Prins, B. Jayawardhana e A. Vakis (2017). “Investigating the adaptability of the multi-pump multi-piston power take-off system for a novel wave energy converter”. Em: *Renewable Energy* 111, pp. 598–610. DOI: [10.1016/j.renene.2017.04.042](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.04.042). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S096014811730349X>.
- Wessel, P. e W. H. F. Smith (1996). “A Global Self-consistent, Hierarchical, High-resolution Geography Database”. Em: *Journal of Geophysical Research* 101.B4, pp. 8741–8743.
- Wilberforce, T., Z. E. Hassan, A. Durrant, J. Thompson, B. Soudan e A. Olabi (2019). “Overview of ocean power technology”. Em: *Energy* 175, pp. 165–181. DOI: [10.1016/j.energy.2019.03.068](https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.03.068).
- Yurchenko, D. e P. Alevras (2018). “Parametric pendulum based wave energy converter”. Em: *Mechanical Systems and Signal Processing* 99, pp. 504–515. DOI: [10.1016/j.ymssp.2017.06.026](https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2017.06.026). URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0888327017303382>.