

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA AMBIENTAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL**

FÁBIO PAVAN PICCOLI

**ESTUDO NUMÉRICO DE ONDAS
MONOCROMÁTICAS EM DUAS PRAIAS E
SOBRE UM RECIFE ARTIFICIAL
MULTIFUNCIONAL NA BAÍA DO
ESPÍRITO SANTO, VITÓRIA, ES**

VITÓRIA

2008

FÁBIO PAVAN PICCOLI

**ESTUDO NUMÉRICO DE ONDAS
MONOCROMÁTICAS EM DUAS PRAIAS E
SOBRE UM RECIFE ARTIFICIAL
MULTIFUNCIONAL NA BAÍA DO
ESPÍRITO SANTO, VITÓRIA, ES**

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, da Universidade Federal do Espírito Santo, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Ambiental.

Área de Concentração: *Recursos Hídricos*

Orientador: Prof. Dr. Julio Tomás Aquije Chacaltana

VITÓRIA

2008

Dados Internacionais de Catalogação-na-publicação (CIP)
(Biblioteca Central da Universidade Federal do Espírito Santo, ES, Brasil)

P591e Piccoli, Fábio Pavan, 1981-
Estudo numérico de ondas monocromáticas em duas praias e sobre um recife artificial multifuncional na Baía do Espírito Santo, Vitória, ES / Fábio Pavan Piccoli. – 2008.
150 f. : il.

Orientador: Julio Tomás Aquije Chacaltana.
Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Espírito Santo, Centro Tecnológico.

1. Costa - Erosão. 2. Ondas gravitacionais. 3. Ondas oceânicas. 4. Modelos matemáticos. 5. Recifes artificiais. I. Chacaltana, Julio Tomás Aquije. II. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico. III. Título.

CDU: 628



UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL

**“Estudo numérico de ondas monocromáticas em duas
praias e sobre um recife artificial multifuncional na
Baía do Espírito Santo, Vitória, ES”**

FÁBIO PAVAN PICOLLI

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Julio Tomás Quije Chacaltana
Orientador – DEA/CT/UFES

Prof. Dr. Arno Maschmann de Oliveira
Examinador Interno – DEA/CT/UFES

Prof. Dr. Roger Matsumoto Moreira
Examinador Externo - UFF

Prof. Dr. Maxsuel Marcos Rocha Pereira
Examinador Convidado – PPGEA/CT/UFES

Coordenador do PPGEA: Prof. Dr. Julio Tomás Quije Chacaltana

UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
Vitória, ES, 27 de agosto de 2008.

Agradecimentos

Agradeço ao Dr. Julio Tomás Aquije Chacaltana que me orientou, apoiou e ofereceu disponibilidade para a realização deste trabalho.

Agradeço a FAPES pela disponibilidade de recursos ao Laboratório de Simulação de Escoamento com Superfície Livre, sendo de grande importância para a realização da pesquisa.

Aos companheiros e amigos do Laboratório de Simulação de Escoamento com Superfície Livre (LABESUL), Gregório, Renata, Prússia, Larissa, Gabriel, Sebastião, André, Lorena, Henery, Felipe, Alice, Kissyane, pela grande paciência devido o uso dos computadores.

Aos amigos de sempre, Ricardo, Jefferson, Silvio, Marcelo e Marcelo Mappa, por ajudar a aliviar o stress nas noites dos finais de semana.

A minha mãe (Danuza), minhas irmãs (Bianca e Fabiana) e sobrinhas (Leda, Larissa, Pietra e Isabela) que me deram muito apoio para a realização deste trabalho.

RESUMO

Ondas propagando-se em direção à costa sofrem importantes transformações, que são de fundamental importância para o entendimento das mudanças da linha de costa e dos processos que ocorrem nas proximidades da linha de costa. Os modelos numéricos são instrumentos utilizados por engenheiros e oceanógrafos como um método de estudos desses processos dentro de uma pequena margem de erro. Neste trabalho de pesquisa são realizadas simulações numéricas para avaliar dois tipos de interação onda-corpo. No primeiro caso foram consideradas ondas monocromáticas incidentes interagindo com uma região costeira complexa e no segundo caso ondas interagindo com um recife artificial multifuncional. A região costeira escolhida é a Curva da Jurema e o recife artificial multifuncional é colocado em um trecho da praia de Camburi, ambas as regiões estão localizadas na Baía do Espírito Santo e vêm sofrendo processos de erosão. As simulações foram realizadas usando o modelo numérico FUNWAVE 2.0, fundamentado nas equações do tipo Boussinesq de Wei et al. (1995). A grade computacional não-uniforme utilizada tem comprimento típico de 5m para a região da Curva da Jurema e de 1m para a região do Recife Artificial. Na região da Curva da Jurema os resultados de simulações de ondas incidentes do quadrante de Nordeste e de Sudeste mostraram que as amplitudes das ondas são quase que totalmente dissipadas dentro do embaixamento e se aproxima de zero junto à praia. Os processos de refração, de difração e de reflexão da onda incidente com a profundidade e os contornos da costa são evidenciados, no campo de onda, e estes podem ser responsáveis pelo aparecimento de um super-harmônico no espectro de onda proveniente de Sudeste. Em um trecho de praia de Camburi, onde foi colocado o recife artificial, as ondas de Nordeste e de Sudeste incidem perpendicularmente a praia. Sem o recife, o comportamento das ondas neste domínio se mostrou influenciado pelos gradientes batimétricos, gerando fluxos de retorno e grande concentração de energia próxima à linha de costa. Com instalação do recife artificial multifuncional verificou-se uma diminuição da intensidade de energia de onda na linha de costa. O recife foi projetado com uma declividade e ângulos internos propícios para geração de ondas surfáveis. Os resultados das simulações realizadas com a inclusão do recife mostraram que as ondas que se propagam sobre recife são intensificadas em altura até quebrarem, a uma distância de aproximadamente 200m da linha de costa. Ao quebrarem, as ondas se propagam em direção a linha de costa com uma energia menor que aquela sem o recife. Assim, os resultados das simulações numéricas realizadas com o modelo de ondas FUNWAVE mostraram que o modelo é capaz de reproduzir os principais processos que ocorrem em regiões costeiras podendo ser usado como ferramenta para o gerenciamento costeiro.

Palavras-chave: Equações de Boussinesq, Erosão Costeira, Modelagem Numérica, Recifes Artificiais Multifuncionais.

ABSTRACT

Water waves propagating in direction to the coast suffer important deformations, which are important for several processes occurring on the nearshore. Numerical models are used for engineers and oceanographers as tools for study those coastal processes with a small range of error. The interaction of water waves with a body is investigated in this work. Numerical simulations are realized for two cases. In the first case, monochromatic incident waves interact with a complex coastal area and in the second case waves interact with a multifunctional artificial reef. The chosen coastal area is the “Curva da Jurema” and the artificial reef is put near the Camburi's beach, both regions are suffering erosion processes and they are located in Espírito Santo Bay. The numerical simulations are run by using the numeric model FUNWAVE 2.0, based on the Boussinesq-type equations by Wei et al. (1995). The non-uniform computation grid used has typical length from 5m to Curva da Jurema and 1m to the Artificial Reef. In the region of the Curva da Jurema the results of simulation of the incident waves of the Northeast and Southeast quadrant had shown that the waves amplitude are almost that totally dissipated inside of the embayment and it approaches zero close to the beach. The refraction, diffraction and reflection processes of the incident wave with the depth and the coastal boundaries are evidenced, in field wave, and these processes can be responsible for the appearance of a super-harmonic on the wave spectrum proceeding from Southeast. In the section of Camburi's beach, in which Multifunctional Artificial Reef was placed, the Northeast and Southeast waves reach perpendicularly the beach. Without the reef, the behavior of the waves in this domain if showed influenced for the gradients bathymetric, generating of rip currents and great concentration of energy near to the shoreline. With the installation of the multifunctional artificial reef a reduction of the intensity of energy of wave in the shoreline was verified. The reef was projected with slope and internal angles favorable for generation of surfing waves. The simulations results accomplished with the inclusion of the reef showed that the waves that had propagated on reef are intensified in height until breaking, approximately to a distance of 200m of the shoreline, and propagating towards the shoreline with a smaller energy than that without the reef. Thus, numeric simulations results run with the wave's model FUNWAVE showed that the model is capable to reproduce the main processes that happen in coastal areas and it can be using as tool for the coastal management.

Keywords: Boussinesq Equation, Coastal Erosion, Numerical Modeling, Multifunctional Artificial Reefs.

Sumário

CAPÍTULO 1	13
1. INTRODUÇÃO	13
1.1. Objetivos.....	15
CAPÍTULO 2	16
2. TEORIA DE ONDA	16
2.1. Teoria Linear de Ondas	16
2.2. Teoria não-linear de ondas	19
2.3. Transformações não-lineares das ondas	20
2.3.1. Refração.....	21
2.3.2. Difração	21
2.3.3. Empinamento, fricção com o fundo	22
2.4. Quebra de Ondas	23
2.4.1. Conceitos básicos	23
2.4.2. Zonação Hidrodinâmica	24
2.4.3. Efeitos da Quebra das Ondas na Região Costeira.	25
2.4.4. Alteração da Linha de Costa.....	26
2.4.5. Tipos de Quebras de onda	28
2.5. Revisão de Recifes Artificiais Multifuncionais.....	30
CAPÍTULO 3	36
3. FORMULAÇÕES DO TIPO BOUSSINESQ	36
3.1. Equações de Boussinesq – Formulação Matemática.....	39
3.1.1. Equações do Tipo Boussinesq Totalmente não-lineares de Wei et al. (1995) .	40
3.1.2. Equações do Tipo Boussinesq estendidas por Kennedy et al. (2001)	41
3.1.3. Equações de Boussinesq com vorticidade vertical derivadas por Che net al. (2000)	43
3.1.4. Equações de Boussinesq de 4ª ordem de Gobbi et al. (2000).....	44
3.1.5. Equações de Boussinesq Desenvolvidas em Coordenadas Curvilíneas por Shi et al. (2001).....	51
3.1.6. Condição de contorno na linha de costa	62
3.1.7. Teoria do Gerador de Ondas.....	65
CAPÍTULO 4	70
4. MODELO DE ONDAS TOTALMENTE NÃO-LINEAR DO TIPO BOUSSINESQ (FUNWAVE – Fully nonlinear Boussinesq Wave Model)	70
CAPÍTULO 5	81
5. ÁREA DE ESTUDO	81
CAPÍTULO 6	86
6. CONDIÇÕES INICIAIS DE SIMULAÇÕES	86
6.1. Domínios de Estudo	86
6.1.1. Curva da Jurema	87
6.1.2. Praia de Camburi.....	88
6.1.3. Recife Artificial Multifuncional na Praia de Camburi	89
CAPÍTULO 7	91
7. RESULTADOS E DISCUSSÃO	91
7.1. Curva da Jurema	91
7.1.1. Simulação de ondas do Quadrante Sudeste.....	91

7.1.2.	Simulação de ondas do Quadrante Nordeste	97
7.2.	Praia de Camburi	104
7.3.	Recife Artificial Multifuncional	119
	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	132
8.	Conclusões	132
9.	Recomendações	134
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	135
	APÊNDICE A	141
	APÊNDICE B.....	144
	APÊNDICE C	147

Lista de Figuras

- Figura 1:** Parâmetros de ondas. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui. _____ 18
- Figura 2:** Comparação de Formas de ondas. Fonte: Pond e Pickard (1989), adaptado aqui. 20
- Figura 3:** Figura mostrando refração de ondas. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui. ____ 21
- Figura 4:** Figura de Difração das ondas propagando em direção de uma estrutura. Fonte: Hoult (2004). _____ 22
- Figura 5:** Empinamento e quebra da onda devido a influencia do fundo marinho. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui. _____ 24
- Figura 6:** Principais processos devido a ação das ondas na região costeira. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui. _____ 25
- Figura 7:** Corrente Longitudinal ou Deriva Longitudnal. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui. _____ 26
- Figura 8:** Correntes de retorno – Rosarita Beach, Baja Califórnia, México. Fonte: Peregrine (1998), adaptado aqui. _____ 26
- Figura 9:** Ação das ondas na zona de espraiamento da praia. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui. _____ 27
- Figura 10:** Tipos de quebras de ondas, de cima para baixo, deslizantes, mergulhantes, colapsantes e ascendentes. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui. _____ 29
- Figura 11:** Surfista realizando manobra denominada de “tubo” em uma onda mergulhante. Fonte: Mead e Black (2001). _____ 30
- Figura 12:** Estruturas construídas para a contenção de erosão na Praia de Marataíes – ES. Fonte: Jacqueline Albino 2004 e 2005, apud Pasolini (2005). _____ 31
- Figura 13:** Raio das cristas da sondas concentrando no recife artificial convencional. Fonte: Ettinger (2005), adaptado aqui. _____ 32
- Figura 14:** Ilustração mostrando o efeito da onda passando sobre um recife hipotético. ____ 33
- Figura 15:** Ilustração mostrando o ângulo *PEEL* de uma onda e dois instantes de tempo durante uma quebra. Fonte: Ranasinghe et al. (2001), adaptado aqui. _____ 33
- Figura 16:** Batimetria de um recife artificial de surfe convencional. As setas denotam as direções das correntes e sua magnitude, as finas linhas sólidas indicam os contornos de profundidade de 6m a 1,5m, as lindas tracejadas indicam a linha de quebra e a linha

sólida grossa indica a linha de quebra sem a presença das correntes. Fonte: Ettinger (2005).	34
Figura 17: Simulação mostrando as correntes atuando em um RAS com canal de retorno. Fonte: Ettinger (2005), adaptado aqui.	35
Figura 18: Domínio físico (x, y) e domínio imagem transformado (ξ_1, ξ_2) . Fonte: Shi <i>et al.</i> (2001).	52
Figura 19: Grade no domínio imagem (X – pontos η , O – pontos U e \square – pontos V). Fonte: Shi <i>et al.</i> (2001).	59
Figura 20: Condição de Contorno da Linha de Costa.	62
Figura 21: Interação superharmônicos (a) e Subharmônicos (ou <i>setdown</i>) (b) relativo à solução de Stokes para o problema totalmente dispersivo. A teoria original de Wei <i>et al.</i> (tracejado), a teoria de nível constante σ (pontilhado), teoria do movimento z_α otimizado (traço-ponto). Kennedy <i>et al.</i> , 2001.	71
Figura 22: Elevações da superfície livre e <i>runup</i> da linha de costa calculado (linhas tracejadas) e medidos (linhas sólidas) para um trem de ondas bicromáticas empinando em uma praia plana. Dados de laboratório e resultados reproduzidos por Kennedy <i>et al.</i> (2000).	72
Figura 23: Uma representação (a) da elevação da superfície livre calculada, (b) do campo de corrente adjacente e associado à vorticidade média, e (c) do campo de vorticidade instantânea em $t = 20s$, imediatamente após a iniciação da quebra de onda sobre a barra longitudinal. As linhas tracejadas indicam os contornos da geometria da barra longitudinal no laboratório. Che <i>et al.</i> (1999).	74
Figura 24: Representação (a) da elevação da superfície calculada, (b) do campo de corrente subjacente e (c) da vorticidade em (esquerda) $t = 100s$ e (direita) $t = 120s$, ilustrando o comportamento instável do jato da corrente de retorno. Che <i>et al.</i> (1999).	75
Figura 25: Comparação das velocidades médias transversais à costa calculadas (linhas sólidas) e medidas (círculos), resultante das médias temporais das velocidades na corrente de retorno instável ilustrada nas figuras anteriores. Che <i>et al.</i> (1999).	76
Figura 26: Esquema da elevação da superfície da onda no caso 13. Shi <i>et al.</i> (2001).	77
Figura 27: Comparações das alturas de ondas (caso 13. Círculos: dados, linhas sólidas: modelo). Shi <i>et al.</i> (2001).	78
Figura 28: Esquema da elevação da superfície (Caso 14). Shi <i>et al.</i> (2001).	79

Figura 29: Comparações das alturas de ondas (Caso 14. Círculos: dados, Linhas sólidas: modelo). Shi <i>et al.</i> (2001).	79
Figura 30: Comparações de <i>skewness</i> e assimetria (Caso 14). Shi <i>et al.</i> (2001).	80
Figura 31: Localização da Baía do Espírito Santo.	81
Figura 32: Imagem aérea da região de estudo, Curva da Jurema. Fonte: http://www.mar.mil.br/eames/Curiosidades.htm	82
Figura 33: Fotos da área de erosão da praia da Curva da Jurema. Fonte: Fábio Pavan Piccoli, 2007	83
Figura 34: Padrão de chegada das ondas na Baía do Espírito Santo, no qual as setas indicam o sentido e a direção do trem de ondas e as cores indicam a altura das ondas, sendo: a figura da direita o padrão de entrada de ondas de NE (45° a partir do N, 0°) e a figura esquerda, o padrão de chegada das ondas de S-SE (170° a partir do N, 0°). Fonte: modificado de Albino et al. (2001).	84
Figura 35: Distribuição das freqüências das alturas de ondas significativas nas proximidades do porto de Tubarão, Vitória (A). Distribuição das freqüências dos períodos nas proximidades do porto de Tubarão, Vitória, ES (B). Fonte: Adaptado de Albino (1999).	84
Figura 36: Figura da simulação do programa RefDif na Baía do Espírito Santo. A figura da direita consiste na entrada de ondas de sudeste, e da esquerda consiste na entrada de ondas de leste. Fonte: Soares e Chacaltana (2002).	85
Figura 37: Domínios para o estudo de ondas monocromáticas nas regiões da praia de Camburi (retângulo vermelho) e Curva da Jurema (retângulo azul).	87
Figura 38: Domínios para a simulação de ondas do quadrante Sudeste (a) e Nordeste (b).	88
Figura 39: Domínio para a simulação de ondas na Praia de Camburi.	89
Figura 40: Dimensões do Recife Artificial.	90
Figura 41: Localzação do Recife Artificial na Praia de Camburi.	90
Figura 42: Elevação da Superfície (m) na Região da Curva da Jurema. Simulação de ondas de sudeste com $T_s = 8s$ e $H_0 = 0,8m$	92
Figura 43: <i>Setup</i> e <i>Setdown</i> (cm) na Região da Curva da Jurema gerado por ondas de $T_s = 8s$ e $H_0 = 0,8m$.	92
Figura 44: Distribuição espacial da Altura significativa da onda gerada de altura de 0,8m e período de 8s.	93

Figura 45: Localização das estações amostrais de ondas no domínio de sudeste.	94
Figura 46: Espectro da energia de ondas de 8 segundos nas estações 8 (a), 17 (b), 18 (c), 19(d) e 20(e).	95
Figura 47: Elevação da Superfície (m) na Região da Curva da Jurema. Simulação de ondas de nordeste com $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$	98
Figura 48: Empinamento (esquerda) e Altura significativa em metros (direita) da onda na Curva da Jurema.	99
Figura 49: <i>Setup</i> e <i>Setdown</i> (cm) na Região da Curva da Jurema gerado por ondas de $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$	99
Figura 50: Campo de Velocidade em cm/s no interior da região da Curva na simulação de ondas com $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$.	100
Figura 51: Domínio mostrando as estações de registro de ondas.	101
Figura 52: Análise espectral nas estações 1-8.	102
Figura 53: Análise espectral nas estações 9-15.	103
Figura 54: Gráfico de componentes de velocidade (U,V e W) e de nível (z) para uma onda de $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$ no fundo (a), em profundidade média (b) e na superfície (c).	104
Figura 55: Localização das Estações de registro de ondas e dos perfis verticais no domínio de Camburi.	105
Figura 56: Elevação da Superfície (m) nas alturas de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior) para ondas do quadrante de Sudeste.	106
Figura 57: Elevação da Superfície (m) nas alturas de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior) para ondas do quadrante de Nordeste.	106
Figura 58: Zonas de quebra de onda das ondas de sudeste, indicadas pelos pontos vermelhos. Período de 8s (figura superior) e de 10s (figura inferior).	108
Figura 59: Zonas de quebra de onda das ondas de nordeste, indicadas pelos pontos vermelhos. Período de 8s (figura superior) e de 10s (figura inferior).	108
Figura 60: Gráfico do coeficiente de empinamento da onda para as simulações de sudeste de altura de 0,8m de períodos de 8s (superior) e 10s (inferior).	109
Figura 61: Gráfico do coeficiente de empinamento da onda para as simulações de nordeste de altura de 0,8m de períodos de 8s (superior) e 10s (inferior).	109
Figura 62: Gráfico de Altura significativa (m) com simulações sudeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e de 10s (inferior).	110

Figura 63: Gráfico de Altura significativa (m) com simulações de nordeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e de 10s (inferior). _____	110
Figura 64: Gráfico do <i>setup</i> (cm) ocasionado pelas ondas das simulações de sudeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior). _____	111
Figura 65: Gráfico do <i>setup</i> (cm) ocasionado pelas ondas das simulações de nordeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior). _____	111
Figura 66: Campo dos vetores de Velocidade (em cm/s) ao longo da costa para simulação de sudeste onda com período de 10s. A figura superior apresenta as magnitudes da corrente em cm/s e os restantes são os sub-setores da região. _____	112
Figura 67: Campo dos vetores de Velocidade ao longo da costa para simulação de Nordeste onda com período de 10s. A figura superior apresenta as magnitudes da corrente em cm/s e os restantes são os sub-setores da região. _____	113
Figura 68: Elevação da Superfície nas estações de 1 a 6 para ondas de sudeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda). _____	114
Figura 69: Elevação da Superfície nas estações de 7 a 15 para ondas de sudeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda). _____	115
Figura 70: Elevação da Superfície nas estações de 1 a 7 para ondas de nordeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda). _____	116
Figura 71: Elevação da Superfície nas estações de 8 a 15 para ondas de nordeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda). _____	117
Figura 72: Registro espectral das ondas de sudeste nos períodos de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda), nas estações 1 e 13. _____	118
Figura 73: Registro espectral das ondas de nordeste nos períodos de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda), nas estações 1 e 13. _____	119
Figura 74: Elevação da superfície (m) para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d). _____	120
Figura 75: Perfis da onda passando sobre o recife artificial com profundidade de 1m (gráfico superior), entre os recifes (grafico do meio) e no recife de profundidade de 0,85m (gráfico inferior). _____	121
Figura 76: Quebra da onda (manchas vermelhas) vs profundidade (m) e o ângulo peel (α) para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10	

segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d). _____	121
Figura 77: Altura significativa para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d). _____	123
Figura 78: Numero de Irribarrem para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d). _____	124
Figura 79: Setup provocado pela onda para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d). _____	125
Figura 80: Campo de velocidade da gerado pelas ondas de sudeste com período de 10s sobre o RAS. _____	126
Figura 81: Campo de velocidade da gerado pelas ondas de Nordeste com período de 10s sobre o RAS. _____	127
Figura 82: Localização das estações sobre o recife artificial. _____	128
Figura 83: Elevação da superfície livre das ondas de sudeste (direita) e nordeste (esquerda) simuladas com período de 10 segundos em cada estação. _____	129
Figura 84: Análise espectral de energia de onda com período de 10s nas estações do domínio de RAS. _____	130
Figura 85: Altura significativa em cada estação para ondas de Sudeste (superior) e Nordeste (inferior) com período de 10s. _____	131
Figura 86: Espectro de energia das ondas de período 8s de SE nas Estações 1-6 na região da Curva da Jurema. _____	141
Figura 87: Espectro de energia das ondas de período 8s de SE nas Estações 7-15 na região da Curva da Jurema. _____	142
Figura 88: Espectro de energia das ondas de período 8s de SE nas Estações 16-24 na região da Curva da Jurema. _____	143

Lista de Tabelas

Tabela 1: Casos com diferentes condições de ondas incidentes. Shi <i>et al.</i> (2001).	77
Tabela 2: Valores das médias das componentes das velocidades no fundo para cada Estação em determinado nível z com passagem de 10 períodos de onda.	96
Tabela 3: Valores das médias das componentes das velocidades em profundidade média para cada Estação em determinado nível z com passagem de 10 períodos de onda.	96
Tabela 4: Valores das médias das componentes das velocidades na superfície da água para cada Estação em determinado nível z com passagem de 10 períodos de onda.	97
Tabela 5: Taxa do nível de habilidade dos surfistas (HUTT <i>et al.</i> , 2001).	122

CAPÍTULO 1

1. INTRODUÇÃO

Durante a propagação em direção à costa, as ondas geradas em águas profundas são influenciadas pela plataforma continental e sofrem uma série de modificações devido ao gradiente batimétrico. Essas modificações, tais como refração, difração, reflexão e quebra, alteram as características das ondas (forma, altura, comprimento, velocidade e direção) durante sua propagação (MUEHE, 1996; SILVESTER e HSU, 1997; SILVA et al., 2004). Próximo da linha de costa, dependendo da intensidade dessas modificações das ondas, pode ocorrer a quebra da onda gerando uma zona de forte turbulência onde o fluxo de energia é dissipado, assim, diminuindo a altura da onda em direção à costa (FREDSØE e DEIGAARD, 1997). Essa turbulência, causada pela quebra da onda, pode mobilizar e colocar os sedimentos em suspensão, os quais serão transportados pelas correntes induzidas pelas ondas, tais como as correntes longitudinais (*longshore currents*) e as correntes de retorno (*rip currents*) (LIN e LIU, 1998).

A compreensão desses processos é importante para o entendimento do transporte de sedimentos em regiões costeiras marinhas. Ao longo do litoral brasileiro, particularmente no litoral capixaba, têm se manifestado alterações da linha de costa, por exemplo, Marataízes, Barra do Riacho, Camburi e Curva da Jurema.

As alterações da linha de costa devem-se principalmente à chegada de ondas sem tempestade e de tempestade. As ondas sem tempestade estão sujeitas às condições de energias físicas moderadas ou baixas, ocasionadas geralmente por ondas *swell*, condição em que o ambiente encontra-se na forma de caráter construtivo. A taxa de transporte de sedimento é muito menor em condições de baixa energia do que de alta energia e essa fase tende a reconstruir a praia da erosão causada por ondas de tempestade, porém é um processo lento e se as ondas de

tempestades ocorrerem em intervalos freqüentes, o resultado líquido é a erosão. As condições de alta energia causadas pela tempestade criam consideráveis mudanças na praia e na zona de surfe em um curto período de tempo. Provavelmente a regra mais significativa é o fornecimento de grandes quantidades de sedimentos suspensos para ser transportado pelas correntes da zona de surfe (DAVIS, 1985).

Após o final da quebra de uma onda em sua progressão através da zona costeira, existe um *uprush*, um fluxo de água sobre a face da praia (*beachface*). Logo em seguida, o *backwash* causado pela gravidade o que resulta em um refluxo de água com velocidade inicialmente baixa; entretanto, a aceleração pode ser rápida com as condições de regime de fluxo superficial alcançados. A velocidade do refluxo depende da declividade da face da praia, da perda de volume por percolação, do volume de água neste refluxo, e da adição de água da zona efluente. Estes fluxo e refluxo definem o espriamento que são importantes na morfologia da linha de costa.

Há dificuldade de obter um conjunto razoável de dados experimentais de onda tanto para diversos pontos dos ambientes costeiros como a de obter longos registros no tempo, devida principalmente à falta de recursos e de equipamentos. Outra dificuldade é a medição experimental da dissipação da energia da onda na zona de surfe (LIN e LIU, 1998).

Estas dificuldades podem ser preenchidas através do uso da modelagem matemática e numérica para simular a geração de ondas pelo vento no oceano e realizar sua propagação, desde a zona de geração até o ambiente costeiro. Os modelos numéricos têm-se mostrado uma importante ferramenta para simular a propagação de ondas de gravidade quando viajam em direção a região costeira; para compreender processos erosivos instalados numa região específica da linha de costa; ou para o entendimento sobre o comportamento das ondas quando interagem com portos, marinas ou quebra-mares.

O aperfeiçoamento de esquemas numéricos para representar os efeitos não-lineares nas equações de movimento vem tornando cada vez mais realística as simulações de propagação, interação onda-onda, onda-corrente e quebra da onda. No presente trabalho será usado o modelo numérico FUNWAVE 2.0, fundamentado nas equações de Boussinesq, para avaliar o padrão de ondas em ambientes costeiros marinho como a região da Curva da Jurema, um setor da Praia de Camburi e sobre um Recife Artificial Multifuncional.

1.1. Objetivos

Geral

A presente pesquisa tem por objetivo a compreensão da dinâmica dos ambientes costeiros quanto ao movimento da água do mar e ao transporte de sedimento, resultantes da interação onda-onda, onda-corrente e da quebra da onda. Para atingir parte deste objetivo geral são propostos os seguintes objetivos específicos.

Específicos

1. Avaliar o padrão de ondas que se propagam no interior de um ambiente marinho costeiro.
2. Avaliar a interação de ondas propagando sobre um Recife Artificial Multifuncional.

CAPÍTULO 2

2. TEORIA DE ONDA

As ondas podem ser definidas como manifestações de forças agindo em um fluido tendendo a deformá-lo, mas é a ação da gravidade e a tensão superficial que agem juntos para manter o nível na superfície do fluido. Dessa forma as ondas requerem de algum tipo de força para que ocorra a sua formação na superfície do fluido; tais forças poderiam ser causadas, por exemplo, através do sopro do vento ou uma pedra impactando na água. A partir daí ocorre à ação da gravidade e da tensão superficial no fluido em movimento, onde, dependendo da magnitude destas forças, as ondas podem ocorrer com vários tamanhos e formas (DEAN e DALRYMPLE, 1998).

Para engenheiros e oceanógrafos, um modelo computacional capaz de simular o movimento das ondas de águas profundas através da zona de surfe com precisão nos resultados é de grande valor para o entendimento dos processos transformadores da linha de costa pelas ondas. Para isso, um modelo teria que incluir, entre outras coisas, o empinamento (*shoaling*), a refração, a difração, a interação onda-onda, a quebra e o *runup* (espraçamento ou *swash*).

Modelos numérico antigos, devido talvez à limitação da capacidade de cálculo, foram baseados na Teoria Linear de Ondas de Airy, em que a distribuição da pressão na vertical é assumida como hidrostática.

2.1. Teoria Linear de Ondas

Ondas superficiais reais são inerentemente não-lineares. Porém, na teoria linear esta não-linearidade é relaxada assumindo-se que as amplitudes das ondas são infinitamente pequenas (teoria de pequena amplitude) e transferindo as condições de contorno na superfície do mar

para o nível médio. Para simplificar o problema de onda, assume-se que o fluxo é bidimensional e que as ondas viajam na direção x . Assume-se também que o efeito de Coriolis e a viscosidade são negligenciados (STEWART, 2005).

Em qualquer discussão sobre ondas, alguns termos são usados para compor o perfil da onda (ver Figura 1). A altura é a distância vertical entre o fundo da cava e o pico da crista. O comprimento da onda, por sua vez, é a distância horizontal entre duas cavas ou cristas sucessivas. O período da onda é o tempo gasto para duas cristas ou duas cavas sucessivas passarem por um ponto fixo.

Na teoria linear, a máxima elevação da superfície η_{\max} é assumida ser pequena quando comparada a uma dimensão típica, por exemplo, o comprimento da onda L . O problema é linearizado e resolvido analiticamente. E com todos os termos de maior ordem do que η_{\max}/L negligenciados. A solução fornecida pela teoria linear é dada abaixo (FREDSØE e DEIGAARD, 1997):

$$\phi = -\frac{H}{2} \frac{g}{\omega} \frac{\cosh(kz)}{\cosh(kh)} \sin(\omega t - kx) \quad \text{Equação 2.3.1-1}$$

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(\omega t - kx) \quad \text{ou} \quad \eta = a \sin(kx - \sigma t) \quad \text{Equação 2.3.1-2}$$

$$c^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{g}{k} \tanh(kh) \quad \text{Equação 2.3.1-3}$$

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh(kz)}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) \quad \text{Equação 2.3.1-4}$$

$$w = -\frac{\pi H}{T} \frac{\sinh(kz)}{\sinh(kh)} \sin(\omega t - kx) \quad \text{Equação 2.3.1-5}$$

onde ϕ é o potencial de velocidade, η é a elevação da superfície, c é a velocidade de fase (celeridade) da onda, u é a velocidade horizontal da partícula fluida na direção x e w é a velocidade vertical da partícula fluida na direção z .

Essa solução linear de onda também é chamada de onda de Airy ou de onda de primeira ordem de Stokes. Nas Equações

Equação 2.3.1-1 a Equação 2.3.1-5, H é a altura da onda, k é o número de onda, e ω a frequência cíclica ou angular (ver Figura 1), k e ω sendo definido como:

$$k = \frac{2\pi}{L}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T} \quad \text{Equação 2.3.1-6}$$

A equação de dispersão, a qual relaciona a frequência angular ou cíclica (ω) com o número de onda (k), é dada pela relação abaixo (STEWART, 2005):

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad \text{Equação 2.3.1-7}$$

Onde h é a profundidade da água e g é a aceleração devido à gravidade. A partir daí, pode ser elaborado uma relação da aproximação da equação da dispersão com a profundidade das águas, onde:

Aproximação de água profunda: é válida se a profundidade da água h é muito maior que o comprimento de onda L . Neste caso, $h \gg L$, $kh \gg 1$ e $\tanh(kh) = 1$. Então a equação fica:

$$\omega^2 = gk$$

Aproximação de água rasa: é válida se a profundidade da água h é muito menor que o comprimento de onda L . Neste caso, $h \ll L$, $kh \ll 1$ e $\tanh(kh) = kh$. Então a equação fica:

$$\omega^2 = gk^2 h$$

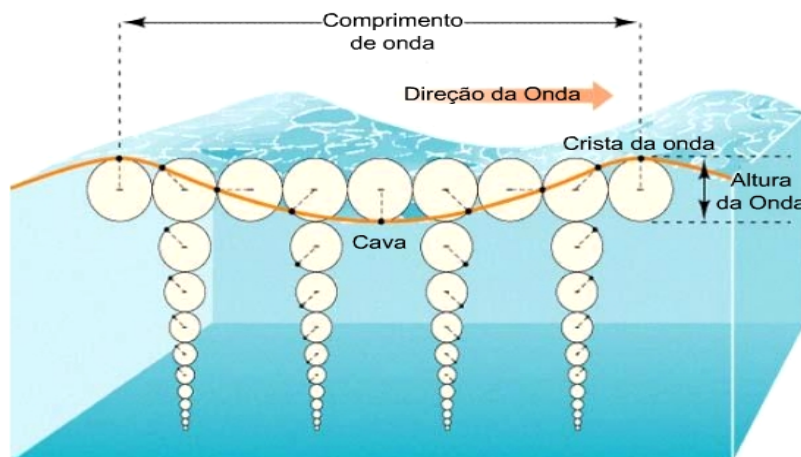


Figura 1: Parâmetros de ondas. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui.

Na região próxima à costa, onde os gradientes de profundidades e as diferenças de amplitude são grandes, a onda é fortemente não-linear, caracterizada pelo movimento orbital assimétrico da partícula da água. A não-linearidade se torna significativamente dominante com o decréscimo da profundidade. Então, pode ser esperado que modelos numéricos baseados na

Teoria Linear de Onda não forneçam uma simulação precisa dos fenômenos de ondas próximas à costa.

A Teoria Linear também não pode simular os efeitos secundários da ação da onda, tais como o *set-up* e *set-down* da onda. Com isso os termos não-lineares são adicionados nas equações com o intuito de simular simultaneamente os fenômenos da onda e seus efeitos secundários, dando origem à teoria não-linear de onda.

2.2. Teoria não-linear de ondas

As propriedades das ondas de superfície do oceano foram derivadas assumindo que a amplitude era muito pequena $ka = O(0)$. Na verdade, a amplitude não é pequena, mas sim o produto ka , e as propriedades da onda podem ser expandidas numa série de potências de ka (STOKES, 1847 apud STEWART, 2005). O cálculo das propriedades da onda de amplitude finita resulta em uma Série de Fourier:

$$\eta = a \cos(kx - \omega t) + \frac{1}{2} ka^2 \cos 2(kx - \omega t) + \frac{3}{8} k^2 a^3 \cos 3(kx - \omega t) + \dots \quad \text{Equação 2.3.1-1}$$

A expansão da Série de Fourier para η mostra que as ondas não-lineares têm cristas afiladas e cavas aplainadas (Ondas de Stokes).

Entretanto as ondas de águas profundas mudam de forma quando se propagam para águas mais rasas (dependente da profundidade), Stewart (2005).

Pond e Pickard (1989) realizaram uma comparação com a onda de segunda ordem de Stokes (Figura 2(b)) com a simples onda (linear) sinuosa (Figura 2 (a)). Este formato agudo da crista é facilmente observado em ondas reais. Há ainda a correção da velocidade da fase como

$$c_s = \left(\frac{g}{k}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{1}{2} a^2 k^2\right) \quad \text{Equação 2.3.1-2}$$

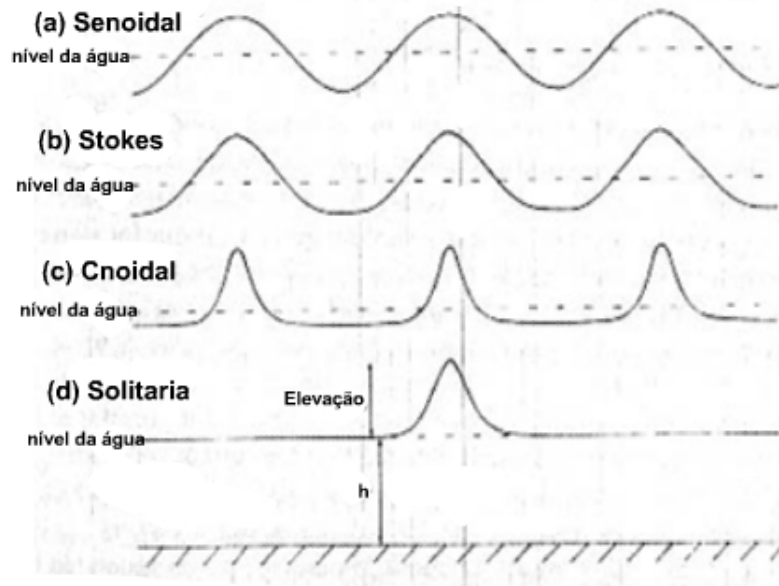


Figura 2: Comparação de Formas de ondas. Fonte: Pond e Pickard (1989), adaptado aqui.

Portanto, as ondas de maiores amplitudes viajam mais rapidamente que as ondas de menores amplitudes. Em águas rasas haverá variações na velocidade, comprimento de onda e na amplitude. Quando chegam a águas rasas não haverá dispersão de ondas de comprimentos diferentes, mas as ondas de amplitudes maiores viajam mais rapidamente que as de amplitudes menores. Além disso, as cristas tornam-se mais rápidas que as cavas, tornando a face frontal mais íngreme. Assim, as ondas quando chegam a águas mais rasas sofrem várias modificações onde as principais são a refração, a difração, o empinamento e a quebra.

2.3. Transformações não-lineares das ondas

As ondas geradas em águas profundas e propagando em direção à costa se dirigem para águas com profundidades mais rasas. Conforme estas ondas se movem para águas rasas, $h/L \ll \frac{1}{2}$, onde h é a profundidade da água e L é o comprimento de onda, a onda começa a sentir o fundo causando uma fricção entre o sedimento e o movimento orbital das partículas na água (DAVIS, 1985). É encontrado em Hoefel (1998) que após esse ponto, $h/L \ll \frac{1}{2}$, as ondas sofrem quatro processos básicos: O empinamento (*shoaling*), a refração, a difração e a fricção com o fundo.

2.3.1. Refração

De forma geral, quando as ondas se movem para águas rasas, o período permanece constante, mas a velocidade decresce e conseqüentemente o comprimento de onda decresce também. A partir daí, se uma série de ondas (de cristas paralelas) se aproxima de uma linha de costa reta num certo ângulo obliquo acima da superfície plana do fundo do mar, progressivamente mudarão de direção a partir da onda que estiver mais perto da costa. Isto porque a coluna de água vai ficando gradativamente mais rasa ocasionando a diminuição da velocidade da porção da crista da onda situada em água de menor profundidade (POND e PICKARD 1989).

Em águas rasas, as ondas são influenciadas pelo fundo marinho de modo que a sua crista tende a se alinhar à linha de costa denominando assim o processo de Refração (Figura 3).

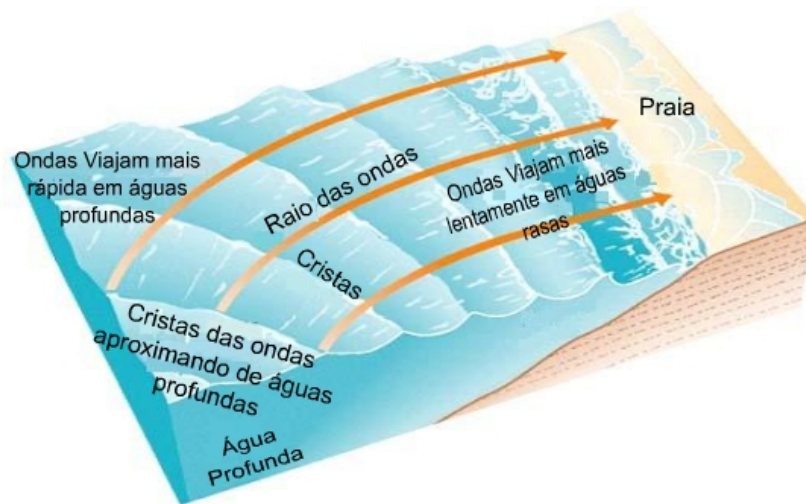


Figura 3: Figura mostrando refração de ondas. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui.

2.3.2. Difração

A difração é o fenômeno em que as ondas sofrem variações em sua propagação provocadas por ilhas, quebra mares (SOARES e CHACALTANA, 2002) e até mesmo recifes. Nesta situação a energia se espalha lateralmente perpendicular à direção dominante da propagação da onda (Figura 4).

Pond e Pickard (1989) também indicam que se ondas oceânicas chegam de uma entrada de uma marina, esta entrada irá atuar como uma fonte de onda para a mesma área da marina. Se a abertura da entrada é larga (comparada com o comprimento de onda) grande quantidade de energia da onda entrará na marina na mesma direção da propagação da onda, mas, perto dos

lados da abertura da entrada, alguma energia da onda será difratada na área de “sombra”, atrás das paredes da marina (Figura 4). Quando a abertura da entrada, em uma parede é estreita a energia da onda irá se espalhar na área da marina como ondas difratadas na forma de arcos circulares centrados na abertura da marina.

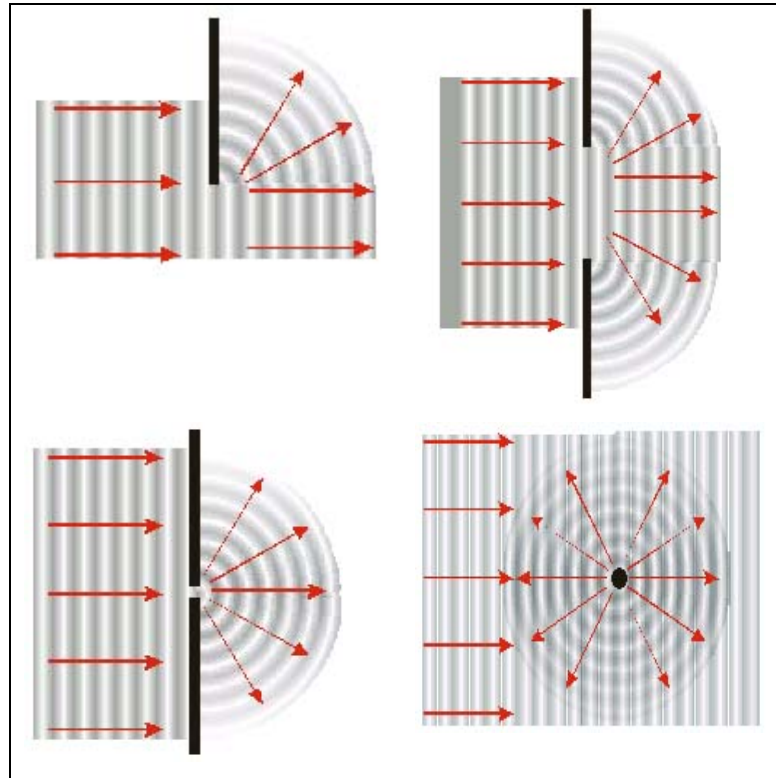


Figura 4: Figura de Difração das ondas propagando em direção de uma estrutura. Fonte: Hoult (2004).

2.3.3. Empinamento, fricção com o fundo

A diminuição da velocidade da onda e um decréscimo no comprimento de onda, devido à diminuição da profundidade, provocam um aumento da energia de onda, expresso fisicamente através do aumento da altura da onda caracterizando o processo de empinamento (DAVIS, 1985; HOEFEL, 1998).

A fricção do fundo causa o empinamento da onda (Figura 5) no qual a velocidade orbital excede a velocidade da onda, causando a quebra da onda (DAVIS, 1985). A quebra causa a dissipação da energia da onda e redistribuição sobre uma ampla variação de frequências (HENDERSON, 2001), e quando as ondas começam a quebrar, uma parte da energia da onda é transformada em turbulência e calor, e a altura da onda diminui em direção à costa

(RATTANAPITIKON e KARUNCHINTADIT, 2000). Sendo assim, dependendo do tipo de quebra, uma grande turbulência associada com a quebra das ondas é importante nas sedimentações costeiras, devidas causarem a suspensão de sedimentos que seriam posteriormente transportados pelas correntes (DAVIS, 1985).

2.4. Quebra de Ondas

O conhecimento do mecanismo de quebra das ondas na praia é essencial para entender todos os processos costeiros. Na prática, a quebra das ondas são poderosos agentes de mistura; podem desalojar e arremessar sedimentos em suspensão, que então será carregado pelas correntes induzidas pela onda tais como as correntes longitudinais (*longshore currents*) ou as correntes de retorno (*rip currents*), (LIN E LIU, 1998).

2.4.1. Conceitos básicos

Para iniciar o estudo da teoria de quebra de ondas, definem-se aqui os processos que identificam a ocorrência das quebras de ondas nas regiões próximas da costa. Estes processos podem ser associados à pré-quebra das ondas, à quebra das ondas e aos processos ocasionados após a quebra das ondas. Com relação ao estágio de pré-quebra das ondas, pode ser definido como todos os processos que as ondas vindas de águas profundas sofrem quando chegam às regiões próximas da costa, estes processos foram definidos anteriormente nesta seção sobre a Teoria de Ondas. Agora, abordaremos o processo de quebra das ondas com as formas diferenciadas de quebras e uma pequena introdução aos processos ocasionados pela a ação de quebra das ondas nas regiões costeiras, como as correntes e transporte de sedimentos nestas regiões.



Figura 5: Empinamento e quebra da onda devido a influencia do fundo marinho. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui.

2.4.2. Zonação Hidrodinâmica

Segundo Peregrine (1998) quase todas as ondas geradas pelo vento incidem nas praias quebrando e propagando em direção à linha de costa como vagalhões (*bores*). A partir daí, baseando-se em Hoefel (1998), podemos delimitar três zonas da ação de quebras de ondas em uma praia: Zona de Arrebentação (*Breaking Zone*), Zona de Surfe (*Surf zone*) e Zona de Espraimento (*Swash zone*).

A zona de arrebentação é aquela porção do perfil de praia caracterizada pela ocorrência do processo de quebra da onda, que representa o modo de dissipação energética da onda sobre a praia. A zona de surfe compreende àquela região em que as ondas propagam após a quebra, no caso de praias de baixa declividade as ondas sofrem um decaimento exponencial de altura, até atingir a linha de praia. Em praias que predominantemente refletem a energia de ondas incidentes, ou seja, em praias muito ingrimes, a zona de surfe tende a ser dominada por movimentos de frequência sub-harmônicas, de período igual ao dobro da onda incidente (HOEFEL, 1998).

Entretanto, não existe perda de momentum direto nos vagalhões ou nas quebras na zona de surfe, como causa o “*set-up*” do nível médio da água em direção à linha de costa. A “linha de costa” não é uma linha fixa, mas move-se para trás e para frente sobre a zona de espraimento (PEREGRINE, 1998). Além disso, segundo Govender et al. (2002), medidas do nível de água e o campo de velocidade das ondas na zona de surfe são cruciais para projetos de estruturas costeiras e para a quantificação de poluentes e processos de transporte de sedimentos. A ação

da quebra das ondas resulta em um movimento altamente complexo, compreendendo movimentos médios, orbitais e flutuações (turbulência) que tem, até agora, desafiado as precisões das medidas e a modelagem.

2.4.3. Efeitos da Quebra das Ondas na Região Costeira.

Como visto anteriormente, a energia das ondas é dissipada ao longo da zona de surfe e grande parte dessa energia muitas vezes é transferida para gerar correntes costeiras e, assim, gerar alterações na linha de costa (Figura 6). As principais e mais importantes correntes geradas na zona de surfe são as correntes longitudinais e as correntes de retorno.

As correntes longitudinais (*longshore currents*) são aquelas que se movem paralela à costa (Figura 7) e que causam a maior quantidade de transporte de sedimentos (DAVIS, 1985); e as correntes de retorno (*rip currents*) consistem naquelas que se movem em um sentido transversal à costa dirigindo-se para região *offshore* (Figura 8).

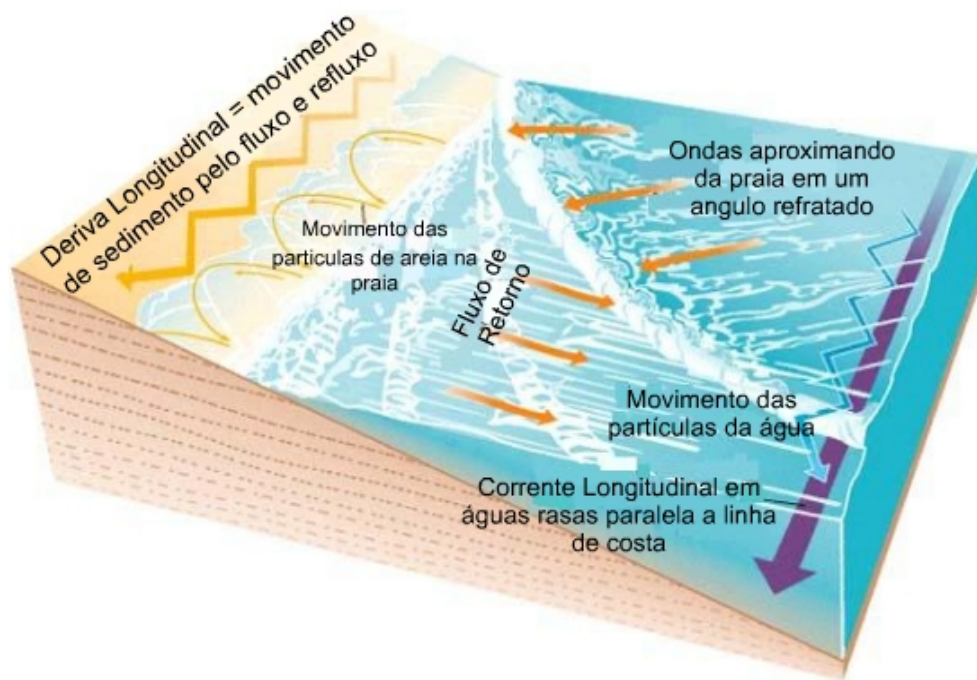


Figura 6: Principais processos devido a ação das ondas na região costeira. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui.

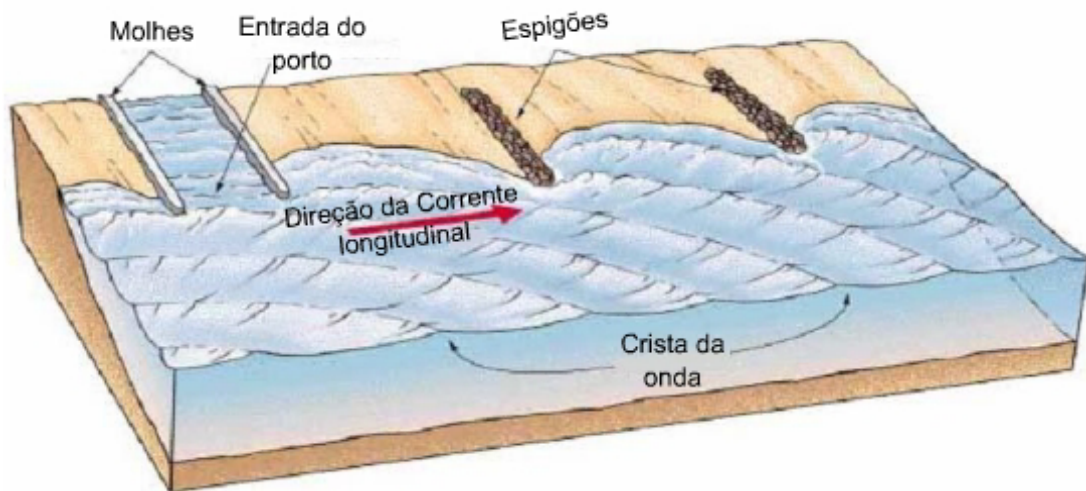


Figura 7: Corrente Longitudinal ou Deriva Longitudinal. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui.



Figura 8: Correntes de retorno – Rosarita Beach, Baja Califórnia, México. Fonte: Peregrine (1998), adaptado aqui.

2.4.4. Alteração da Linha de Costa

As alterações da linha de costa devem-se principalmente a chegada de ondas sem tempestade e de tempestade. As ondas sem tempestade estão sujeitas as condições de energias físicas moderadas ou baixas, ocasionadas geralmente por ondas *swell*. Nesta condição o ambiente encontra-se na forma de caráter construtivo, devido à quantidade e a taxa de transporte de sedimento ser muito menor em condições de baixa energia que de alta energia. Conseqüente a isso, essa fase tende a reconstruir a praia da erosão causada por ondas de tempestade, porém é

um processo lento e se as ondas de tempestades ocorrerem em intervalos freqüentes, o resultado líquido é a erosão. As condições de alta energia causadas pela tempestade criam consideráveis mudanças na praia e na zona de surfe em um curto período de tempo. Provavelmente a regra mais significativa é o fornecimento de grandes quantidades de sedimentos suspensos para ser transportado pelas correntes da zona de surfe (DAVIS, 1985). Após o final da quebra de uma onda em sua progressão através da zona costeira, existe um *uprush*, um fluxo de água sobre a face da praia (*beachface*). Logo em seguida, o *backwash* causado pela gravidade o que resulta em um refluxo de água com velocidade inicialmente baixa; entretanto, a aceleração pode ser rápida com as condições de regime de fluxo superficial alcançados. A velocidade do refluxo depende da declividade da face da praia, da perda de volume por percolação, do volume de água neste refluxo, e da adição de água da zona efluente. Estes fluxo e refluxo definem o espriamento (*swash*) da face da praia que são importantes na morfologia da linha de costa (Figura 9).

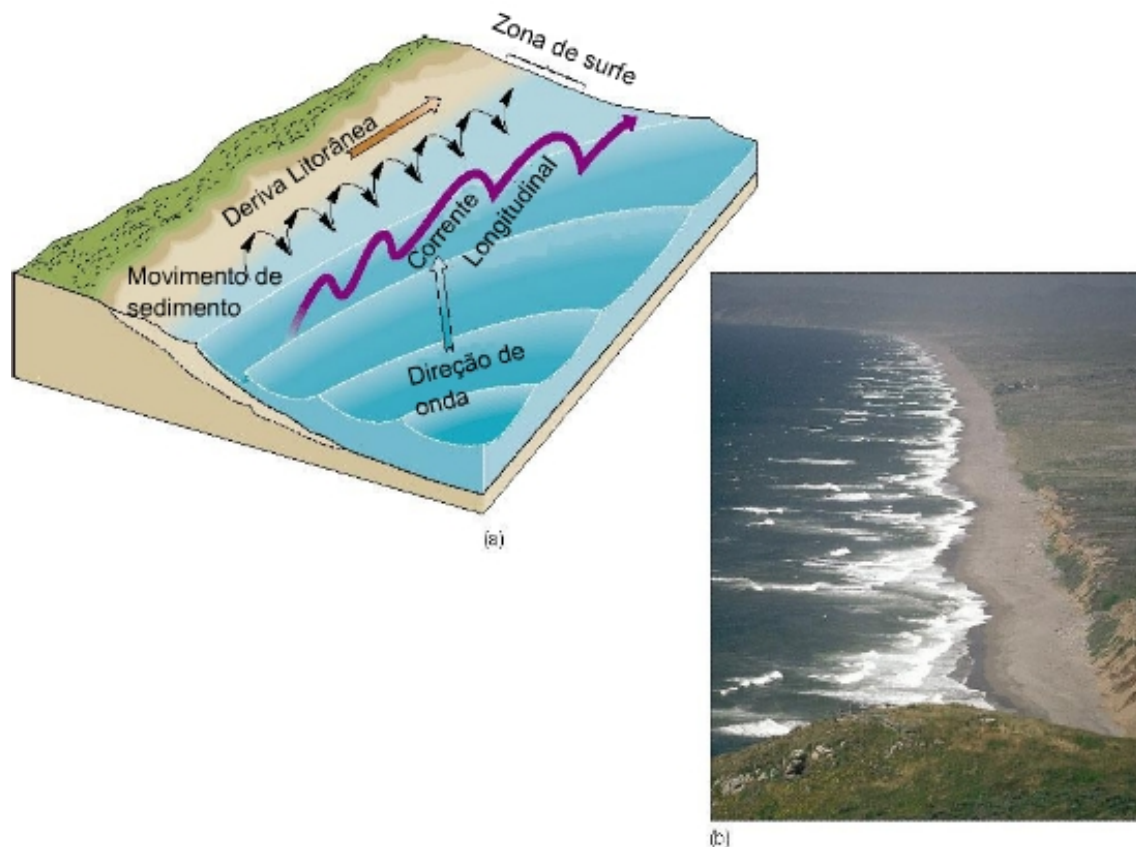


Figura 9: Ação das ondas na zona de espriamento da praia. Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui.

2.4.5. Tipos de Quebras de onda

A maioria de estudos de transformações e quebra de ondas em águas rasas têm sido conduzidos em declividades relativamente planas de baixo gradiente. Esses estudos descobriram que as características de uma quebra de onda são primariamente dependentes das condições de ondas *de* águas profundas (a altura de onda, H_0 , e o comprimento de onda, L_0) e o gradiente do leito marinho no qual as ondas quebram, com as declividades mais inclinadas causando quebra de ondas mais fortes (BLENKINSOPP, 2003). A forma da quebra pode ser determinada pela equação (HENDERSON, 2001):

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}}; \text{ ou } \xi_b = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_b}{L_0}}} \quad \text{Equação 2.4.5-1}$$

onde ξ é o Número de Iribarrem, H_0 é a altura de onda de água profunda, L_0 é o comprimento de onda de água profunda, β é a declividade da praia e H_b é a altura da onda no ponto de quebra e pode ser escrito na seguinte forma $\frac{H_b}{H_0} = 0,56 \left(\frac{L_0}{H_0} \right)^{1/5}$ ou em função da profundidade (h) $H_b \geq 0.8h$ (FREDSØE e DEIGAARD,1997).

Uma vez que ξ é calculado, este será usado para classificar o tipo de quebra, com os valores maiores indicando as mais altas intensidades de quebra, sendo cada tipo de quebra classificado dentro de uma variação de valores (MEAD e BLACK, 2001). Com isso, dependendo da declividade da praia, da altura e do comprimento da onda, as ondas podem quebrar basicamente de quatro modos (HOEFEL, 1998; HENDERSON, 2001; FREDSØE e DEIGAARD,1997), Figura 10:

- Deslizante (*spilling breaker*), se $\xi_0 < 0,5$ ou $\xi_b < 0,4$. Ocorre em praias de baixa declividade, nas quais a onda gradualmente empina-se deslizando sobre a cava, dissipando sua energia através de uma larga faixa.
- Mergulhante (*plunging breaker*), se $0,5 < \xi_0 < 3,3$ ou $0,4 < \xi_b < 2,0$. Ocorre em praias de declividade moderada a alta. A onda empina-se abruptamente ao aproximar-se da

costa e quebra violentamente formando um tubo, dissipando sua energia sobre uma pequena porção do perfil, através de um vórtice de alta turbulência.

- Ascendente (*surging breaker*), se $\xi_0 > 3,3$ ou $\xi_b > 2,0$. Ocorre em praias de declividade tão alta que a onda não chega a quebrar propriamente, ascendendo sobre a face praial e interagindo com o refluxo das ondas anteriores.
- Colapsante (*collapsing breaker*). É o tipo de mais difícil identificação. Ocorre também em praias de pente abrupta e é considerado um tipo intermediário entre o mergulhante e ascendente.

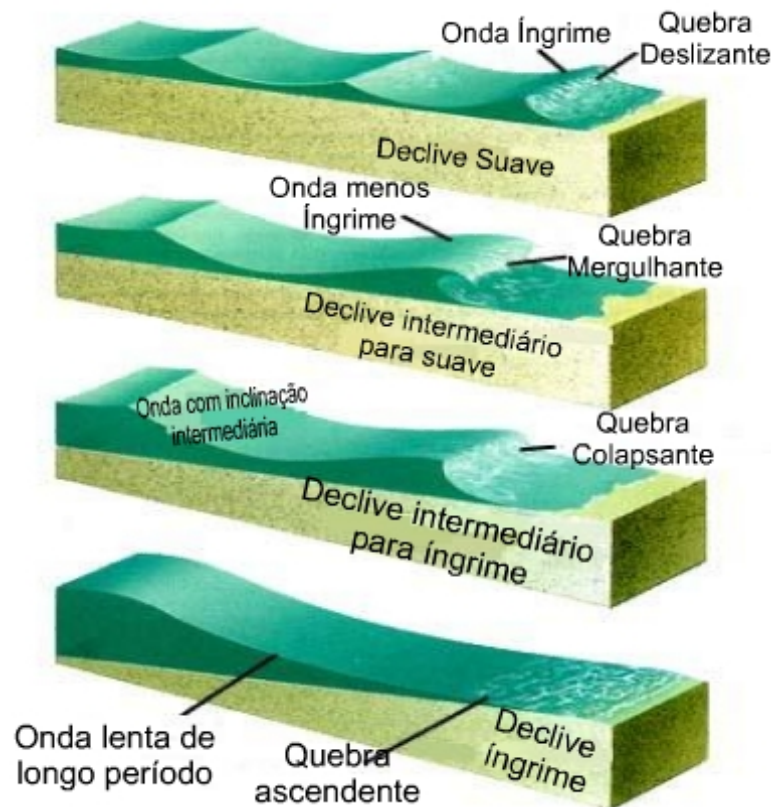


Figura 10: Tipos de quebras de ondas, de cima para baixo, deslizantes, mergulhantes, colapsantes e ascendentes.

Fonte: Coleman (2001), adaptado aqui.

Para um estudo de Recifes Artificiais para o surfe é necessário um estudo destes tipos de quebras para prever quais as quebras que são mais adequadas para a prática do surfe. Mead e Black (2001) realizaram um estudo das quebras que são de boa qualidade para o surfe e concluíram que quebras deslizantes e mergulhantes são as mais utilizadas para o surfe. Porém

a face de uma onda deslizante é suavemente inclinada e então fornece baixa velocidade da prancha em comparação à face mais inclinada da onda mergulhante, sendo esta última o melhor tipo para a aplicação de manobras mais avançadas (Figura 11). Enquanto que as colapsante e ascendentes ocorrem na face da praia ou onde o gradiente muito inclinado do leito marinho fica próximo da superfície da água. Tais ondas não podem ser surfadas porque falta uma face suavemente inclinada e\ou por quebrarem na face da praia, isto é, não existe uma zona de surfe através do qual as ondas quebradas propagam.



Figura 11: Surfista realizando manobra denominada de “tubo” em uma onda mergulhante. Fonte: Mead e Black (2001).

Uma convencional aproximação para a construção de um recife artificial de surfe é criar uma topografia irregular do leito marinho que causa a quebra das ondas de modo desejado (WEST *et al.*, 2003).

2.5. Revisão de Recifes Artificiais Multifuncionais

A erosão costeira é o maior problema para a indústria de turismo e outras atividades em cidades costeiras. Muitos projetos já foram elaborados para proteger uma praia da erosão, tais como a construção de paredes marinhas (*seawall*), espigões (*groins*), píeres e quebra-mares (*jetty*) (PRASETYA e BLACK, 2003). Todas estas estruturas têm sido construídas com uma

proposta de proteger a linha de costa dos efeitos que causam a erosão, sem consideração de algum outro aspecto importante, como a estética paisagística ou as atividades diárias da população local, onde as atividades de lazer da área costeira muitas vezes não são consideradas. Alguns trabalhos têm atualmente falhado para proteger as praias arenosas (Figura 12), causando uma modificação na faixa litorânea diminuindo o público da praia.



Figura 12: Estruturas construídas para a contenção de erosão na Praia de Marataíes – ES. Fonte: Jacqueline Albino 2004 e 2005, apud Pasolini (2005).

Atualmente nas indústrias de turismo, a forte tendência é uma maior atração de turistas para locais mais naturais e com atividades aventureiras. Muitos turistas preferem uma praia natural sem alguma estrutura que influencia na estética paisagística. Se o número de turistas diminui, o rendimento e o número de empregos também diminuem, o qual afeta o crescimento da economia local.

A solução para os problemas anteriormente descritos seria a implantação de uma estrutura no qual seria “invisível” para os usuários da praia, promove condições de lazer para os usuários, habitat para organismos marinhos e proteção da linha de costa. Estas estruturas tais como recifes artificiais, denominadas como estruturas de uso múltiplo, já vêm sendo utilizadas em vários países com algum sucesso.

Os recifes artificiais são quebra-mares submersos e estão sendo frequentemente usados em projetos de engenharia costeira, onde são requeridas soluções naturais e ambientais para a proteção da linha de costa. Embora vários estudos físicos e numéricos tenham sido concluídos na implantação de quebra-mares submersos, existem ainda poucos mecanismos práticos para este projeto de engenharia (PENICHEV et al., 2001).

A convencional aproximação para a construção de um recife artificial de surfê (RAS) é criar uma topografia do leito marinho que seja irregular causando a quebra das ondas no modo desejado. Conforme as ondas propagam em direção à costa, a profundidade diminui, iniciando, assim, o processo de empinamento da onda. Quando as ondas alcançam um recife artificial, elas são forçadas a quebrar devido à rápida mudança da profundidade da água. Esta estrutura de recife é uma irregularidade topográfica nos arredores da zona de quebra que causa a quebra das ondas em certa profundidade.

A energia da onda é focalizada em um ponto, assim criando um pico na crista dessa onda quando passa sobre o recife. A proposta do recife é fazer parte da quebra da onda em um local (“no pico”) e atrasar a quebra em outras seções da mesma crista. Esse processo é chamado de “focalização de onda” (“*wave focusing*”). Devido a este efeito de focalização as cristas das ondas curvam quando se aproximam do recife (refração) e perdem velocidade acima do recife, onde a água é mais rasa que nos arredores do recife (Figura 13). Também, devido ao efeito de focalização do recife, a altura da onda é maior nessa seção da crista. Após a quebra inicial da onda no ponto mais alto da crista, os lados do pico da onda quebrarão causando o “*Peel*” da onda para ambos os lados do pico (WEST et al., 2003).

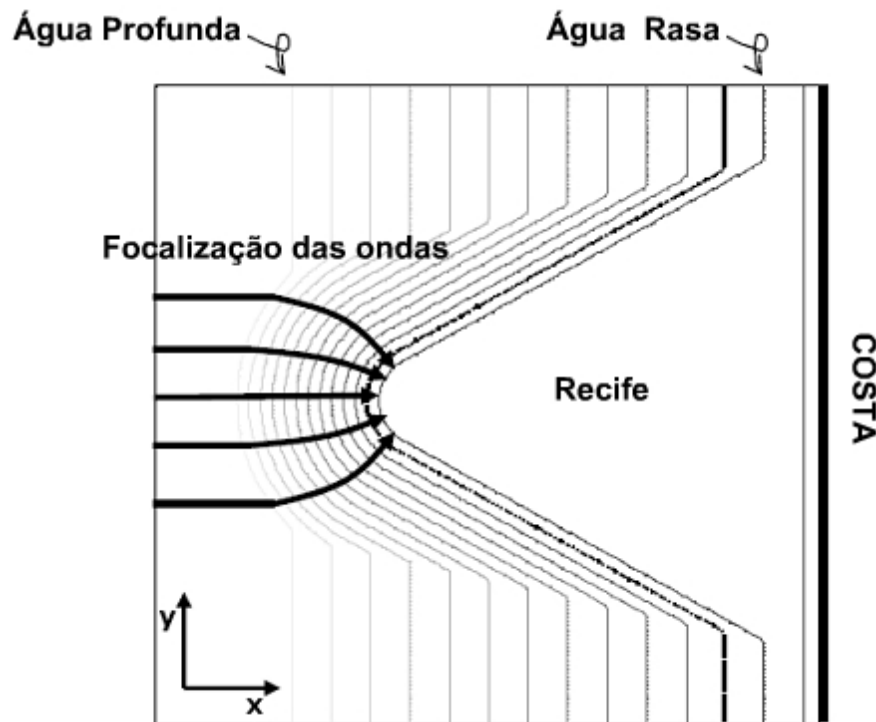


Figura 13: Raio das cristas das ondas concentrando no recife artificial convencional. Fonte: Ettinger (2005), adaptado aqui.

O *peel* é definido como o ângulo entre o caminho da crista da onda quebrada e a crista da parte da onda não-quebrada quando essa propaga em direção à costa (Figura 14). Os ângulos *peel* alcançam entre 0° a 90°, com menores ângulos resultando em ondas de surfe mais rápidas e maiores ângulos em ondas de surfe lentas (MEAD, 2003).

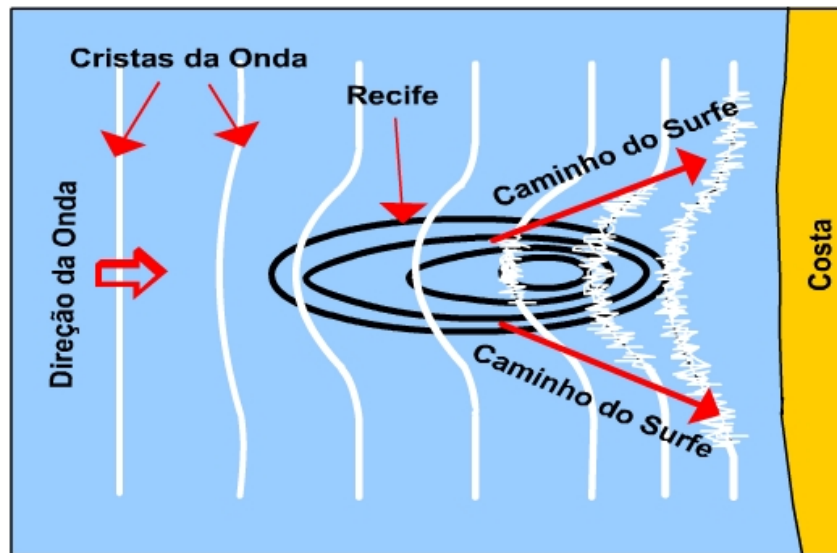
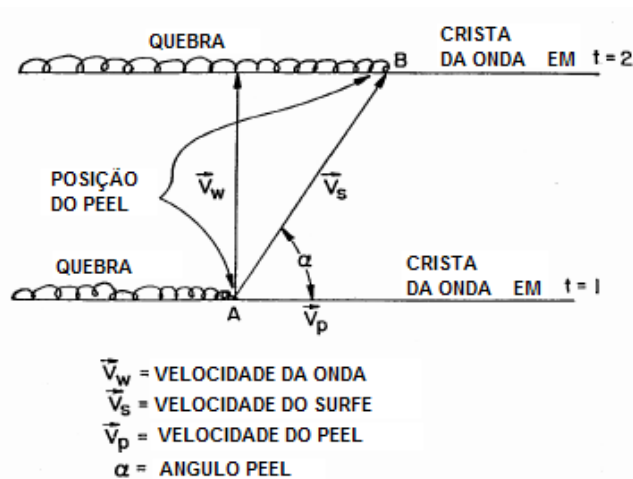


Figura 14: Ilustração mostrando o efeito da onda passando sobre um recife hipotético.

Geralmente, quebra de ondas com ângulo *peel* entre 30° e 60° são consideradas ondas adequadas para a prática do surfe (COURIEL e COX, 1996). Portanto o ângulo *peel* (α) pode ser dado através da seguinte relação:



$$\sin \alpha = \frac{V_w}{V_s}$$

Figura 15: Ilustração mostrando o ângulo *PEEL* de uma onda e dois instantes de tempo durante uma quebra.
 Fonte: Ranasinghe et al. (2001), adaptado aqui.

As correntes ao redor de uma quebra de surfe são de grande importância quando consideramos a surfabilidade da quebra. As correntes de retorno limitam-se fortes correntes que movem em direção ao mar através da zona de surfe, negativamente afetam a boa surfabilidade das ondas. Quando as correntes de retorno escoam através das quebras, as ondas são inadequadas para o surfe. Correntes de retorno também podem ser vantajosas, onde surfista pode usar as correntes de retorno para sair facilmente da zona de quebra. Pode também ser o caso que as ondas são perfeitamente surfáveis, mas ainda inalcançáveis devido a forte correntes.

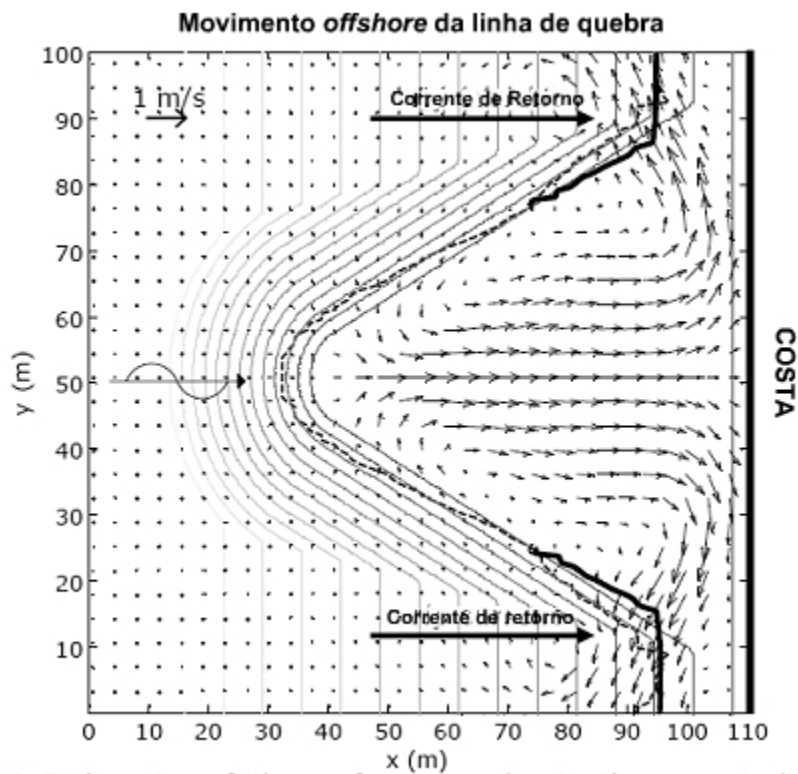


Figura 16: Batimetria de um recife artificial de surfe convencional. As setas denotam as direções das correntes e sua magnitude, as finas linhas sólidas indicam os contornos de profundidade de 6m a 1,5m, as linhas tracejadas indicam a linha de quebra e a linha sólida grossa indica a linha de quebra sem a presença das correntes. Fonte: Ettinger (2005).

Com intenção de diminuir o transporte de sedimento ao longo da costa e melhorar as condições de surfe das ondas, os RASs apresentam ultimamente dois “braços“ separados para: (i) eliminar a interferência das ondas na zona de subida do surfista na onda (*take-off*) e na parte principal da onda; (ii) promover o espaço necessário para criar o pico no *take-off* e (iii)

como um canal de remada para dar aos surfistas acesso durante as condições de ondas moderadas e grandes (BLACK, 2000).

Baseando-se nesses objetivos Ettinger (2005) elaborou um estudo onde o canal de retorno é incluído para minimizar as correntes de retorno aos redores do recife. Isso foi feito através da criação de um canal de retorno no meio do recife onde os surfistas não surfam. No canal de retorno não ocorre quebra da onda e os gradientes do *set-up* transversal à costa no canal são assim menores. As variações ao longo da costa no *set-up* da onda produzem um “alimentador” de correntes para o canal e para os lados do recife. As correntes de retorno nos lados do recife são, portanto, esperadas a diminuir (Figura 17).

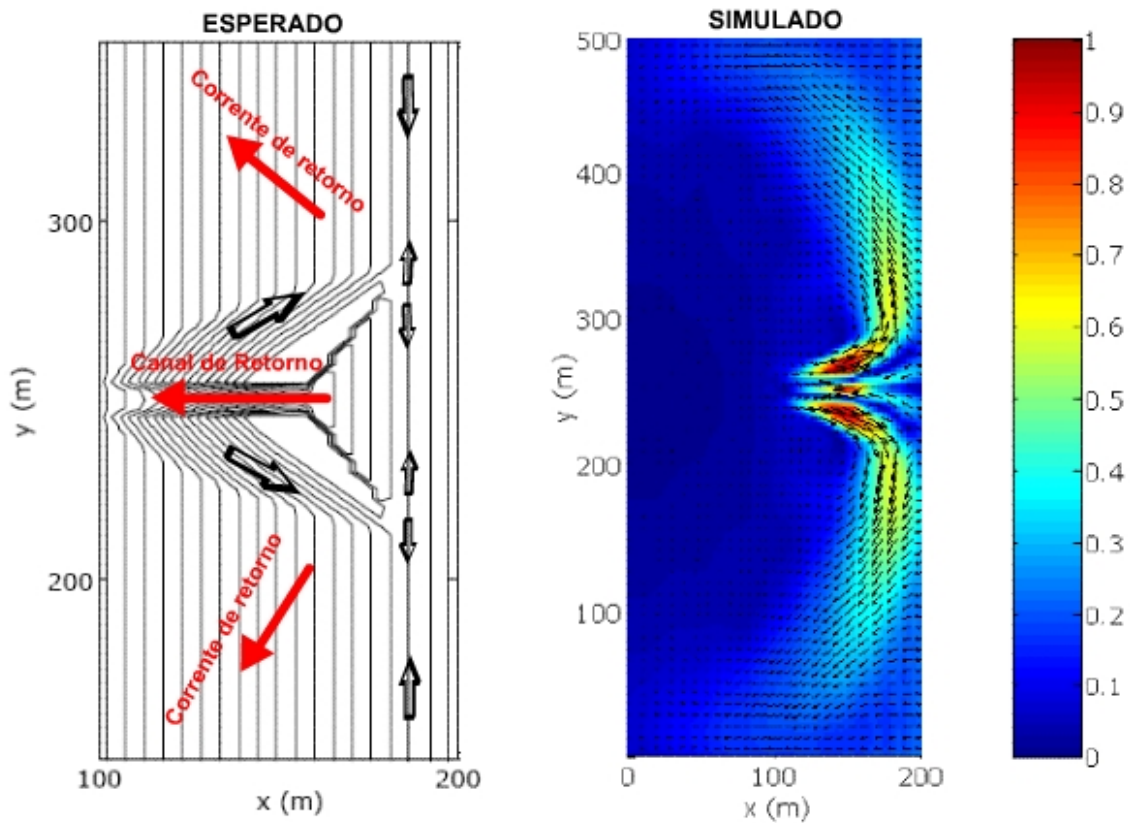


Figura 17: Simulação mostrando as correntes atuando em um RAS com canal de retorno. Fonte: Ettinger (2005), adaptado aqui.

CAPITULO 3

3. FORMULAÇÕES DO TIPO BOUSSINESQ

Os métodos numéricos diretos para solucionar as equações completas existem, mas são extremamente consumidos no tempo e podem somente ter aplicabilidade em problemas de pequena escala. Como é impraticável realizar uma solução completa sobre qualquer domínio significativo, modelos aproximados devem ser usados. Por essa razão existe um forte interesse nas formulações do tipo Boussinesq do problema de ondas. O princípio das formulações do tipo Boussinesq é incorporar os efeitos de pressão não-hidrostática, embora eliminando a coordenada vertical, assim significativamente reduzindo o esforço computacional relativo a uma solução tridimensional.

No princípio, as equações do tipo Boussinesq assumem que a magnitude da velocidade vertical aumenta de forma polinomial do fundo para a superfície livre, que é inevitável de alguma forma limitar a profundidade na precisão das propriedades dispersivas e não-lineares. Então, as equações do tipo Boussinesq são convencionalmente associadas com águas de profundidade rasa.

Recentemente, pesquisadores estudaram meios de encontrar formas derivadas das equações do tipo Boussinesq que podem ser aplicadas em regiões mais profundas. As equações de Boussinesq estendidas normalmente apresentam aproximações polinomiais ajustáveis para a relação da dispersão, o que seria um melhoramento da equação padrão.

As equações derivadas por Peregrine (1967) são consideradas como as equações de Boussinesq padrão, que são capazes de descrever as transformações não-lineares de ondas irregulares e multidirecionais em águas rasas. A velocidade vertical é assumida a variar linearmente na profundidade e incluem os efeitos de baixa ordem de dispersão e da não-

linearidade. Porém as equações de Boussinesq padrão são inadequadas para descrever a frequência da dispersão e a propagação das ondas em águas com profundidades intermediárias, além disso, a fraca não-linearidade limita a modelagem de maiores alturas de ondas.

Uma nova forma das equações do tipo Boussinesq tem sido apresentada por Madsen *et al.* (1991) para melhorar as características da dispersão linear em águas profundas. De acordo com Madsen *et al.* (1991) o aperfeiçoamento é importante para estudos das transformações da onda, refração e difração, onde a celeridade de fase e a velocidade de grupo devem ser modeladas corretamente. Madsen *et al.* (1991) examinaram as propriedades de dispersão das equações de Boussinesq e introduziram um termo adicional de terceira ordem à equação do momentum para melhorar as propriedades de dispersão. A terceira ordem é derivada das equações de ondas longas resultando em uma forma padrão das equações para águas rasas.

As melhores formas das equações clássicas mostraram fornecer um erro de celeridade de 5% para uma relação de profundidade (h) e comprimento de onda em águas profundas (L_0) de $h/L_0 = 0,22$, que é muitas vezes adotado como o limite de águas profundas para essas equações (MADSEN e SØRENSEN, 1992). Constata-se que um considerável aperfeiçoamento da precisão da relação da dispersão linear pode ser obtido pela combinação de uma expansão polinomial da teoria de primeira ordem de Stokes com a técnica da aproximação de Padé. Madsen *et al.* (1991) usaram essa técnica para obter um novo sistema de equações de Boussinesq expressada em duas dimensões horizontal em termos de elevação da superfície e componentes da velocidade integrados na profundidade.

Madsen e Sørensen (1992) apresentaram as equações estendidas de Boussinesq aplicáveis para o estudo da propagação de ondas irregulares sobre uma batimetria, variando moderadamente de água profunda para água rasa. As equações incorporam as características de dispersão linear, que são viáveis em águas rasas e da extrema importância em águas profundas.

Entretanto, a variável dependente como a velocidade foi usada por Nwogu (1993) em uma profundidade arbitrária obtendo uma aproximação polinomial para uma exata relação da dispersão sem a necessidade de adicionar termos de mais alta ordem nas equações. Ainda que a localização arbitrária pudesse ser escolhida para determinar uma aproximação de Padé para a relação da dispersão linear, Nwogu (1993) escolheu um valor alternativo que minimiza o

erro na velocidade de fase em certa variação de profundidade. Madsen *et al.* e Nwogu apresentaram exemplos que as equações estendidas encontradas são capazes de simular a propagação de ondas de águas relativamente profundas para águas rasas (WEI *et al.*, 1994).

As equações de Boussinesq estendidas por Nwogu (1993) foram propostas por vários pesquisadores no objetivo de modelagem de ondas, devido a simples formas das equações, e de boa representação da não-linearidade e dispersão da onda. Wei *et al.*(1995) apresentou um novo grupo de equações do tipo Boussinesq altamente não linear que não somente pode ser aplicada à águas de profundidade intermediárias mas também são capazes de simular a propagação da onda com uma forte interação não-linear.

A partir das equações estendidas de Boussinesq, Wei e Kirby (1996) construíram um modelo para simular a propagação da onda na zona de surfe e na zona de espraiamento através dos termos de dissipação de energia adicionados. O mesmo esquema de diferença finita de Wei *et al.* (1995) foi usado para discretizar as equações do modelo e obter as soluções correspondentes. Também outros autores (ver Chen *et al.* (2000), Madsen *et al.* (1997a) e Madsen *et al.* (1997b)) têm demonstrado a utilidade de varias aproximações da predição das transformações de ondas na zona costeira, quebra da onda na zona de surfe e espraiamento (*runup*), e a modelagem da circulação costeira induzida pela onda.

Um modelo do tipo Boussinesq de quarta ordem ($O(kh)^4$) tem sido proposto por Gobbi *et al.* (2000). O modelo é baseado explicitamente em uma representação polinomial de quarta ordem da dependência vertical do potencial de velocidade. No objetivo de obter uma representação de Padé (4,4) da relação da dispersão, uma nova variável dependente é definida como um termo médio do potencial de velocidade em duas profundidades distintas. A representação cinemática interna é melhorada sobre as aproximações existentes de $O(kh)^2$, especialmente sobre a variação de águas intermediárias para profundas. O modelo de quarta ordem já tinha sido testado por Gobbi e Kirby (1999) em uma aplicação para o estudo da propagação de ondas sobre um baixio isolado. Os resultados demonstraram certa importância da retenção de efeitos totalmente não-lineares na correta predição do campo de onda envolvido.

Para gerar essas ondas no modelo numérico usa-se uma função fonte distribuída espacialmente, sendo sua vantagem a simples implementação, e essa fonte é independente da

geometria da absorção. Entretanto, a fonte de onda gera ondas propagando para frente e para trás, e a presença de uma extensiva e determinada camada de absorção da onda (camada esponja) é requerida por trás da região fonte (WEI *et al.*, 1999). Chawla e Kirby (2000) sugeriram uma formulação alternativa que usa uma função de momentum e de massa que elimina a componente de propagação contrária da onda gerada na aproximação linear. A modificação resultante reduz a dimensão da camada esponja ou outras camadas de absorção necessárias no contorno aberto da entrada de onda nas aplicações do modelo de Boussinesq para regiões costeiras, onde a reflexão da linha de costa é fraca.

É provável que as equações de alta ordem podem, também, serem melhoradas pela consideração de um nível de referência variando no tempo. As equações do tipo de Boussinesq de Wei *et al.* (1995) tem sido estendida por Kennedy *et al.* (2001) com a inclusão de um nível de referência que varia no tempo. Embora as características não-lineares fossem otimizadas somente na segunda ordem, Kennedy *et al.* (2001) mostram que o melhoramento dessas propriedades para os sistemas de Boussinesq totalmente não-linear persiste à alta ordem, mostrando excelentes resultados para a predição dos fenômenos físicos da onda.

Baseado nas Equações de Boussinesq totalmente não-linear derivadas por Wei *et al.* (1995), Shi *et al.* (2001) derivaram essas equações em coordenada curvilínea generalizada, usando o método de velocidade contravariante. Então o modelo numérico foi desenvolvido com esquema de diferença finita de alta ordem em grades distorcidas (*staggered grids*), Figura 18, fornecendo assim uma melhor precisão e taxa de convergência, permitindo a simulação de ondas em geometrias mais complexas (como baías, pontais, ilhas, enseadas, etc...).

Toda essa evolução das equações do tipo de Boussinesq é adotada no modelo numérico FUNWAVE 2.0 (Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model) que é usado para simular a propagação de ondas em regiões costeiras (KIRBY *et al.*, 2005a, KIRBY *et al.*, 2005b).

3.1. Equações de Boussinesq – Formulação Matemática

As equações do tipo Boussinesq fornecem um esquema geral matemático para o estudo de propagação de ondas em duas dimensões horizontal. A formulação do tipo Boussinesq fornece uma base segura e bem testada para a simulação de propagação de ondas em profundidades variáveis. O modelo apresenta capacidade de simular as transformações das

ondas nas regiões costeiras como a não-linearidade, o empinamento, a difração, a refração devido a batimetria e devido as correntes, geração de harmônicas e dissipação de energia pela quebra de ondas, espriamento da onda e *setup*.

3.1.1. Equações do Tipo Boussinesq Totalmente não-lineares de Wei et al. (1995)

As equações de Boussinesq totalmente não-linear derivada por Wei *et al.* (1995) são determinadas por

Conservação da Massa (COM):

$$\eta_t + \nabla \cdot \mathbf{M} = 0 \quad \text{Equação 3.1.1-1}$$

onde

$$\begin{aligned} \mathbf{M} = & (h + \delta\eta) \left\{ \mathbf{u}_\alpha + \mu^2 \left[\frac{1}{2} z_\alpha^2 - \frac{1}{6} (h^2 - h\delta\eta + \delta^2\eta^2) \right] \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right. \\ & \left. + \mu^2 \left[z_\alpha + \frac{1}{2} (h - \delta\eta) \right] \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] \right\} + O(\mu^4) \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.1-2}$$

Equação da Quantidade do Movimento (EQM):

$$\mathbf{u}_{\alpha t} + \delta(\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha + \nabla \eta + \mu^2 \mathbf{V}_1 + \delta\mu^2 \mathbf{V}_2 = O(\mu^4) \quad \text{Equação 3.1.1-3}$$

onde

$$\mathbf{V}_1 = \frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t}) + z_\alpha \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_{\alpha t})] - \nabla \left[\frac{1}{2} (\delta\eta)^2 \nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t} + \delta\eta \nabla \cdot (h\mathbf{u}_{\alpha t}) \right] \quad \text{Equação 3.1.1-4}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_2 = & \nabla \left\{ (z_\alpha - \delta\eta) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \delta^2\eta^2) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right\} \\ & + \frac{1}{2} \nabla \left\{ [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha) + \delta\eta \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha]^2 \right\} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.1-5}$$

onde η á a elevação da superfície, h é a profundidade da água em repouso (*still water depth*),

$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$ é o operador derivada horizontal e o subscrito t é a derivada parcial com

respectivo tempo. $\delta = \frac{a_0}{h_0}$, $\mu = k_0 h_0$ são escalas de não-linearidade e dispersão respectivamente, onde a_0 , h_0 e k_0 são a amplitude típica de onda, a profundidade da água em repouso e o número de ondas, respectivamente.

$$z_\alpha = \left[(1 + 2\alpha)^{1/2} - 1 \right] h \approx -0.531h \quad \text{Equação 3.1.1-6}$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{z_\alpha}{h} \right)^2 + \frac{z_\alpha}{h} \approx -0.390 \quad \text{Equação 3.1.1-7}$$

\mathbf{u}_α é a velocidade na profundidade na coordenada $z = z_\alpha$: $\mathbf{u}_\alpha = (\nabla \phi)_{z=z_\alpha}$. Sendo ϕ o potencial de velocidade.

3.1.2. Equações do Tipo Boussinesq estendidas por Kennedy et al. (2001)

Em Kennedy *et al.* (2001), o nível de referencia de Wei *et al.* (1995) é estendido para se movimentar com a elevação da superfície. Dessa forma o novo grupo de equações fica

Conservação da Massa (COM):

$$\eta_t + \nabla \cdot \mathbf{M} = 0 \quad \text{Equação 3.1.2-1}$$

onde

$$\begin{aligned} \mathbf{M} = & (h + \delta\eta) \left\{ \mathbf{u}_\alpha + \mu^2 \left[\frac{1}{2} z_\alpha^2 - \frac{1}{6} (h^2 - h\delta\eta + \delta^2 \eta^2) \right] \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right. \\ & \left. + \mu^2 \left[z_\alpha + \frac{1}{2} (h - \delta\eta) \right] \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] \right\} + O(\mu^4) \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.2-2}$$

A Equação 3.1.2-1 e a Equação 3.1.2-2 são idênticas a Equação 3.1.1-1 e a Equação 3.1.1-2.

Equação da Quantidade do Movimento (EQM):

$$\mathbf{u}_{\alpha t} + \delta(\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha + \nabla \eta + \mu^2 \mathbf{V}_1 + \delta \mu^2 \mathbf{V}_2 = O(\mu^4) \quad \text{Equação 3.1.2-3}$$

onde

$$\mathbf{V}_1 = \left[\frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) + z_\alpha \nabla[\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] \right]_t - \nabla \left[\frac{1}{2} (\delta\eta)^2 \nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t} + \delta\eta \nabla \cdot (h\mathbf{u}_{\alpha t}) \right] \quad \text{Equação 3.1.2-4}$$

$$\mathbf{V}_2 = \nabla \left\{ (z_\alpha - \delta\eta)(\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla)[\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \delta^2 \eta^2)(\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla)(\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right\} \\ + \frac{1}{2} \nabla \left\{ [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha) + \delta\eta \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha]^2 \right\} \quad \text{Equação 3.1.2-5}$$

A Equação 3.1.2-4 é diferente da Equação 3.1.2-5 pela derivada no tempo estar fora dos colchetes.

$$z_\alpha = \rho_0 h + \beta_0 \delta\eta \quad \text{Equação 3.1.2-6}$$

então

$$z_{\alpha t} = \beta_0 \delta\eta_t \quad \text{Equação 3.1.2-7}$$

Caso especial: ($\rho_0 = \beta_0 - 1$)

$$z_\alpha = (\beta_0 - 1)h + \beta_0 \delta\eta \quad \text{Equação 3.1.2-8}$$

Adotando ao parâmetro livre $\beta_0 = \sqrt{1/5}$ para obter a relação de dispersão de Padé [2,2].

A Equação 3.1.2-8 está referida como a versão dado constante ou invariante da equação de Boussinesq (KENNEDY *et al.*, 2001), para

$$\frac{h + z_\alpha}{h + \delta\eta} = \beta_0 = \text{const} \quad \text{Equação 3.1.2-9}$$

quando

$$\begin{cases} \rho_0 = (1 + 2\alpha)^2 - 1 = -0.531; \\ \beta_0 = 0, \end{cases} \quad \text{Equação 3.1.2-10}$$

é estabelecido o modelo de Wei *et al.* (1995). Quando

$$\begin{cases} \rho_0 = \beta_0 - 1 = \sqrt{1/5} - 1 \approx -0.5528; \\ \beta_0 = \sqrt{1/5}, \end{cases} \quad \text{Equação 3.1.2-11}$$

é estabelecido o modelo dado invariante de Kennedy *et al.* (2001).

3.1.3. Equações de Boussinesq com vorticidade vertical derivadas por Chen *et al.* (2000)

Em Chen *et al.* (2000), um termo de vorticidade vertical de segunda ordem é incorporado na equação que é capaz de simular turbulência no plano horizontal gerada após a quebra da onda na zona de surfê. Escrevendo novamente as equações de conservação da massa e da quantidade do movimento temos

Conservação da massa (COM):

$$\eta_t + \nabla \cdot \mathbf{M} = 0 \quad \text{Equação 3.1.3-1}$$

onde

$$\begin{aligned} \mathbf{M} = & (h + \delta\eta) \left\{ \mathbf{u}_\alpha + \mu^2 \left[\frac{1}{2} z_\alpha^2 - \frac{1}{6} (h^2 - h\delta\eta + \delta^2 \eta^2) \right] \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right. \\ & \left. + \mu^2 \left[z_\alpha + \frac{1}{2} (h - \delta\eta) \right] \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] \right\} + O(\mu^4) \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.3-2}$$

Equação da Quantidade do Movimento (EQM):

$$\mathbf{u}_{\alpha t} + \delta(\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha + \nabla \eta + \mu^2 \mathbf{V}_1 + \delta\mu^2 \mathbf{V}_2 + \delta\mu^2 \mathbf{V}_3 = O(\mu^4) \quad \text{Equação 3.1.3-3}$$

onde

$$\mathbf{V}_1 = \frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t}) + z_\alpha \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_{\alpha t})] - \nabla \left[\frac{1}{2} (\delta\eta)^2 \nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t} + \delta\eta \nabla \cdot (h\mathbf{u}_{\alpha t}) \right] \quad \text{Equação 3.1.3-4}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_2 = & \nabla \left\{ (z_\alpha - \delta\eta) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \delta^2 \eta^2) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right\} \\ & + \frac{1}{2} \nabla \left\{ [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha) + \delta\eta \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha]^2 \right\} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.3-5}$$

e

$$\mathbf{V}_3 = (V_3^x, V_3^y) = \boldsymbol{\Omega}_1 \times \mathbf{u}_\alpha \quad \text{Equação 3.1.3-6}$$

$$V_3^x = -v_\alpha \omega_1; \quad V_3^y = u_\alpha \omega_1 \quad \text{Equação 3.1.3-7}$$

$$\Omega_1 = (0,0,\omega_1) \quad \text{Equação 3.1.3-8}$$

$$\omega_1 = z_{\alpha x} \left\{ \left[\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha) \right]_y + z_\alpha (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha)_y \right\} - z_{\alpha y} \left\{ \left[\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha) \right]_x - z_\alpha (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha)_x \right\} \quad \text{Equação 3.1.3-9}$$

A equação de Chen *et al.* (2000) apresenta um termo extra V_3 comparado à equação de Wei *et al.* (1995), que é a correção de segunda ordem da vorticidade vertical (ω) avaliada em $z = z_\alpha$:

$$\omega|_{z=z_\alpha} = \omega_0 + \mu^2 \omega_1 = (\nabla \times \mathbf{u})|_{z=z_\alpha} \quad \text{Equação 3.1.3-10}$$

onde

$$\omega_0 = \nabla \times \mathbf{u}_\alpha \quad \text{Equação 3.1.3-11}$$

$$\omega_1 = \left\{ \nabla \times (\mathbf{u} - \mathbf{u}_\alpha) \right\}|_{z=z_\alpha} \quad \text{Equação 3.1.3-12}$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_\alpha + \mu^2 \left\{ (z_\alpha - z) \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] + \left(\frac{z_\alpha^2}{2} - \frac{z^2}{2} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right\} \quad \text{Equação 3.1.3-13}$$

3.1.4. Equações de Boussinesq de 4ª ordem de Gobbi et al. (2000)

Em Gobbi *et al.* (2000), a equação é estendida para quarta ordem de precisão da dispersão e o nível de multi-referência é introduzido comparado a Nwogu (1993) e Wei *et al.* (1995). As derivações de Gobbi *et al.* (2000) foram feitas a partir da teoria do escoamento potencial. As equações governantes são:

Conservação da Massa (COM):

$$\eta_t + \nabla \cdot \mathbf{M} = 0, \quad \mathbf{M} = \int_{-h}^{\delta\eta} \nabla \phi dz \quad \text{Equação 3.1.4-1}$$

O problema de valor de contorno para o escoamento potencial é determinado em termos de variáveis não-dimensionais por

Laplace:

$$\phi_{zz} + \mu^2 \nabla^2 \phi = 0; \quad -h \leq z \leq \delta\eta \quad \text{Equação 3.1.4-2}$$

Condição de Contorno no Fundo (CCF)

$$\phi_z + \mu^2 \nabla h \cdot \nabla \phi = 0; \quad z = -h \quad \text{Equação 3.1.4-3}$$

Condição de Contorno Dinâmica da Superfície Livre (CCDSL)

$$\eta + \phi_t + \frac{1}{2} \delta \left[(\nabla \phi)^2 + \frac{1}{\mu^2} (\phi_z)^2 \right] = 0; \quad z = \delta\eta \quad \text{Equação 3.1.4-4}$$

Condição de Contorno Cinemática da Superfície Livre (CCCSL)

$$\eta_t + \delta \nabla \phi \cdot \nabla \eta - \frac{1}{\mu^2} \phi_z = 0; \quad z = \delta\eta \quad \text{Equação 3.1.4-5}$$

A Equação 3.1.4-4 é geralmente substituída pela forma integrada na profundidade da Equação 3.1.4-2, em que usa a Equação 3.1.4-3 e a Equação 3.1.4-5 para resolver os termos de contorno, dando a Equação 3.1.4-1.

Aqui, x e y são as coordenadas horizontais adotadas por um representativo numero de onda $k_0 = 2\pi/L_0$, z é a coordenada vertical iniciada na água em repouso e apontado para cima e h é a profundidade da água, ambos dimensionados por uma profundidade típica h_0 . η é o deslocamento da superfície da água dimensionado por uma amplitude representativa a . ∇ denota um gradiente nas coordenadas horizontais (x, y). Os dois parâmetros adimensionais são aparentes: $\delta = a/h_0$ e $\mu^2 = (k_0 h_0)^2$. O tempo t é dimensionado por $(k_0 (gh_0)^{1/2})^{-1}$, e ϕ , potencial de velocidade, é dimensionado por $\delta h_0 (gh_0)^{1/2}$.

O problema totalmente linear adotado a partir das Equação 3.1.4-2 e Equação 3.1.4-5 descreve a propagação de ondas com uma relação de dispersão dada por

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad \text{Equação 3.1.4-6}$$

ou, equivalentemente,

$$c^2 = gh \frac{\tanh kh}{kh} \quad \text{Equação 3.1.4-7}$$

onde ω denota a frequência angular, k é a magnitude de um vetor numero de onda \mathbf{k} e c é a velocidade de fase para um componente de onda monocromática. No limite $\mu \ll 1$, a razão na Equação 3.1.4-7 aproximaria de 1, e então $c^2 \sim gh$ (KIRBY, 2003).

Adotando as aproximações de Nwogu (1993), Kirby (2003) definiu uma elevação referenciada z_α localizada dentro da coluna d'água, e foi definida novamente a expansão da

série para ϕ , a partir de uma série de Taylor $\phi(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^N \xi^n \phi_n(x, y, t)$, em termos de valor

de z_α . Usando a CCF (Equação 3.1.4-3) e truncando a série resultante de $O(\mu^2)$ temos

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_\alpha(x, y, t) + \mu^2 (z_\alpha - z) \nabla \cdot (h \nabla \phi_\alpha) - \frac{1}{2} \mu^2 (z_\alpha^2 - z^2) \nabla^2 \phi_\alpha + O(\mu^4) \quad \text{Equação 3.1.4-8}$$

Substituindo a Equação 3.1.4-8 nas versões linearizadas das Equação 3.1.4-1 e Equação 3.1.4-4 (com $\delta = 0$) e usando $\phi_\alpha \sim \exp i(kx - \omega t)$ temos a seguinte relação da dispersão

$$\omega^2 = gk^2 h \frac{1 - (\alpha + 1/3)(kh)^2}{1 - \alpha(kh)^2} \quad \text{Equação 3.1.4-9}$$

onde

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{z_\alpha}{h} \right)^2 + \frac{z_\alpha}{h} \quad \text{Equação 3.1.4-10}$$

A escolha de α fixa a relação da dispersão resultante e o valor correspondente de z_α . $\alpha = -1/3$ reproduz a Teoria Clássica de Boussinesq baseada no termo médio da velocidade na profundidade (*depth-averaged velocity*), enquanto que a escolha de $\alpha = -2/5$ reproduz a aproximação de Padé (2,2) para a Equação 3.1.4-7. Para minimizar o erro de velocidade de fase sobre uma variação dos valores de kh o valor é mudado para $\alpha = -0.39$.

Para proporcionar a extensão da velocidade potencial para $O(\mu^4)$, Gobbi *et al.* (2000) derivaram um novo modelo de equações tendo uma relação de dispersão correspondente na forma de uma aproximação de Padé (4,4), determinada por

$$\frac{\tanh \mu}{\mu} = \frac{1 + (1/9)\mu^2 + (1/945)\mu^4}{1 + (4/9)\mu^2 + (1/63)\mu^4} + O(\mu^{10}) \quad \text{Equação 3.1.4-11}$$

Com isso uma nova variável dependente é formulada, conforme a média ponderada (*weighted average*) do potencial em dois níveis de referencia do tipo Nwogu,

$$\tilde{\phi} \equiv \beta\phi_a + (1 - \beta)\phi_b \quad \text{Equação 3.1.4-12}$$

onde ϕ_a e ϕ_b são os potenciais de velocidade nas elevações $z = z_a$ e $z = z_b$, e β é um parâmetro de ponderação. Relações entre esses parâmetros, dando a relação da dispersão apropriada, são dadas por

$$z_a = \left[\frac{1}{9} - \left\{ \frac{8\beta}{567(1-\beta)} \right\}^{1/2} + \left\{ \frac{8}{567\beta(1-\beta)} \right\}^{1/2} \right]^{1/2} - 1, \quad \text{Equação 3.1.4-13}$$

$$z_b = \left[\frac{1}{9} - \left\{ \frac{8\beta}{567(1-\beta)} \right\}^{1/2} \right]^{1/2} - 1 \quad \text{Equação 3.1.4-14}$$

Valores de $0.018 < \beta < 0.467$ determina níveis z_a e z_b dentro da coluna d'água e restabelece a forma da Equação 3.1.4-11. O potencial truncado resultante é dado por

$$\phi = \tilde{\phi} + \mu^2 \left[(Ah - \zeta)F_1(\tilde{\phi}) + (Bh^2 - \zeta^2)F_2(\tilde{\phi}) \right] + \mu^4 \left[(Ah - \zeta)F_3(\tilde{\phi}) + (Bh^2 - \zeta^2)F_4(\tilde{\phi}) + (Ch^3 - \zeta^3)F_5(\tilde{\phi}) + (Dh^4 - \zeta^4)F_6(\tilde{\phi}) \right], \quad \text{Equação 3.1.4-15}$$

onde $\zeta = h + z$, e

$$A \equiv \frac{1}{h} [\beta(h + z_a) + (1 - \beta)(h + z_b)], \quad \text{Equação 3.1.4-16}$$

$$B \equiv \frac{1}{h^2} [\beta(h + z_a)^2 + (1 - \beta)(h + z_b)^2] \quad \text{Equação 3.1.4-17}$$

$$C \equiv \frac{1}{h^3} [\beta(h + z_a)^3 + (1 - \beta)(h + z_b)^3] \quad \text{Equação 3.1.4-18}$$

$$D \equiv \frac{1}{h^4} [\beta(h + z_a)^4 + (1 - \beta)(h + z_b)^4] \quad \text{Equação 3.1.4-19}$$

e

$$F_1(\tilde{\phi}) \equiv G \nabla h \cdot \nabla \tilde{\phi}, \quad \text{Equação 3.1.4-20}$$

$$F_2(\tilde{\phi}) \equiv \frac{1}{2} G \nabla^2 \tilde{\phi}, \quad \text{Equação 3.1.4-21}$$

$$F_3(\tilde{\phi}) \equiv \nabla h \cdot \nabla (A h \nabla h \cdot \nabla \tilde{\phi}) + \frac{1}{2} \nabla h \cdot \nabla (B h^2 \nabla^2 \tilde{\phi}), \quad \text{Equação 3.1.4-22}$$

$$F_4(\tilde{\phi}) \equiv \frac{1}{2} \nabla^2 (A h \nabla h \cdot \nabla \tilde{\phi}) + \frac{1}{4} \nabla^2 (B h^2 \nabla^2 \tilde{\phi}) - \frac{1}{2} \nabla^2 h \nabla h \cdot \nabla \tilde{\phi} - \nabla h \cdot \nabla (\nabla h \cdot \nabla \tilde{\phi}), \quad \text{Equação 3.1.4-23}$$

$$F_5(\tilde{\phi}) \equiv -\frac{1}{6} \nabla^2 h \nabla h \cdot \nabla^2 \tilde{\phi} - \frac{1}{3} \nabla h \cdot \nabla (\nabla^2 \tilde{\phi}) - \frac{1}{6} \nabla^2 (\nabla h \cdot \nabla \tilde{\phi}), \quad \text{Equação 3.1.4-24}$$

$$F_6(\tilde{\phi}) \equiv -\frac{1}{24} \nabla^2 (\nabla^2 \tilde{\phi}). \quad \text{Equação 3.1.4-25}$$

onde $G = \left(1 + \mu^2 |\nabla h|^2\right)^{-1}$. Gobbi e Kirby (1999) usaram um sistema de modelo em termos de um vetor velocidade através da seguinte definição

$$\tilde{\mathbf{u}}(x, y, t) = \beta [\nabla \phi]_{z=z_a} + (1 - \beta) [\nabla \phi]_{z=z_b} \quad \text{Equação 3.1.4-26}$$

onde a relação entre $\tilde{\mathbf{u}}$ e $\tilde{\phi}$ é determinada por

$$\begin{aligned} \nabla \tilde{\phi} = & \tilde{\mathbf{u}} - \mu^2 \nabla h [(A-1)F_{21} + 2(B-A)hF_{22}] \\ & - \mu^4 \nabla h [(A-1)(F_{41} + F_{43}) + 2(B-A)h(F_{42} + F_{44}) \\ & + 3(C-B)h^2 F_{45} + 4(D-C)h^3 F_{46}] \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.4-27}$$

onde

$$F_{21}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv G \nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}}, \quad \text{Equação 3.1.4-28}$$

$$F_{22}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv \frac{1}{2} G \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}, \quad \text{Equação 3.1.4-29}$$

$$F_{41}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv -|\nabla h|^2 [(A-1) \nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}} + (B-A)h \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}], \quad \text{Equação 3.1.4-30}$$

$$F_{42}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv -\frac{1}{2} \nabla \cdot \{ \nabla h [(A-1) \nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}} + (B-A)h \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}] \}, \quad \text{Equação 3.1.4-31}$$

$$F_{43}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv \nabla h \cdot \nabla (Ah \nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}}) + \frac{1}{2} \nabla h \cdot \nabla (Bh^2 \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}), \quad \text{Equação 3.1.4-32}$$

$$\begin{aligned} F_{44}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv & \frac{1}{2} \nabla^2 (Ah \nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}}) + \frac{1}{4} \nabla^2 (Bh^2 \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \\ & - \frac{1}{2} \nabla^2 h \nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}} - \nabla h \cdot \nabla (\nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.4-33}$$

$$F_{45}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv -\frac{1}{6} \nabla^2 h \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} - \frac{1}{3} \nabla h \cdot \nabla (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) - \frac{1}{6} \nabla^2 (\nabla h \cdot \tilde{\mathbf{u}}), \quad \text{Equação 3.1.4-34}$$

$$F_{46}(\tilde{\mathbf{u}}) \equiv -\frac{1}{24} \nabla^2 (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}). \quad \text{Equação 3.1.4-35}$$

O fluxo de massa na COM, Equação 3.1.4-1, é então determinada por

$$\begin{aligned} \mathbf{M} = & H \left\{ \tilde{\mathbf{u}} + \mu^2 \left[\left(Ah - \frac{H}{2} \right) (2 \nabla h F_{22} + \nabla F_{21}) + \left(Bh^2 - \frac{H^2}{3} \right) \nabla F_{22} \right] \right. \\ & + \mu^4 \left[\left(Ah - \frac{H}{2} \right) (2 \nabla h F_{42} + \nabla F_{41} + 2 \nabla h F_{44} + \nabla F_{43}) \right. \\ & + \left(Bh^2 - \frac{H^2}{3} \right) (\nabla F_{42} + 3 \nabla h F_{45} + \nabla F_{44}) \\ & \left. \left. + \left(Ch^3 - \frac{H^3}{4} \right) (4 \nabla h F_{46} + \nabla F_{45}) + \left(Dh^4 - \frac{H^4}{5} \right) \nabla F_{46} \right] \right\} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.4-36}$$

onde $H = h + \delta\eta$ é a profundidade total da água. A Equação do Momentum pode ser escrita como

$$\mathbf{U}_t = -\nabla\eta - \frac{\delta}{2}\nabla\left(|\tilde{\mathbf{u}}|^2\right) + \Gamma_1(\eta, \tilde{\mathbf{u}}_t) + \Gamma_2(\eta, \tilde{\mathbf{u}}), \quad \text{Equação 3.1.4-37}$$

onde

$$\begin{aligned} \mathbf{U} \equiv & \tilde{\mathbf{u}} + \mu^2 \left[(A-1)h(2\nabla h F_{22} + \nabla F_{21}) + (B-1)h^2 \nabla F_{22} \right] \\ & + \mu^4 \left[(A-1)h(2\nabla h F_{42} + \nabla F_{41} + 2\nabla h F_{44} + \nabla F_{43}) \right. \\ & + (B-1)h^2 (\nabla F_{42} + 3\nabla h F_{45} + \nabla F_{44}) \\ & \left. + (C-1)h^3 (4\nabla h F_{46} + \nabla F_{45}) + (D-1)h^4 \nabla F_{46} \right] \end{aligned}, \quad \text{Equação 3.1.4-38}$$

$$\begin{aligned} \Gamma_1 \equiv & \mu^2 \nabla \left[\delta\eta F_{21t} + (2h\delta\eta + \delta^2\eta^2) F_{22t} \right] \\ & + \mu^4 \nabla \left[\delta\eta (F_{41t} + F_{43t}) + (2h\delta\eta + \delta^2\eta^2) (F_{42t} + F_{44t}) \right. \\ & + (3h^2\delta\eta + 3h\delta^2\eta^2 + \delta^3\eta^3) F_{45t} \\ & \left. + (4h^3\delta\eta + 6h^2\delta^2\eta^2 + 4h\delta^3\eta^3 + \delta^4\eta^4) F_{46t} \right] \end{aligned}, \quad \text{Equação 3.1.4-39}$$

$$\begin{aligned} \Gamma_1 \equiv & \mu^2 \delta \nabla \left\{ \tilde{\mathbf{u}} \cdot \left[(Ah - H)(\nabla F_{21} + 2\nabla h F_{22}) + (Bh^2 - H^2) \nabla F_{22} \right] \right. \\ & + \frac{1}{2} (F_{21} + 2HF_{22})^2 \left. \right\} - \mu^4 \delta \nabla \left\{ \tilde{\mathbf{u}} \cdot \left[(Ah - H)(\nabla F_{41} + 2\nabla h F_{42} + \nabla F_{43} + 2\nabla h F_{44}) \right. \right. \\ & + (Bh^2 - H^2) (\nabla F_{42} + \nabla F_{44} + 3\nabla h F_{45}) \\ & + (Ch^3 - H^3) (\nabla F_{45} + 4\nabla h F_{46}) + (Dh^4 - H^4) \nabla F_{46} \left. \right] \\ & + \frac{1}{2} \left| (Ah - H)(\nabla F_{21} + 2\nabla h F_{22}) + (Bh^2 - H^2) \nabla F_{22} \right|^2 \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[(\nabla F_{21} + 2\nabla h F_{22}) (F_{41} + 2HF_{42} + F_{43} + 2HF_{44} + 3H^2 F_{45} + 4H^3 F_{46}) \right] \right\} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.4-40}$$

O modelo resultante é denominado como o modelo de quarta ordem totalmente não-linear. Para obter um sistema de $O(\mu^4)$ com fraca dispersão, as equações com fraca não-linearidade com $\delta = O(\mu^2)$ (como na aproximação padrão de Boussinesq), os termos de $O(\delta^2\mu^2)$ e os menores termos deveriam ser negligenciados. O modelo resultante agora é denominado como o modelo de quarta ordem com fraca não-linearidade. Finalmente, para restabelecer o modelo de Wei *et al.* (1995), deve-se negligenciar os termos de $O(\mu^4)$ enquanto que permaneçam

todos os termos proporcionais a potências de δ , e atribuir $\beta = 1$. O parâmetro de Nwogu α_N é então relacionado a A e B por

$$A = \sqrt{B}, B = 2\alpha_N + 1 \quad \text{Equação 3.1.4-41}$$

com $\tilde{\mathbf{u}}$ sendo substituído por \mathbf{u}_α de Wei *et al.* (1995) (Gobbi e Kirby, 1999).

3.1.5. Equações de Boussinesq Desenvolvidas em Coordenadas Curvilíneas por Shi *et al.* (2001)

Em Shi *et al.* (2001) foi desenvolvido um modelo de Boussinesq de diferença finita em coordenadas curvilíneas generalizadas baseando-se nas equações de Boussinesq totalmente não-linear de Wei *et al.* (1995). Comparado à versão cartesiana do modelo de Boussinesq, o modelo curvilíneo tem uma melhor eficiência e capacidade para lidar com geometria complexa em alguns domínios costeiros complicados.

As equações de Boussinesq totalmente não-linear em coordenadas cartesianas (WEI *et al.*, 1995) são escritas em termos de uma velocidade de referência $\mathbf{u}_\alpha = (u, v)$ em uma elevação de referência z_α ,

Equação 3.1.1-1 e

Equação 3.1.1-5.

Uma transformação de coordenadas foi introduzida por Shi *et al.* (2001) na forma geral

$$\xi_1 = \xi_1(x, y), \xi_2 = \xi_2(x, y) \quad \text{Equação 3.1.5-1}$$

onde (ξ_1, ξ_2) são novas variáveis independentes no domínio imagem transformado. Na Figura 18, os contornos $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ e Γ_4 no domínio físico (x, y) tornam-se Π_1, Π_2, Π_3 e Π_4 , respectivamente, no domínio imagem (ξ_1, ξ_2) .

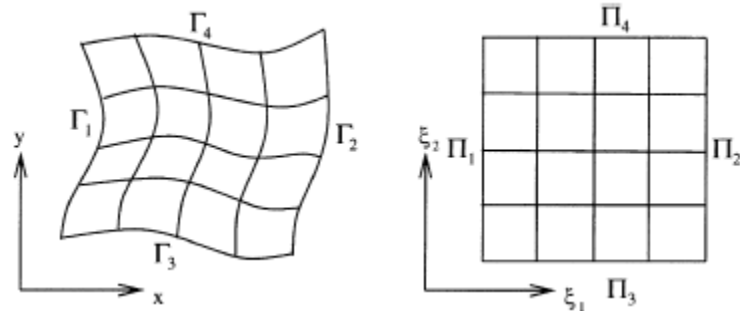


Figura 18: Domínio físico (x, y) e domínio imagem transformado (ξ_1, ξ_2) . Fonte: Shi *et al.* (2001).

Uma vez que (u, v) estão nas coordenadas Cartesianas, as componentes contravariantes do vetor velocidade em z_α são introduzidos como as variáveis dependentes nas coordenadas curvilíneas. No tensor espacial, a velocidade pode ser expressa como duas componentes de qualquer base covariante, ou seja,

$$\mathbf{u}_\alpha = u^i \mathbf{g}_i \quad \text{Equação 3.1.5-2}$$

onde u^i são as componentes de base covariante \mathbf{g}_i . Por exemplo, (u, v) pode ser as componentes contravariantes de base covariante (i, j) nas coordenadas Cartesianas. Nas coordenadas curvilíneas, $u^i = (U, V)$, em que (U, V) são componentes contravariantes de base covariante $(\mathbf{g}_1, \mathbf{g}_2)$. Assim as relações entre os componentes em bases diferentes são

$$u^k = \frac{\partial x^k}{\partial x^{i'}} u^{i'} \quad \text{Equação 3.1.5-3}$$

onde (i') denota a nova base. (U, V) pode ser descrito por (u, v) nas coordenadas cartesianas como

$$U = \frac{1}{\sqrt{g_0}} (uy_{\xi_2} - vx_{\xi_2}) \quad \text{Equação 3.1.5-4}$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{g_0}} (-uy_{\xi_1} + vx_{\xi_1}) \quad \text{Equação 3.1.5-5}$$

onde g_0 é a determinante do tensor métrico definido por

$$g_0 = \begin{vmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{vmatrix} \quad \text{Equação 3.1.5-6}$$

e onde g_{ij} é a covariante métrica

$$g_{ij} = \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} \frac{\partial x^{j'}}{\partial x^j}. \quad \text{Equação 3.1.5-7}$$

Usando as relações

$$\frac{\partial y}{\partial \xi_2} = \sqrt{g_0} \frac{\partial \xi_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial x}{\partial \xi_2} = -\sqrt{g_0} \frac{\partial \xi_1}{\partial y} \quad \text{Equação 3.1.5-8}$$

$$\frac{\partial y}{\partial \xi_1} = -\sqrt{g_0} \frac{\partial \xi_2}{\partial x}, \quad \frac{\partial x}{\partial \xi_1} = \sqrt{g_0} \frac{\partial \xi_2}{\partial y} \quad \text{Equação 3.1.5-9}$$

temos as definição de (U, V)

$$U = u \frac{\partial \xi_1}{\partial x} + v \frac{\partial \xi_1}{\partial y} = \frac{d\xi_1}{dt}, \quad \text{Equação 3.1.5-10}$$

$$V = u \frac{\partial \xi_2}{\partial x} + v \frac{\partial \xi_2}{\partial y} = \frac{d\xi_2}{dt}. \quad \text{Equação 3.1.5-11}$$

As Equação 3.1.5-10 e Equação 3.1.5-11 indicam que (U, V) pode ser estimado como velocidades generalizadas nas coordenadas generalizadas.

A partir das Equação 3.1.5-4 e Equação 3.1.5-5, Shi *et al.* (2001) também determinaram as projeções (u_n, v_n) do vetor velocidade (U, V) sobre as direções normais das linhas de coordenadas

$$u_n = \frac{\sqrt{g_0}}{\sqrt{g_{22}}} U, \quad \text{Equação 3.1.5-12}$$

$$v_n = \frac{\sqrt{g_0}}{\sqrt{g_{11}}} V. \quad \text{Equação 3.1.5-13}$$

As Equação 3.1.5-12 e Equação 3.1.5-13 demonstram que através da introdução de (U, V) foi possível obter as condições de contorno laterais $U = 0$ em Π_1, Π_2 e $V = 0$ em Π_3, Π_4 .

As equações de Conservação da Massa (

Equação 3.1.1-1 e Equação 3.1.1-2) agora podem ser escritas nas formas de tensor invariante

$$\eta_t + \frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^k} (\sqrt{g_0} M^k) = 0 \quad \text{Equação 3.1.5-14}$$

$$M^k = (h + \eta) u^k + (h + \eta) \left[\frac{z_\alpha^2}{2} - \frac{1}{6} (h^2 - h\eta + \eta^2) \right] \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} u^l) \right] !^k$$

$$+ (h + \eta) \left[z_\alpha + \frac{1}{2} (h - \eta) \right] \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} h u^l) \right] !^k \quad \text{Equação 3.1.5-15}$$

As formas do tensor invariante das equações do momentum (

Equação 3.1.1-3, Equação 3.1.1-4 e Equação 3.1.1-5) são

$$\frac{\partial u^k}{\partial t} + g \eta !^k + u^l u_l^k + V_1^k + V_2^k = 0, \quad \text{Equação 3.1.5-16}$$

$$V_1^k = \frac{z_\alpha^2}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} u_t^l) \right] !^k + z_\alpha \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} h u_t^l) \right] !^k,$$

$$- \left[\frac{\eta^2}{2\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} u_t^l) + \frac{\eta}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} h u_t^l) \right] !^k \quad \text{Equação 3.1.5-17}$$

$$V_2^k = \left\{ (z_\alpha - \eta) u^l \frac{\partial}{\partial x^l} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^m} (\sqrt{g_0} h u^m) \right] \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) u^l \frac{\partial}{\partial x^l} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^m} (\sqrt{g_0} u^m) \right] \right\} !^k, \quad \text{Equação 3.1.5-18}$$

$$+ \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} h u^l) + \frac{\eta}{\sqrt{g_0}} \frac{\partial}{\partial x^l} (\sqrt{g_0} u^l) \right]^2 \right\} !^k$$

onde $k, l, m = 1$ e 2 , $(u^1, u^2) = (U, V)$, $(x^1, x^2) = (\xi_1, \xi_2)$; $\partial/\partial x^k$ é a derivada parcial, e os termos com a subscripta k representam as derivadas espaciais covariantes (ver SHI *et al.*, 2001), enquanto que $!^k$ representa as derivadas espaciais contravariantes conforme

$$f^{!k} = \frac{\partial f}{\partial x^i} g^{ik} \quad \text{Equação 3.1.5-19}$$

A diferenciação finita em grade regular pode levar a uma perda de precisão, isso se as discretizações das equações não-transformadas são executadas nas grades irregulares. Shi *et al.* (2001) evitaram esse problema através da discretização das equações transformadas no domínio imagem com grades uniformes.

O sistema de equações é reescrito em uma forma que torna a aplicação do processo de diferença conveniente conforme aquele de Wei *et al.* (1995). A conservação da massa Equação 3.1.5-14 e Equação 3.1.5-15 podem ser expressas como

$$\eta_t = E(\eta, U, V), \quad \text{Equação 3.1.5-20}$$

onde

$$\begin{aligned} E = & -\frac{1}{\sqrt{g_0}} \left\{ \left[\sqrt{g_0}(h+\eta)U \right]_{\xi_1} + \left[\sqrt{g_0}(h+\eta)V \right]_{\xi_2} \right\} \\ & - \frac{1}{\sqrt{g_0}} \left\{ \left[a_1 h^2(h+\eta) + \frac{1}{6} \eta(h^2 - \eta^2) \right] \frac{g_{22}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DU})_{\xi_1} \right. \\ & + \left. \left[a_2 h(h+\eta) - \frac{1}{2} \eta(h-\eta) \right] \frac{g_{22}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DHU})_{\xi_1} \right\}_{\xi_1} \\ & - \frac{1}{\sqrt{g_0}} \left\{ \left[a_1 h^2(h+\eta) + \frac{1}{6} \eta(h^2 - \eta^2) \right] \frac{g_{11}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DU})_{\xi_2} \right. \\ & + \left. \left[a_2 h(h+\eta) - \frac{1}{2} \eta(h-\eta) \right] \frac{g_{11}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DHU})_{\xi_2} \right\}_{\xi_2} \\ & + \frac{1}{\sqrt{g_0}} \left\{ \left[a_1 h^2(h+\eta) + \frac{1}{6} \eta(h^2 - \eta^2) \right] \frac{g_{12}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DU})_{\xi_2} \right. \\ & + \left. \left[a_2 h(h+\eta) - \frac{1}{2} \eta(h+\eta) \right] \frac{g_{12}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DHU})_{\xi_2} \right\}_{\xi_1} \\ & + \frac{1}{\sqrt{g_0}} \left\{ \left[a_1 h^2(h+\eta) + \frac{1}{6} \eta(h^2 - \eta^2) \right] \frac{g_{12}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DU})_{\xi_1} \right. \\ & + \left. \left[a_2 h(h+\eta) - \frac{1}{2} \eta(h+\eta) \right] \frac{g_{12}}{\sqrt{g_0}} (\mathbf{DHU})_{\xi_1} \right\}_{\xi_2} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.5-21}$$

em que,

$$\mathbf{DU} = \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} U)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} V)_{\xi_2}, \quad \text{Equação 3.1.5-22}$$

$$\mathbf{DHU} = \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} hU)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} hV)_{\xi_2} \quad \text{Equação 3.1.5-23}$$

A equação do momentum na direção ξ_1 pode ser escrita como

$$\begin{aligned} \tilde{U}_t = & F(\eta, U, V) + [F_1(V)]_t + [F_2(U, V)]_t + F_3(\eta, U_t, V_t) \\ & + F_4(\eta, U_t, V_t) + F_5(\eta, U, V) + F_6(\eta, U, V), \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.5-24}$$

onde

$$\tilde{U} = U + h^2 b_1 \frac{g_{22}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} U)_{\xi_1} \right]_{\xi_1} + h b_2 \frac{g_{22}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} hU)_{\xi_1} \right]_{\xi_1} \quad \text{Equação 3.1.5-25}$$

$$F = -\frac{g}{g_0} (g_{22} \eta_{\xi_1} - g_{12} \eta_{\xi_2}) - (UU_{\xi_1} + VU_{\xi_2} + D_{11}^1 U^2 + 2D_{12}^1 UV + D_{22}^1 U^2) \quad \text{Equação 3.1.5-26}$$

$$F_1(V) = -h^2 b_1 \frac{g_{22}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} V)_{\xi_2} \right]_{\xi_1} - h b_2 \frac{g_{22}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} hV)_{\xi_2} \right]_{\xi_1} \quad \text{Equação 3.1.5-27}$$

$$\begin{aligned} F_2(U, V) = & h^2 b_1 \frac{g_{22}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} U)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} V)_{\xi_2} \right]_{\xi_2} \\ & + h b_2 \frac{g_{12}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} hU)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} hV)_{\xi_2} \right]_{\xi_2} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.5-28}$$

$$F_3(\eta, U_t, V_t) = \frac{g_{22}}{g_0} \left[\frac{\eta^2}{2} (\mathbf{DUT}) + \eta (\mathbf{DHUT}) \right]_{\xi_1} \quad \text{Equação 3.1.5-29}$$

$$F_4(\eta, U_t, V_t) = -\frac{g_{12}}{g_0} \left[\frac{\eta^2}{2} (\mathbf{DUT}) + \eta (\mathbf{DHUT}) \right]_{\xi_2} \quad \text{Equação 3.1.5-30}$$

$$\begin{aligned}
 F_5(\eta, U, V) = & -\frac{g_{22}}{g_0} \left[(z_\alpha - \eta)U(\mathbf{DHU})_{\xi_1} + (z_\alpha - \eta)V(\mathbf{DHU})_{\xi_2} \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2}(z_\alpha^2 - \eta^2)U(DU)_{\xi_1} + \frac{1}{2}(z_\alpha^2 - \eta^2)V(DU)_{\xi_2} \right]_{\xi_1} \\
 & - \frac{1}{2} \frac{g_{22}}{g_0} \left[((\mathbf{DHU}) + \eta(\mathbf{DU}))^2 \right]_{\xi_1}
 \end{aligned}$$

Equação 3.1.5-31

$$\begin{aligned}
 F_6(\eta, U, V) = & \frac{g_{12}}{g_0} \left[(z_\alpha - \eta)U(\mathbf{DHU})_{\xi_1} + (z_\alpha - \eta)V(\mathbf{DHU})_{\xi_2} \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2}(z_\alpha^2 - \eta^2)U(DU)_{\xi_1} + \frac{1}{2}(z_\alpha^2 - \eta^2)V(DU)_{\xi_2} \right]_{\xi_2} \\
 & - \frac{1}{2} \frac{g_{22}}{g_0} \left[((\mathbf{DHU}) + \eta(\mathbf{DU}))^2 \right]_{\xi_2}
 \end{aligned}$$

Equação 3.1.5-32

em que

$$\mathbf{DUT} = \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} U_t)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} V_t)_{\xi_2}$$

Equação 3.1.5-33

$$\mathbf{DHUT} = \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} h U_t)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} h V_t)_{\xi_2}$$

Equação 3.1.5-34

Na Equação 3.1.5-24, os termos F , F_1 , ..., F_6 foram introduzidos para representar separadamente os termos com diferentes propriedades. F inclui os termos de gradiente de pressão e termos convectivos; F_1 e F_2 são os termos dispersivos lineares, em que F_2 é o termo adicional devido a não ortogonalidade da coordenada; F_3 e F_4 são os termos dispersivos não-lineares com derivadas no tempo, embora F_4 é o termo adicional devido a não-ortogonalidade; F_5 e F_6 são os termos dispersivos não-lineares com derivadas espaciais, embora F_6 é o termo devido a não-ortogonalidade. D_{jk}^i é o símbolo de Christoffel. As constantes a_1 , a_2 , b_1 e b_2 são definidos como

$$a_1 = \frac{\beta^2}{2} - \frac{1}{6}, \quad a_2 = \beta + \frac{1}{2}, \quad b_1 = \beta^2 \quad \text{e} \quad b_2 = \beta$$

Equação 3.1.5-35

onde $\beta = z_\alpha/h$, sendo considerado $z_\alpha = -0.531h$ então $\beta = -0.531$.

Igualmente, a equação do momentum na direção ξ_2 pode ser escrito como

$$\begin{aligned} \tilde{V}_t = & G(\eta, U, V) + [G_1(U)]_t + [G_2(U, V)]_t + G_3(\eta, U_t, V_t) \\ & + G_4(\eta, U_t, V_t) + G_5(\eta, U, V) + G_6(\eta, U, V) \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.5-36}$$

onde

$$\tilde{V} = V + h^2 b_1 \frac{g_{11}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} V)_{\xi_2} \right]_{\xi_2} + h b_2 \frac{g_{11}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} h V)_{\xi_2} \right]_{\xi_2} \quad \text{Equação 3.1.5-37}$$

$$F = -\frac{g}{g_0} (g_{12} \eta_{\xi_1} + g_{11} \eta_{\xi_2}) - (UV_{\xi_1} + VU_{\xi_2} + D_{11}^2 U^2 + 2D_{21}^2 UV + D_{22}^2 V^2) \quad \text{Equação 3.1.5-38}$$

$$G_1(U) = -h^2 b_1 \frac{g_{11}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} U)_{\xi_1} \right]_{\xi_2} - h b_2 \frac{g_{11}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} h U)_{\xi_1} \right]_{\xi_2} \quad \text{Equação 3.1.5-39}$$

$$\begin{aligned} G_2(U, V) = & h^2 b_1 \frac{g_{12}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} U)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} V)_{\xi_2} \right]_{\xi_1} \\ & + h b_2 \frac{g_{12}}{g_0} \left[\frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} h U)_{\xi_1} + \frac{1}{\sqrt{g_0}} (\sqrt{g_0} h V)_{\xi_2} \right]_{\xi_1} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.5-40}$$

$$G_3(\eta, U_t, V_t) = \frac{g_{11}}{g_0} \left[\frac{\eta^2}{2} (\mathbf{DUT}) + \eta (\mathbf{DHUT}) \right]_{\xi_2} \quad \text{Equação 3.1.5-41}$$

$$G_4(\eta, U_t, V_t) = -\frac{g_{22}}{g_0} \left[\frac{\eta^2}{2} (\mathbf{DUT}) + \eta (\mathbf{DHUT}) \right]_{\xi_1} \quad \text{Equação 3.1.5-42}$$

$$\begin{aligned} G_5(\eta, U, V) = & -\frac{g_{11}}{g_0} \left[(z_\alpha - \eta) U (\mathbf{DHU})_{\xi_1} + (z_\alpha - \eta) V (\mathbf{DHU})_{\xi_2} \right. \\ & + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) U (DU)_{\xi_1} + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) V (DU)_{\xi_2} \left. \right]_{\xi_2} \\ & - \frac{1}{2} \frac{g_{22}}{g_0} \left[((\mathbf{DHU}) + \eta (\mathbf{DU}))^2 \right]_{\xi_2} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.5-43}$$

$$\begin{aligned}
 G_6(\eta, U, V) = & \frac{g_{12}}{g_0} \left[(z_\alpha - \eta) U(\mathbf{DHU})_{\xi_1} + (z_\alpha - \eta) V(\mathbf{DHU})_{\xi_2} \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) U(DU)_{\xi_1} + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) V(DU)_{\xi_2} \right]_{\xi_1} \\
 & - \frac{1}{2} \frac{g_{12}}{g_0} \left[((\mathbf{DHU}) + \eta(\mathbf{DU}))^2 \right]_{\xi_1}
 \end{aligned}
 \tag{Equação 3.1.5-44}$$

G , G_1 , ..., G_6 tem o mesmo significado que F , F_1 , ..., F_6 descrito anteriormente.

O arranjo dos termos derivativos no tempo trans-diferenciados (*cross-differentiated*) e não-lineares no lado direito das Equação 3.1.5-24 e Equação 3.1.5-36 determina o sistema resultante do lado esquerdo claramente tridiagonal.

Uma grade deslocada ou co-localizada (*steggered grid*) nos planos ξ_1 - ξ_2 é aplicada conforme mostra a Figura 19, onde as cruzeiras indicam os pontos η em que η é calculado, os círculos denotam os pontos U em que \tilde{U} e U são calculados e os quadrados indicam os pontos V nos quais \tilde{V} e V são calculados. A designação separa para η , U e V nesse esquema é conveniente para a implementação das condições de contorno. As novas coordenadas (ξ_1, ξ_2) são adotadas como posições inteiras da grade, $\xi_1 = 1, 2, \dots, m$, $\xi_2 = 1, 2, \dots, n$.

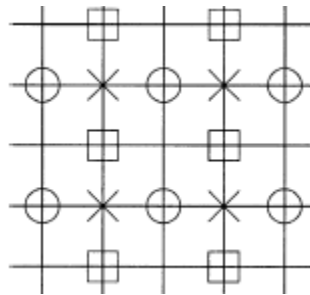


Figura 19: Grade no domínio imagem (X – pontos η , O – pontos U e □ – pontos V). Fonte: Shi *et al.* (2001).

Os termos derivativos espaciais de primeira ordem são discretizados à quarta ordem de precisão pelo uso da diferenciação finita de cinco pontos. Por exemplo, f_{ξ_1} pode ser discretizados no ponto j como

$$f_{\xi_1} = \frac{(f_{j-2} - 27f_j - f_{j+1})}{(24\Delta\xi_1)} + O(\delta\xi_1^4) \quad \text{Equação 3.1.5-45}$$

Os próprios termos dispersivos são diferenças finitas somente na segunda ordem de precisão, levando ao erro dos termos de $O(\Delta\xi^2)$ relativo aos termos dispersivos atuais.

O esquema predictor-corrector de quarta ordem de Adams-Bashforth-Moulton é aplicado para executar a atualização no tempo. Uma seqüência de instantes de tempo é definida por $t = p\Delta t$. O nível p refere-se à informação no presente, conhecida como nível de tempo. O passo predictor é o esquema explícito de terceira ordem de Adams-Bashforth, dado por

$$\eta_{i,j}^{p+1} = \eta_{i,j}^p + \frac{\Delta t}{12} [23(E)_{i,j}^p - 16(E)_{i,j}^{p-1} + 5(E)_{i,j}^{p-2}] \quad \text{Equação 3.1.5-46}$$

$$\tilde{U}_{i,j}^{p+1} = \tilde{U}_{i,j}^p + \frac{\Delta t}{12} [23(F')_{i,j}^p - 16(F')_{i,j}^{p-1} + 5(F')_{i,j}^{p-2}] \quad \text{Equação 3.1.5-47}$$

$$\tilde{V}_{i,j}^{p+1} = \tilde{V}_{i,j}^p + \frac{\Delta t}{12} [23(G')_{i,j}^p - 16(G')_{i,j}^{p-1} + 5(G')_{i,j}^{p-2}] \quad \text{Equação 3.1.5-48}$$

onde

$$F' = F + (F_1)_t + (F_2)_t + F_3 + F_4 + F_5 + F_6 \quad \text{Equação 3.1.5-49}$$

$$G' = G + (G_1)_t + (G_2)_t + G_3 + G_4 + G_5 + G_6 \quad \text{Equação 3.1.5-50}$$

Na Equação 3.1.5-47 e na Equação 3.1.5-48, $(F_1)_t$, $(F_2)_t$, $(G_1)_t$ e $(G_2)_t$ envolvem as derivadas no tempo e o calculo de F_3 , F_4 , G_3 e G_4 em certo nível de tempo requer os valores correspondentes de U_t e V_t . Podendo ser avaliados por

$$(w_t)_{i,j}^p = \frac{1}{2\Delta t} [3w_{i,j}^p - 4w_{i,j}^{p-1} + w_{i,j}^{p-2}] + O(\Delta t^2) \quad \text{Equação 3.1.5-51}$$

$$(w_t)_{i,j}^{p-1} = \frac{1}{2\Delta t} [w_{i,j}^p - w_{i,j}^{p-2}] + O(\Delta t^2) \quad \text{Equação 3.1.5-52}$$

$$(w_t)_{i,j}^{p-2} = \frac{1}{2\Delta t} [3w_{i,j}^{p-2} - 4w_{i,j}^{p-1} + w_{i,j}^p] + O(\Delta t^2) \quad \text{Equação 3.1.5-53}$$

onde w representa U , V , F_1 , F_2 , G_1 ou G_2 .

Quando $\tilde{U}_{i,j}^{p+1}$ e $\tilde{V}_{i,j}^{p+1}$ são obtidos a partir da Equação 3.1.5-47 e da Equação 3.1.5-48, a velocidade contravariante (U, V) no novo nível de tempo pode ser solucionada por um sistema de equações matriciais tridiagonais, usando o método de eliminação.

Depois, os valores preditos de $(\eta, U, V)_{i,j}^{p+1}$ são avaliados, as quantidades correspondentes de $(E, F', G')_{i,j}$ nos níveis de tempo $(p+1)$, (p) , $(p-1)$, $(p-2)$ são obtidas. Assim Shi *et al.* (2001) usaram o método corretor de quarta ordem de Adams-Moulton

$$\eta_{i,j}^{p+1} = \eta_{i,j}^p + \frac{\Delta t}{24} \left[9(E)_{i,j}^{p+1} + 19(E)_{i,j}^p - 5(E)_{i,j}^{p-1} + (E)_{i,j}^{p-2} \right] \quad \text{Equação 3.1.5-54}$$

$$\tilde{U}_{i,j}^{p+1} = \tilde{U}_{i,j}^p + \frac{\Delta t}{24} \left[9(F')_{i,j}^{p+1} + 19(F')_{i,j}^p - 5(F')_{i,j}^{p-1} + (F')_{i,j}^{p-2} \right] \quad \text{Equação 3.1.5-55}$$

$$\tilde{V}_{i,j}^{p+1} = \tilde{V}_{i,j}^p + \frac{\Delta t}{24} \left[9(G')_{i,j}^{p+1} + 19(G')_{i,j}^p - 5(G')_{i,j}^{p-1} + (G')_{i,j}^{p-2} \right] \quad \text{Equação 3.1.5-56}$$

Similar ao tratamento no estágio preditor, U_t , V_t , $(F_1)_t$, $(F_2)_t$, $(G_1)_t$ e $(G_2)_t$ são avaliados na seguinte maneira

$$(w_t)_{i,j}^{p+1} = \frac{1}{6\Delta t} \left(11w_{i,j}^{p+1} - 18w_{i,j}^p + 9w_{i,j}^{p-1} - 2w_{i,j}^{p-2} \right) + O(\Delta t^3) \quad \text{Equação 3.1.5-57}$$

$$(w_t)_{i,j}^p = \frac{1}{6\Delta t} \left(2w_{i,j}^{p+1} + 3w_{i,j}^p - 6w_{i,j}^{p-1} + w_{i,j}^{p-2} \right) + O(\Delta t^3) \quad \text{Equação 3.1.5-58}$$

$$(w_t)_{i,j}^{p-1} = -\frac{1}{6\Delta t} \left(2w_{i,j}^{p-2} + 3w_{i,j}^{p-1} - 6w_{i,j}^p + w_{i,j}^{p+1} \right) + O(\Delta t^3) \quad \text{Equação 3.1.5-59}$$

$$(w_t)_{i,j}^{p-2} = -\frac{1}{6\Delta t} \left(11w_{i,j}^{p-2} - 18w_{i,j}^{p-1} + 9w_{i,j}^p - 2w_{i,j}^{p+1} \right) + O(\Delta t^3) \quad \text{Equação 3.1.5-60}$$

O passo corretor é repetido até o erro entre dois resultados sucessivos, obtendo um limite obrigatório. O erro é calculado para cada um das três variáveis dependentes η , U , V e é definido conforme Wei *et al.* (1995)

$$\Delta f = \frac{\sum_{i,j} \left| f_{i,j}^{p+1} - f_{i,j}^{(p+1)*} \right|}{\sum_{i,j} \left| f_{i,j}^{p+1} \right|} \quad \text{Equação 3.1.5-61}$$

onde f pode ser η , U ou V e $()^*$ indica os resultados anteriores. O passo corretor é repetido se qualquer dos Δf excedem 10^{-4} .

Os testes realizados em uma grade deslocada ou co-localizada (*staggered-grid*) de Shi *et al.* (2001) têm mostrado um considerável melhoramento em relação ao esquema de Wei e Kirby (1995), em termos de geração de ruídos de comprimento de onda curto.

3.1.6. Condição de contorno na linha de costa

Na linha de costa é requerido que o fluxo de massa seja igual a zero (Figura 20).

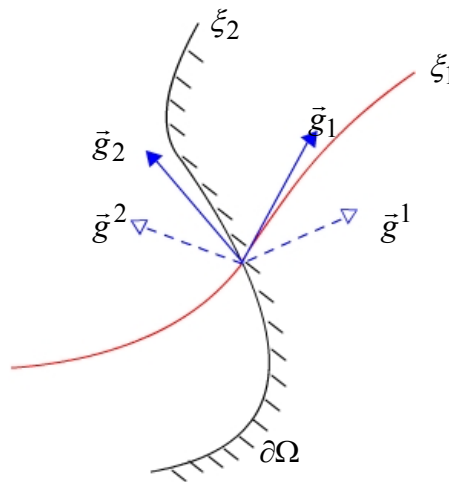


Figura 20: Condição de Contorno da Linha de Costa.

Determinando que \mathbf{M} e \mathbf{n} indicam o fluxo de massa e a direção normal do contorno (WEI e KIRBY, 1998), respectivamente, temos

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{n} = 0, \text{ em } \partial\Omega \quad \text{Equação 3.1.6-1}$$

onde

$$\begin{cases} \mathbf{M} = M^i g_i \\ \mathbf{n} = n_j g^j \end{cases} \quad \text{Equação 3.1.6-2}$$

então

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{n} = M^i g_i \cdot n_j g^j = M^i n_j \delta_i^j = M^i n_i = 0 \quad \text{Equação 3.1.6-3}$$

ou seja

$$M^1 n_1 + M^2 n_2 = 0 \quad \text{Equação 3.1.6-4}$$

se $\mathbf{n} = n_1 \mathbf{g}^1$, isto é $n_2 = 0$ ou supondo que ξ_2 é a linha de costa como na Figura 20, então a equação acima fica

$$M^1 = 0 \quad \text{Equação 3.1.6-5}$$

ou, se $\mathbf{n} = n_2 \mathbf{g}^2$, isto é $n_1 = 0$ ou supondo que ξ_1 é a linha de costa, então

$$M^2 = 0 \quad \text{Equação 3.1.6-6}$$

Essas duas equações são muito simples, por causa das componentes contravariantes escolhidas na implementação.

Para garantir as Equação 3.1.6-5
Equação 3.1.6-6 na segunda ordem de precisão, temos

$$\begin{cases} \nabla \eta \cdot \mathbf{n} = 0 \\ \tilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} = 0 \end{cases} \quad \text{Equação 3.1.6-7}$$

Conseqüentemente, se $\mathbf{n} = n_1 \mathbf{g}^1$, então

$$\begin{cases} \tilde{u}^1 = \tilde{u} = 0 \\ (\nabla \eta)^1 = \eta^{11} = g^{11} \frac{\partial \eta}{\partial \xi_1} + g^{21} \frac{\partial \eta}{\partial \xi_2} = 0 \end{cases} \quad \text{Equação 3.1.6-8}$$

e se $\mathbf{n} = n_2 \mathbf{g}^2$, então

$$\begin{cases} \tilde{u}^2 = \tilde{v} = 0 \\ (\nabla \eta)^2 = \eta^{12} = g^{12} \frac{\partial \eta}{\partial \xi_1} + g^{22} \frac{\partial \eta}{\partial \xi_2} = 0 \end{cases} \quad \text{Equação 3.1.6-9}$$

Além disso, impondo

$$\frac{\partial \tilde{u}_T}{\partial n} = 0 \quad \text{Equação 3.1.6-10}$$

onde \tilde{u}_T é a componente da velocidade tangencial. Isso não é requerido fisicamente, mas pode melhorar a estabilidade da simulação numérica.

$$i) \quad \text{se } \mathbf{n} = e^1 = \frac{\mathbf{g}^1}{\sqrt{g^{11}}}$$

$$\begin{aligned} \tilde{u}_T &= \mathbf{u} \cdot e_2 \\ &= \tilde{u}^i g^i \cdot \frac{\mathbf{g}_2}{|\mathbf{g}_2|} \\ &= \tilde{u}^i g^i \cdot \frac{\mathbf{g}_2}{\sqrt{g_{22}}} \\ &= \frac{\tilde{u}^i g_{i2}}{\sqrt{g_{22}}} \\ &= \frac{\tilde{u} g_{12} + \tilde{v} g_{22}}{\sqrt{g_{22}}} \end{aligned}$$

Equação 3.1.6-11

onde e^i e e_i são unidade de bases contravariante e covariantes.

Então

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}_T}{\partial n} &= \mathbf{n} \cdot \nabla \tilde{u}_T \\ &= \frac{\mathbf{g}^1}{\sqrt{g_{11}}} \cdot g^{jk} \frac{\partial \tilde{u}_T}{\partial x^j} \mathbf{g}_k \\ &= \frac{1}{\sqrt{g_{11}}} g^{j1} \frac{\partial \tilde{u}_T}{\partial x^j} \\ &= \frac{1}{\sqrt{g_{11}}} (\tilde{u}_T)^{||} = 0 \end{aligned}$$

Equação 3.1.6-12

ou seja,

$$(\tilde{u}_T)^{||} = 0$$

Equação 3.1.6-13

$$ii) \quad \text{Se } \mathbf{n} = e^2 = \frac{\mathbf{g}^2}{\sqrt{g^{22}}} \text{ então}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{u}_T &= \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_1 \\
 &= \tilde{u}^i g^i \cdot \frac{g_1}{|g_1|} \\
 &= \tilde{u}^i g^i \cdot \frac{g^1}{\sqrt{g^{11}}} \\
 &= \frac{\tilde{u}^i g_{i1}}{\sqrt{g_{11}}} \\
 &= \frac{\tilde{u} g_{11} + \tilde{v} g_{21}}{\sqrt{g_{11}}}
 \end{aligned}$$

Equação 3.1.6-14

então

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \tilde{u}_T}{\partial n} &= \mathbf{n} \cdot \nabla \tilde{u}_T \\
 &= \frac{g^2}{\sqrt{g_{22}}} \cdot g^{jk} \frac{\partial \tilde{u}_T}{\partial x^j} g_k \\
 &= \frac{1}{\sqrt{g_{22}}} g^{j2} \frac{\partial \tilde{u}_T}{\partial x^j} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{g_{22}}} (\tilde{u}_T)^{j2} = 0
 \end{aligned}$$

Equação 3.1.6-15

isto é

$$(\tilde{u}_T)^{j2} = 0$$

Equação 3.1.6-16

Note que a Equação 3.1.6-13 e a Equação 3.1.6-16 são levemente diferentes da implementação de Shi *et al* (2001), onde são usados $\tilde{u}^{2(11)} = \tilde{v}^{11} = 0$ e $\tilde{u}^{1(12)} = \tilde{u}^{12} = 0$. As equações acima assumem boa ortogonalidade e homogeneidade do sistema de coordenadas (ξ_1, ξ_2) próximo ao contorno, em que casos $g_{12} = g_{21} \approx 0$ e $\sqrt{g_{11}}$ e $\sqrt{g_{22}}$ são quase constantes de modo que $\tilde{u}_T \approx \tilde{v}$ quando a linha de costa está em ξ_2 e $\tilde{u}_T \approx \tilde{u}$ quando a linha de costa está em ξ_1 . Se o gerador da malha é bom o suficiente, deve-se usar a equação de Shi *et al.* (2001) que é mais simples.

3.1.7. Teoria do Gerador de Ondas

Chawla e Kirby (2000) desenvolveram um gerador de ondas de um caminho (*one-way wave maker*) por adição de um termo motriz anti-simétrico próximo da linha central da região fonte, e os efeitos de Doppler das correntes de fundo também são considerados. No modelo FUNWAVE 2.0 (KIRBY *et al.*, 2005) a derivação de Chawla e Kirby (2000) é repetido para a

versão linearizada da equação de Boussinesq, mas sem o efeito de Doppler para maior simplicidade.

A versão linearizada das equações de Wei et al. (1995) com profundidade constante h é:

Equação da Conservação da Massa:

$$\eta_t + h\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \mu^2 \alpha_1 h^3 \nabla^2 (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) = 0 \quad \text{Equação 3.1.7-1}$$

Equação do Momentum

$$\tilde{\mathbf{u}}_t + \nabla \eta + \mu^2 \alpha h^2 \nabla (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}_t) = 0 \quad \text{Equação 3.1.7-2}$$

onde $\alpha = \frac{B-1}{2}$, $\alpha_1 = \alpha + 1/3 = B/2 - 1/6$. |Visto que h é constante e a equação é linearizada, B é também uma constante, significa que a parte móvel em B tem sido retirada, portanto α e α_1 também são constantes. O termo de coordenada vertical z é também considerado constante para a linearização e finalmente desaparece aqui. As equações do modelo FUNWAVE acima são da mesma forma que as equações de Chawla e Kirby (2000), exceto que a corrente \mathbf{U} é considerado zero e a definição de α é diferente. Assim todas as definições de Chawla e Kirby (2000) são válidas para o modelo FUNWAVE.

Quando introduzida à função fonte nas equações da conservação da massa e na equação do momentum, temos (na forma dimensional)

Conservação da Massa

$$\eta_t + h\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \alpha_1 h^3 \nabla^2 (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) = f_s(x, y, t) \quad \text{Equação 3.1.7-3}$$

Momentum

$$\tilde{\mathbf{u}}_t + g\nabla \eta + \alpha h^2 \nabla (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}_t) = -g\nabla p_s(x, y, t) \quad \text{Equação 3.1.7-4}$$

onde f_s e p_s podem ser rescritos como segue pela transformada de Fourier na direção espacial

$$f_s(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_s(x, y, \omega) e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \quad \text{Equação 3.1.7-5}$$

$$p_s(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}_s(x, y, \omega) e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \quad \text{Equação 3.1.7-6}$$

e subsequente a transformada de Fourier no tempo

$$\tilde{f}_s(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_s(x, y, \omega) e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \quad \text{Equação 3.1.7-7}$$

$$\tilde{p}_s(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}_s(x, y, \omega) e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \quad \text{Equação 3.1.7-8}$$

onde \hat{f}_s e \hat{p}_s são funções de transferência de f_s e p_s respectivamente. Seguindo as derivações de Chawla e Kirby (2000), foi obtido

$$\hat{f}_s = D_1 e^{-\beta_s x^2} \quad \text{Equação 3.1.7-9}$$

$$\hat{p}_s = D_2 e^{-\beta_s x^2} \quad \text{Equação 3.1.7-10}$$

onde

$$D_1 = \frac{-i\eta_0 e^{\left(\frac{i_1^2}{4\beta_s}\right)}}{a_1 \sqrt{\frac{\pi}{\beta_s}} (2\omega) (1 - \alpha h^2 k^2)} \quad \text{Equação 3.1.7-11}$$

e

$$D_2 = \frac{-2\beta_s D_1}{l_1 \omega} \quad \text{Equação 3.1.7-12}$$

$$\beta_s = \frac{80}{\gamma_r^2 L^2} \quad \text{Equação 3.1.7-13}$$

onde η_0 é a amplitude da onda desejada, ω é a frequência angular de uma componente de onda, L é o comprimento de onda típico, γ_r é um parâmetro para controlar a largura da função fonte W . O parâmetro livre é γ_r , ao invés de β_s . Um menor valor de γ_r , é preferencial para uma região fonte mais estreita. Entretanto, valores muito pequenos podem levar a problemas numéricos resultando de diferenças finitas da região estreita. Valores típicos de γ_r , estão por volta de 0.5, conduzindo a uma largura da fonte na ordem de um quarto de um comprimento da onda. A largura da função fonte pode ser escrita como

$$W = \gamma_r \frac{L}{2} \quad \text{Equação 3.1.7-14}$$

a_1 é dado como

$$a_1 = \frac{i}{A_s(l_1 - l_2)(l_1 + l_2)2l_1} \quad \text{Equação 3.1.7-15}$$

onde

$$l_1 = \left(\frac{C_s - \sqrt{C_s^2 - 4A_s E_s}}{2A_s} \right)^{1/2} \quad \text{Equação 3.1.7-16}$$

$$l_2 = \left(\frac{C_s + \sqrt{C_s^2 - 4A_s E_s}}{2A_s} \right)^{1/2} \quad \text{Equação 3.1.7-17}$$

e $l_1^2 + \lambda^2 = k^2$, no modelo $l_1 = k \cos \theta$ e $\lambda = k \sin \theta$, onde θ é a direção da onda e k é o número de onda determinado pela relação da dispersão

$$\omega^2 = ghk^2 \frac{1 - \alpha_1 k^2 h^2}{1 - \alpha k^2 h^2} \quad \text{Equação 3.1.7-18}$$

A_s , C_s , E_s são dados como

$$A_s = \alpha_1 gh^3 \quad \text{Equação 3.1.7-19}$$

$$C_s = gh + \omega^2 \alpha h^2 - 2\alpha_1 \lambda^2 gh^3 \quad \text{Equação 3.1.7-20}$$

$$E_s = \omega^2 [1 - \alpha(\lambda h)^2] - gh\lambda^2 [1 - \alpha_1(\lambda h)^2] \quad \text{Equação 3.1.7-21}$$

Usando a relação da dispersão, a_1 pode ser simplificado para

$$a_1 = \frac{-ik}{2(\omega^2 - \alpha_1 gh^3 k^4) \cos \theta} \quad \text{Equação 3.1.7-22}$$

então D_1 pode ser escrito como

$$D_1(\eta_0, \omega, \theta) = \frac{\eta_0 \cos \theta e^{\left(\frac{l_1^2}{4\rho_s}\right)} \omega^2 - \alpha_1 g h^3 k^4}{\omega k \sqrt{\frac{\pi}{\beta_s}} (1 - \alpha h^2 k^2)} \quad \text{Equação 3.1.7-23}$$

Então a função fonte $f_s(x, y, t)$ é calculada pela Transformada de Fourier Discreta para o direcional de ondas

$$\begin{aligned} f_s(x, y, t) &= \text{Real} \left\{ \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_s(x, y, \omega) e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \right\} \\ &= \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \hat{f}_s(x, \lambda_j, \omega_i, \eta_{0ij}) \left[e^{i(\lambda_j y - \omega_i t + \phi_0)} + c.c. \right] \frac{1}{2} \\ &= \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \hat{f}_s(x, \lambda_j, \omega_i, \eta_{0ij}) \cos(\lambda_j y - \omega_i t + \phi_0) \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.7-24}$$

onde ϕ_0 é uma fase aleatória determinado de 0 a 2π , η_{0ij} é a amplitude da onda para a i -ésima componente da frequência e a j -ésima componente direcional determinada pelo espectro de potencia de densidade de energia (*power density spectrum*)

$$\begin{aligned} \eta_{0ij} &= \eta_0(\omega_i, \theta_j) \\ &= \sqrt{2S(\omega_i)G(\theta_j)d\omega_i d\theta_j} \\ &= \sqrt{2S(\omega_i)d\omega_i} \text{ (se somente o espectro de frequência existe)} \\ &= \sqrt{2G(\theta_j)d\theta_j} \text{ (se somente o espectro direcional existe)} \end{aligned} \quad \text{Equação 3.1.7-25}$$

onde $S(\omega_i)$, $G(\theta_j)$ são densidades potencial do espectro.

$p_s(x, y, t)$ é calculado do mesmo modo

$$p_s(x, y, t) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \hat{p}_s(x, \lambda_j, \omega_i, \eta_{0ij}) \cos(\lambda_j y - \omega_i t + \phi_0) \quad \text{Equação 3.1.7-26}$$

Assim, com a ajuda das Equação 3.1.7-12 e Equação 3.1.7-23 pode-se obter as amplitudes da função fonte nas equações de conservação da massa e do momentum em que cancelariam todo o movimento da onda por trás da região fonte, e resultar na frente da região fonte determinar o movimento de onda desejável.

CAPÍTULO 4

4. MODELO DE ONDAS TOTALMENTE NÃO-LINEAR DO TIPO BOUSSINESQ (FUNWAVE – *Fully nonlinear Boussinesq Wave Model*)

O modelo numérico FUNWAVE2D 2.0 produzido pelo *Center for Applied Coastal Research* (CACR) é capaz de simular ondas de superfície em regiões costeiras incluindo zona de surfe externa e interna. O modelo é baseado nas equações do tipo Boussinesq mencionadas anteriormente (Equações Padrão, Nwogu (1993), Wei (1995), Kennedy (2001), Chen (2000), Gobbi (2000)) para segunda ordem de dispersão e as novas equações são solucionadas em coordenadas curvilíneas generalizadas conforme Shi *et al.* (2001).

O arquivo principal é o *funwave2d248.f* está em formato computacional Fortran f77. O arquivo externo *paralong.fh* contém os comprimentos das variáveis dimensionais, onde o usuário pode mudar os valores das dimensões do domínio para atender os requerimentos da simulação.

Os modelos de Boussinesq são pouco encontrados, difíceis, consomem muito tempo para serem executados e também são relativamente incipientes para aplicações físicas práticas.

Existem poucos cálculos explícitos da propagação da onda em regiões costeiras e nenhum processo da zona de surfe tem sido feito usando modelos baseados na Teoria de Boussinesq. O extenso termo médio do resultado do modelo utilizado para obter predições de correntes médias não tem sido preparado. Com isso, as aproximações do modelo de Boussinesq podem fornecer uma vantagem sobre os processos mais estabilizados do uso de um campo de tensão de radiação para mover um campo de corrente média variando lentamente.

A Figura 21 mostra representações gráficas do resultado do segundo harmônico das amplitudes e do *setdown*, normalizados pelas soluções corretas, para um limite de valores $\mu = kh$ (μ é a frequência da dispersão, k é o número de ondas e h é a profundidade). O segundo harmônico da amplitude a partir do modelo de Boussinesq otimizado comporta muito bem em comparação aos resultados da teoria original de Wei *et al.*, e assim essa revisão do modelo original é recomendada.

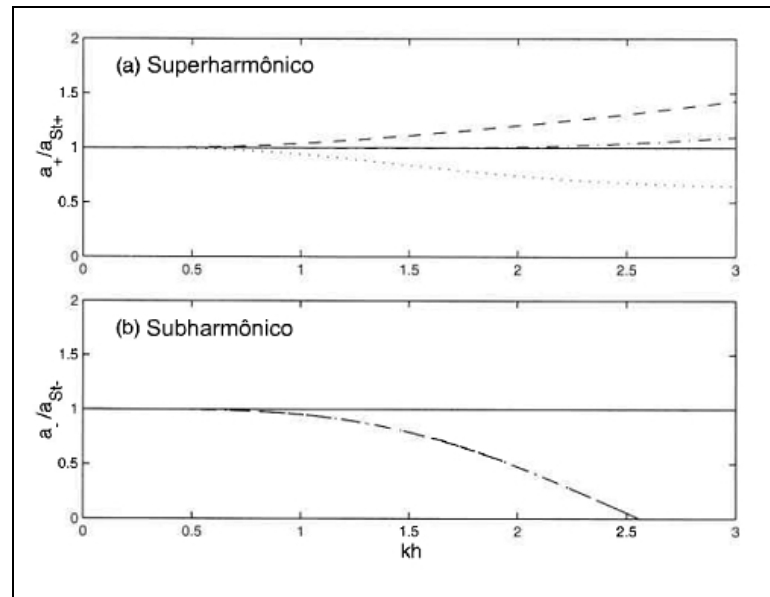


Figura 21: Interação superharmônicos (a) e Subharmônicos (ou *setdown*) (b) relativo à solução de Stokes para o problema totalmente dispersivo. A teoria original de Wei *et al.* (tracejado), a teoria de nível constante σ (pontilhado), teoria do movimento z_α otimizado (traço-ponto). Kennedy *et al*, 2001.

A Figura 22 mostra um exemplo de empinamento de ondas bicromáticas sobre uma praia plana, incluindo quebra e *runup*. Os testes computacionais do modelo verificam as feições básicas de ambos os processos de quebra e *runup* usando o método *slot*, em comparação com dados obtidos em laboratório.

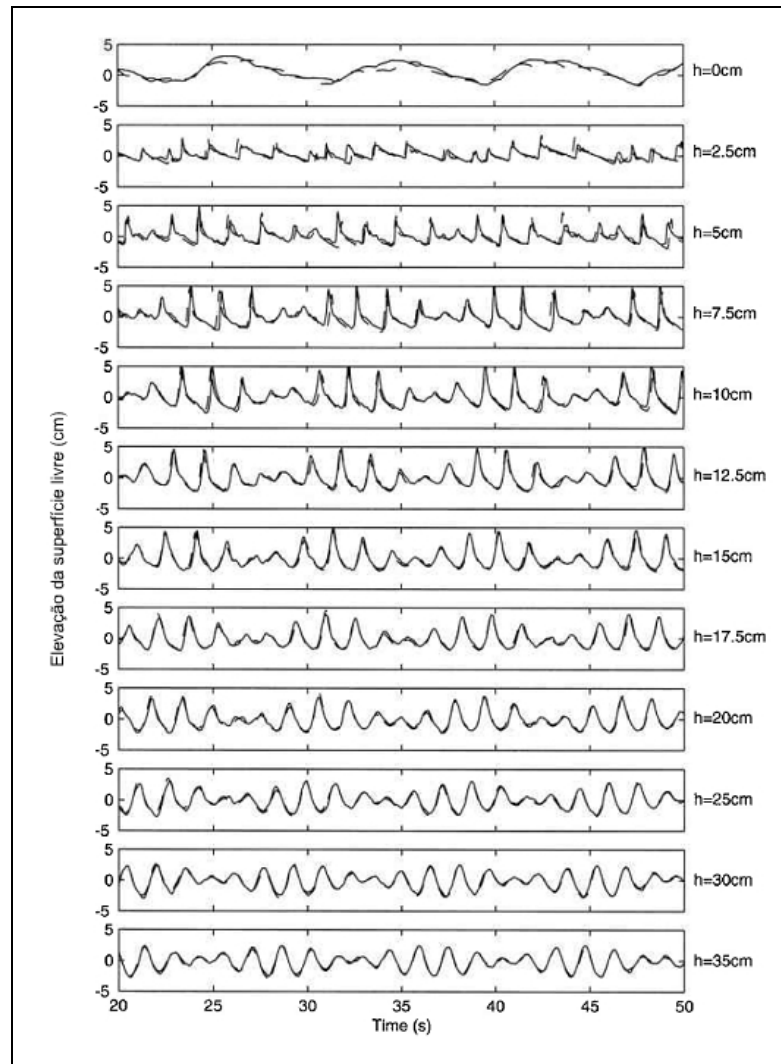


Figura 22: Elevações da superfície livre e *runup* da linha de costa calculado (linhas tracejadas) e medidos (linhas sólidas) para um trem de ondas bicromáticas empinando em uma praia plana. Dados de laboratório e resultados reproduzidos por Kennedy et al (2000).

Chen et al. (1999) examinou um experimento de laboratório, onde uma corrente de retorno foi gerada em uma praia com um canal fixo em uma barra uniforme disposta longitudinalmente à praia, usando o código FUNWAVE. O modelo de Boussinesq foi capaz de reproduzir mais feições que o experimento de laboratório, embora é impossível elaborar execuções longas o suficiente para examinar se as escalas longas de tempo observadas nas flutuações do campo de escoamento do laboratório (na ordem de 100 segundos) são reproduzidas nas simulações do modelo (KIRBY, 2003). A Figura 23 ilustra o estado do campo de escoamento médio da onda logo após a iniciação da quebra sobre a crista da barra na simulação. A posição da barra longitudinal e o canal de retorno são esquematizados pelas lindas tracejadas em cada um dos três gráficos. O gráfico do meio e o inferior mostram a presença de intensidade de vórtices

localizados na transição entre a crista da barra e na profundidade do canal de retorno. Esses vórtices são responsáveis pela iniciação do jato da corrente de retorno, que é gerada primariamente pela intensidade dipolo (*dipolo forcing*) promovido pelo par de redemoinhos de rotação contrária (*counter-rotation eddies*). Conforme o campo de corrente se desenvolve mais adiante, esse par de vórtices é ejetado como par turbulento coerente e advectado offshore pelo jato instantâneo, após que pares de vórtices subsequentes formam e são então ejetados (Figura 24). A Figura 25 mostra uma comparação de médias de longo tempo das velocidades transversais à costa ao longo de 4 transectos longitudinais a costa. A extrema instabilidade da corrente de retorno leva a um rápido decaimento da velocidade média no tempo transversal à costa, offshore do canal de retorno. Esse resultado é enganoso como uma medida da intensidade do retorno e deve ser abrangida com a indicação da intensidade do escoamento instantâneo, como indicado na Figura 24 (KIRBY, 2003).

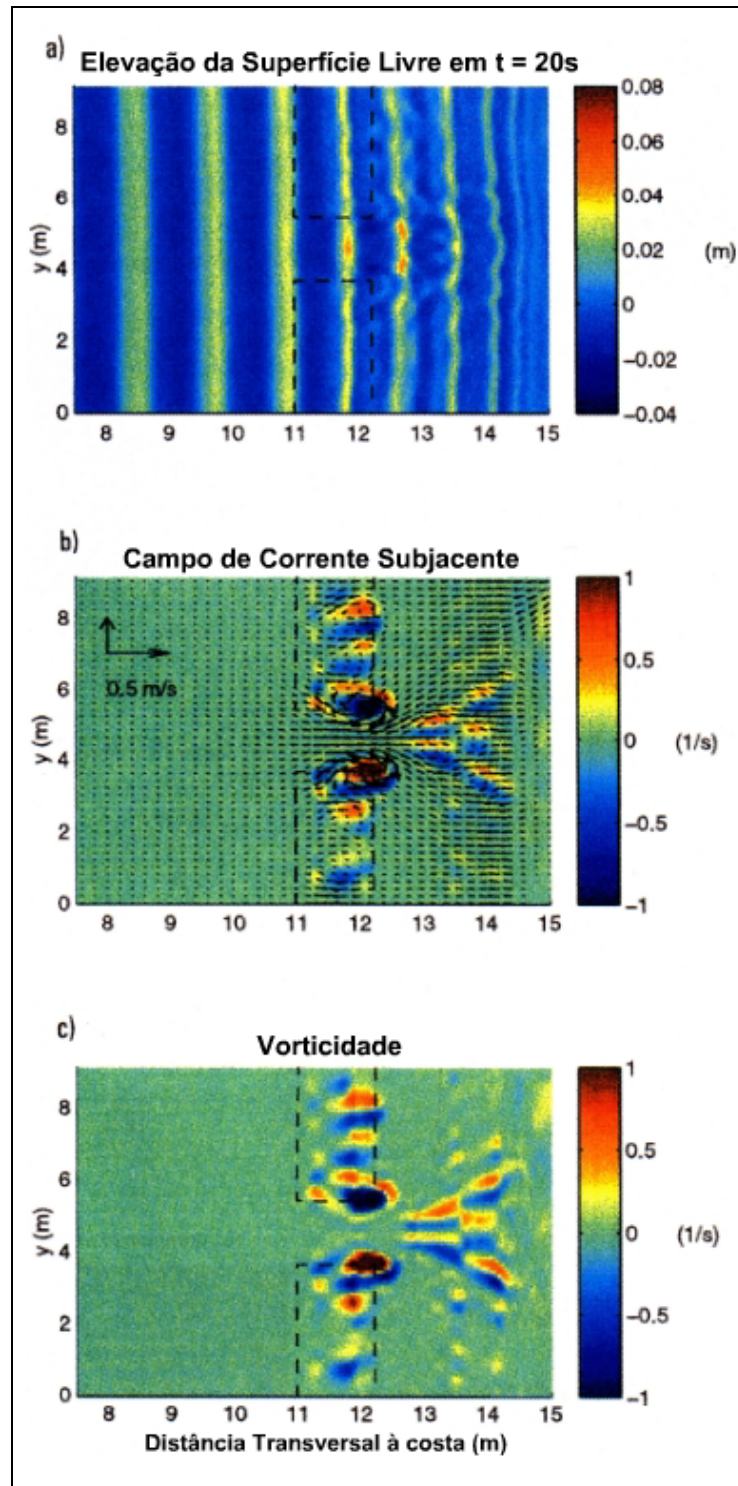


Figura 23: Uma representação (a) da elevação da superfície livre calculada, (b) do campo de corrente adjacente e associado à vorticidade média, e (c) do campo de vorticidade instantânea em $t = 20s$, imediatamente após a iniciação da quebra de onda sobre a barra longitudinal. As linhas tracejadas indicam os contornos da geometria da barra longitudinal no laboratório. Che et al (1999).

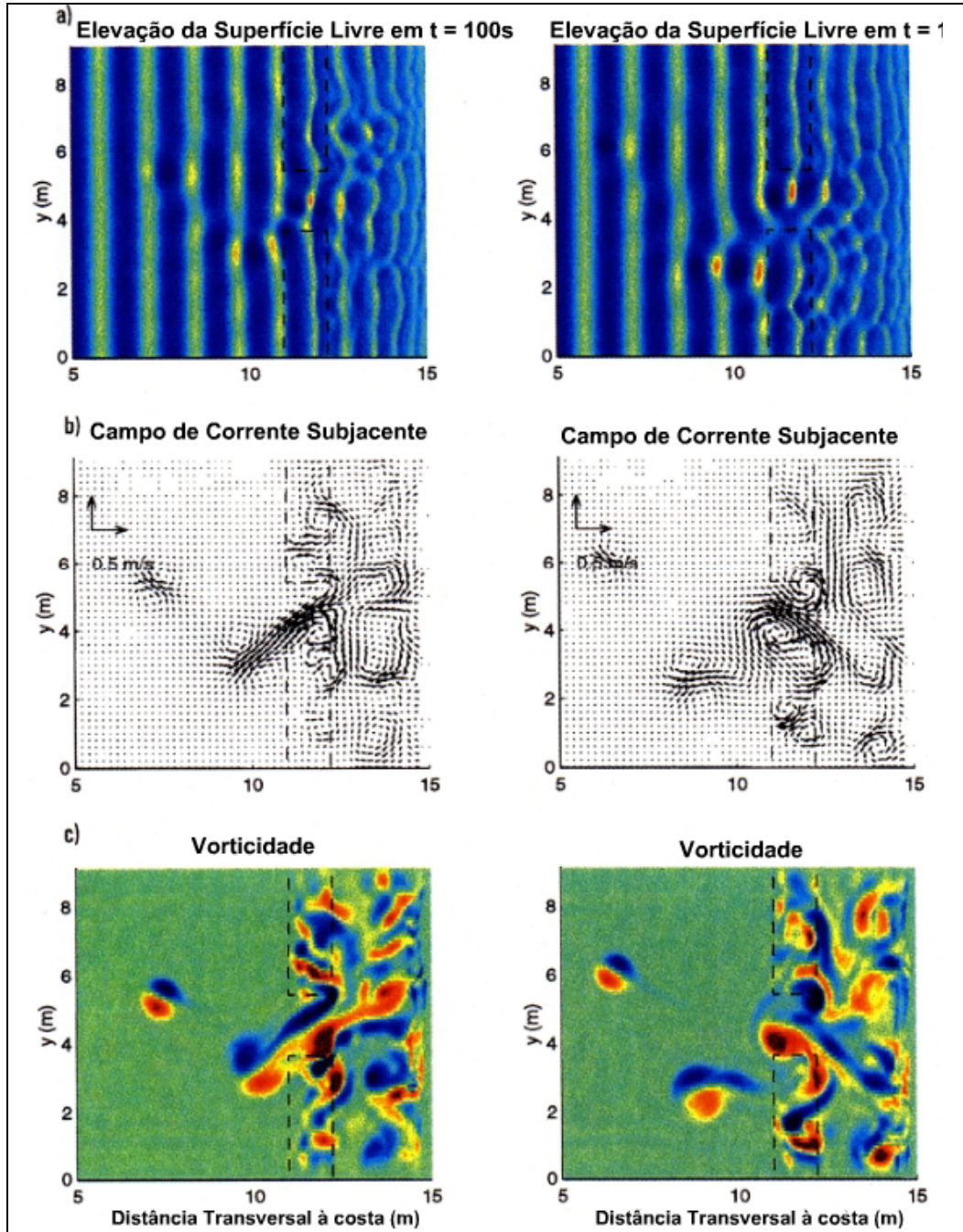


Figura 24: Representação (a) da elevação da superfície calculada, (b) do campo de corrente subjacente e (c) da vorticidade em (esquerda) $t = 100s$ e (direita) $t = 120s$, ilustrando o comportamento instável do jato da corrente de retorno. Che et al. (1999).

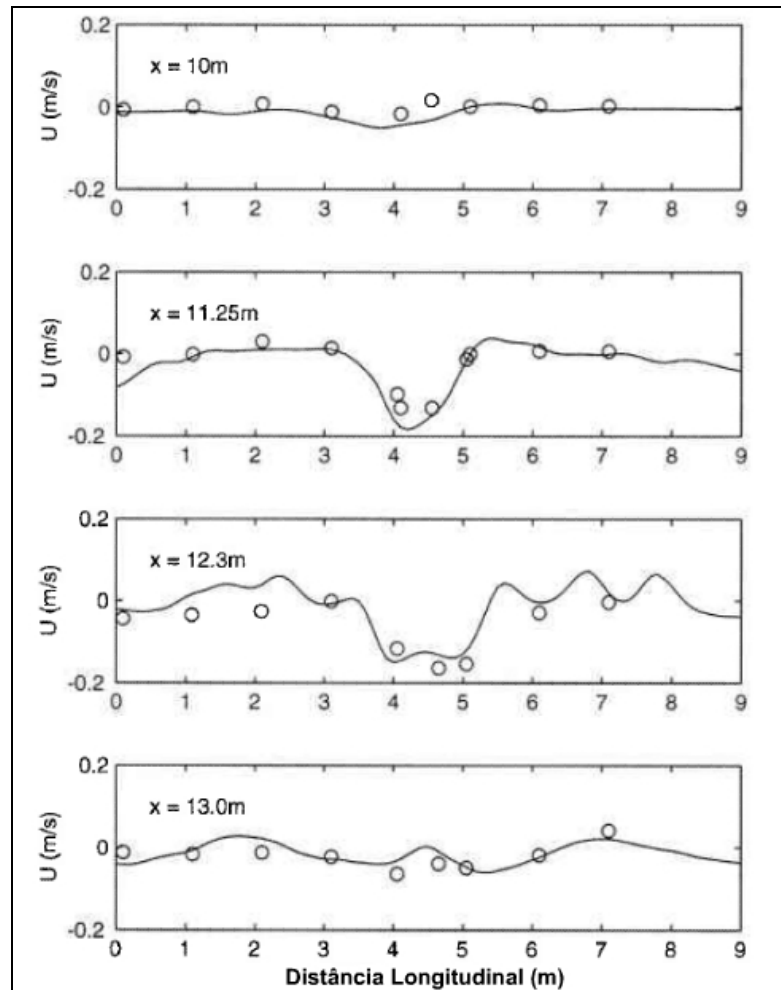


Figura 25: Comparação das velocidades médias transversais à costa calculadas (linhas sólidas) e medidas (círculos), resultante das médias temporais das velocidades na corrente de retorno instável ilustrada nas figuras anteriores. Che et al. (1999).

Para demonstrar a capacidade e precisão do modelo atual para calcular ondas não-lineares em domínios complicados, Shi et al. (2001) usou o modelo de Boussinesq na simulação de onda na Enseada Ponce De Leon, Florida, onde um modelo físico de escala 1:100 foi conduzido no Centro de Desenvolvimento e Pesquisa de Engenharia Naval dos Estados Unidos (U.S. Army Engineer Research & Development Center) para fins de comparação.

As ondas simuladas incluem ondas monocromáticas, espectrais, de incidência normal e de incidência oblíqua (Tabela 1). É mostrado que o modelo curvilíneo foi eficiente e preciso para simulações de ondas não-lineares em grandes áreas costeiras complexas.

Tabela 1: Casos com diferentes condições de ondas incidentes. Shi *et al.* (2001).

Caso	$H(m)$	$T(seg)$	$\theta (graus)$	γ	$\sigma_m(graus)$
01	0,95	8	0	Mono	
02	1,01	8	0	3,3	30
03	1,15	8	-30	Mono	
04	1,05	8	-30	3,3	30
05	1,05	8	30	3,3	30
06	1,32	8	30	Mono	
07	0,93	10	0	Mono	
08	0,95	10	0	5,0	20
09	0,87	10	-30	Mono	
10	0,93	10	-30	5,0	20
11	0,74	10	30	Mono	
12	0,84	10	30	5,0	20
13	0,78	15	0	Mono	
14	0,98	15	0	7,0	10
15	0,90	15	-30	Mono	
16	0,73	15	-30	7,0	10
17	0,77	15	30	Mono	
18	0,76	15	30	7,0	10

A Figura 26 mostra um esquema da elevação da superfície de ondas monocromática incidente normal à costa com um período de 15 segundos e altura de 0,78m. Esse caso de longo período de onda mostra uma forte propriedade não-linear da onda que é representada pela evidente onda de segundo harmônico na região próxima da costa. A Figura 26 também mostra claramente a reflexão da onda espalhada da ponta do espigão e a focalização da onda refratada na área para a direita da boca da enseada.

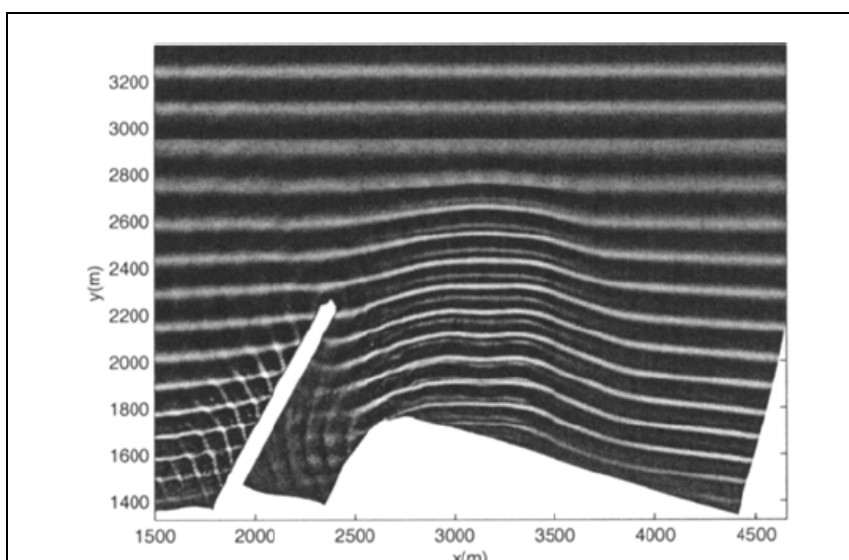


Figura 26: Esquema da elevação da superfície da onda no caso 13. Shi *et al.* (2001).

A Figura 27 mostra a comparação das alturas de onda entre os resultados modelo e dados medidos. É mostrado que o modelo de Boussinesq prevê bem a influencia da batimetria na transformação da onda e na característica de focalização da onda.

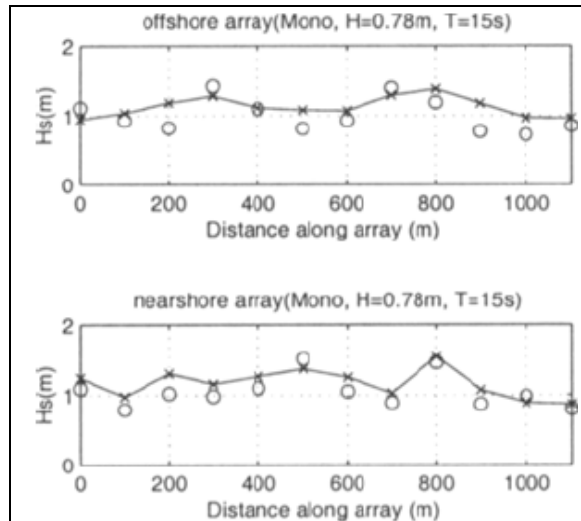


Figura 27: Comparações das alturas de ondas (caso 13. Círculos: dados, linhas sólidas: modelo). Shi *et al.* (2001).

O caso de onda espectral com o período de pico de 15 segundos e altura significativa de 0,98m é mostrado na Figura 28. A Figura 28 apresenta alguns fenômenos típicos do direcional das ondas espectrais, como aquelas ondas offshore de cristas curtas tornando-se ondas de cristas longas conforme elas propagam para a linha de costa, a refração e a focalização são menos evidentes do que nos casos de ondas monocromáticas.

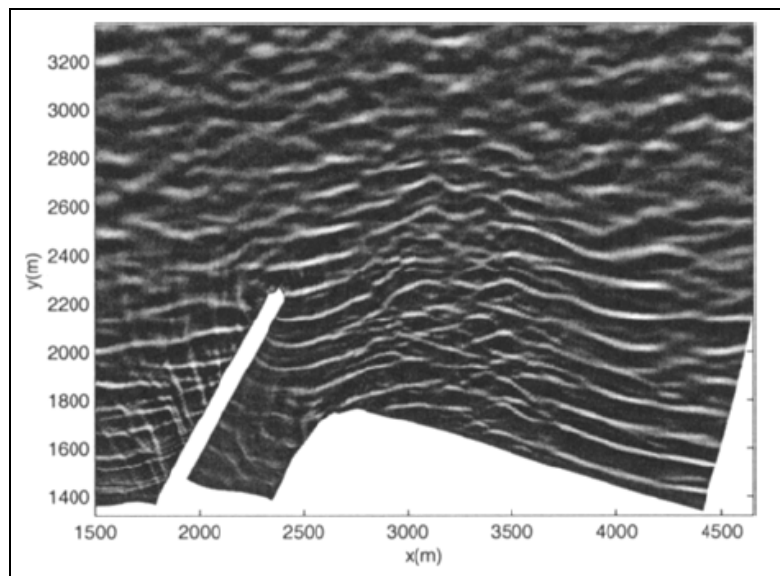


Figura 28: Esquema da elevação da superfície (Caso 14). Shi *et al.* (2001).

As comparações de altura de onda na Figura 29 mostraram boa concordância entre os dados e os resultados do modelo e também mostrou as distribuições da altura de onda mais suave que no caso de ondas monocromáticas.

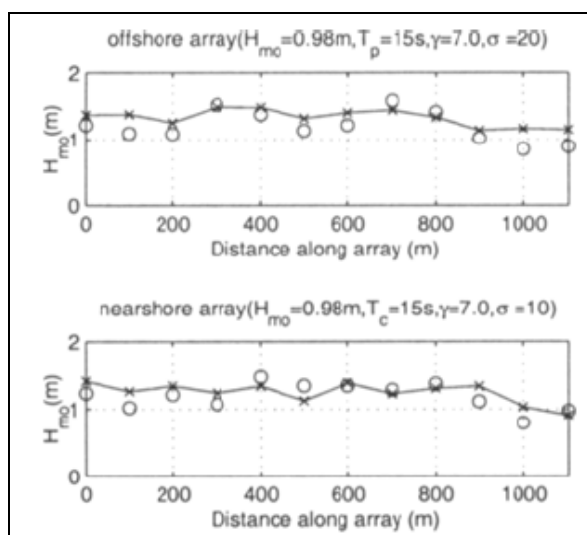


Figura 29: Comparações das alturas de ondas (Caso 14. Círculos: dados, Linhas sólidas: modelo). Shi *et al.* (2001).

Para os casos de ondas incidindo mais obliquamente, boas concordâncias também são obtidas a partir das comparações do modelo/dados. Ambos medidas e resultados numéricos mostraram que as localizações das alturas máximas de ondas, causadas pela focalização da

onda, movimenta-se para o lado direito ou para o lado esquerdo em ambas linhas offshore e nearshore nos casos das ondas incidindo obliquamente.

A Figura 30 mostra a boa concordância nas comparações da curtose e da assimetria entre os resultados numéricos e os medidos no Caso 14 da Tabela 1.

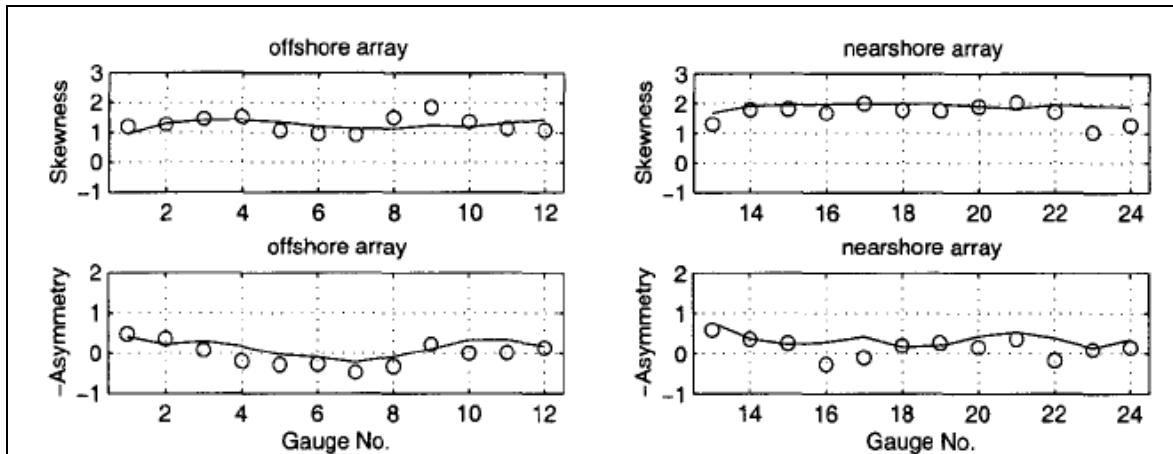


Figura 30: Comparações de *skewness* e assimetria (Caso 14). Shi *et al.* (2001).

Portanto, o modelo de Boussinesq curvilíneo baseado nas equações totalmente não-lineares é melhorado pela adição do termo de quebra de onda, termo de Smagorinsky (subgrid mixing) e parâmetros usados para a técnica slot no modelo. Um gerador de onda espectral TMA é implementado para a simulação de ondas irregulares. Os melhoramentos fizeram o modelo curvilíneo ser aplicável para cálculos mais práticos em domínios com formato irregular.

CAPÍTULO 5

5. ÁREA DE ESTUDO

A região de estudo compreende dois setores localizados dentro da Baía do Espírito Santo. O primeiro setor está relacionado à região abrigada da Curva da Jurema localizada na Ilha de Vitória, enquanto que o outro setor está localizado entre a ilha do Socó e o segundo píer da praia de Camburi (Figura 31).

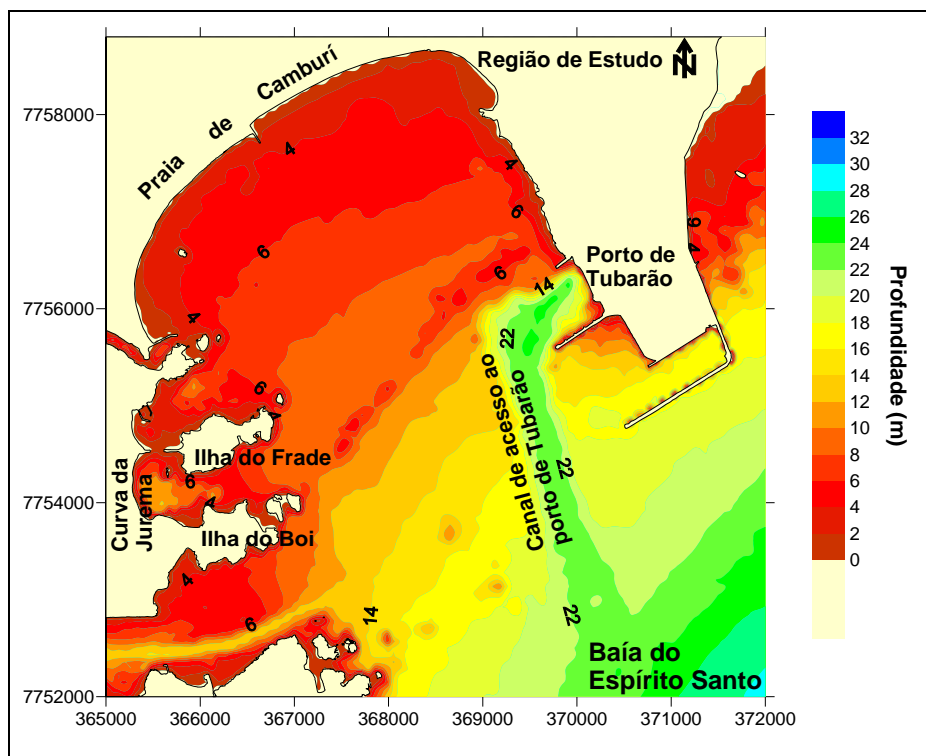


Figura 31: Localização da Baía do Espírito Santo.

Localizada na parte leste da Ilha de Vitória, de latitude $20,30^{\circ}$ S e de longitude $40,30^{\circ}$ W, a Curva da Jurema apresenta inúmeros quiosques e excelente local para práticas esportivas

(vela, jet-sky e passeios de lancha) dando ao usuário 800 metros de extensão e diversas opções de lazer (Figura 32). Essa pequena praia se formou após o aterro da região da Praia do Suá em Vitória, que alterou os contornos da ilha de Vitória, devido ao grande desenvolvimento urbano da capital. Sobre o aterro foram construídos a Praça do Papa, o Shopping Vitória, a Enseada do Suá e aproximou a ilha do Boi à ilha de Vitória em que deixou de ser uma ilha independente, ajudando assim a delinear a praia da Curva da Jurema.



Figura 32: Imagem aérea da região de estudo, Curva da Jurema. Fonte: <http://www.mar.mil.br/eames/Curiosidades.htm>

Atualmente a praia vem apresentando um processo erosivo intenso em sua porção sul, próximo à entrada da ilha do Boi (Figura 33). Este problema tem retirado sedimento da praia, devido à ação de ondas, marés e correntes, deixando uma menor faixa de areia para os banhistas e preocupando os comerciantes do local, no qual pode ter certo risco para seus quiosques devido à ação do mar e migração dos usuários para locais com maior faixa de areia.



Figura 33: Fotos da área de erosão da praia da Curva da Jurema. Fonte: Fábio Pavan Piccoli, 2007

As principais ondas que entra nessa pequena baía são ondas incidentes do quadrante nordeste e sudeste. A praia, por ser cortada no centro pela ilha do Frade, apresenta duas entradas para o oceano. Nestas entradas as ondas propagam em direção à praia e sofrem vários processos que influenciam no estado hidrodinâmico do embaçamento, como a refração, difração, espraiamento, interação onda-onda e, além das correntes geradas devido à ação destas ondas. Tais processos ocorrem devido à presença de obstáculos na região, como a presença da ilha do Frade, costões rochosos, Ponte, morfologia da praia, entre outros.

A praia de Camburi consiste em arco praial de aproximadamente 6 Km de extensão (Figura 31) localizando-se ao norte do município de Vitória, entre as coordenadas 20° 18'S - 40° 18'W e 20° 14'S - 40° 15'W. A praia é limitada pela desembocadura do Canal da Passagem ao sul da praia e pelo Porto de Tubarão ao norte (ALBINO et al., 2001; COSTA,1989).

Estudos de Albino et al. (2001) observaram que ocorrem maior difração e dissipação de energia das ondas a partir do porto de Tubarão e na entrada da Baía do Espírito Santo e os dados obtidos sobre o clima de ondas da região pelo INPH (Instituto Nacional de Pesquisas Hidroviárias), entre março de 79 a setembro de 80, nos arredores do Porto de Tubarão,

Vitória, foram utilizados pela RAM Engenharia (1994) para obter as alturas e períodos mais freqüentes da Baía do Espírito Santo (Figura 35).

A Ponta de Tubarão protege a baía contra as ondas incidentes de NE desenvolvendo uma área com ondas inferiores a 0,3 m e, é ainda responsável pela difração das ondas que passam de NE para SE e terminando praticamente incidente de S, dentro da baía, próximo à linha de costa, (ALBINO et al., 2001).

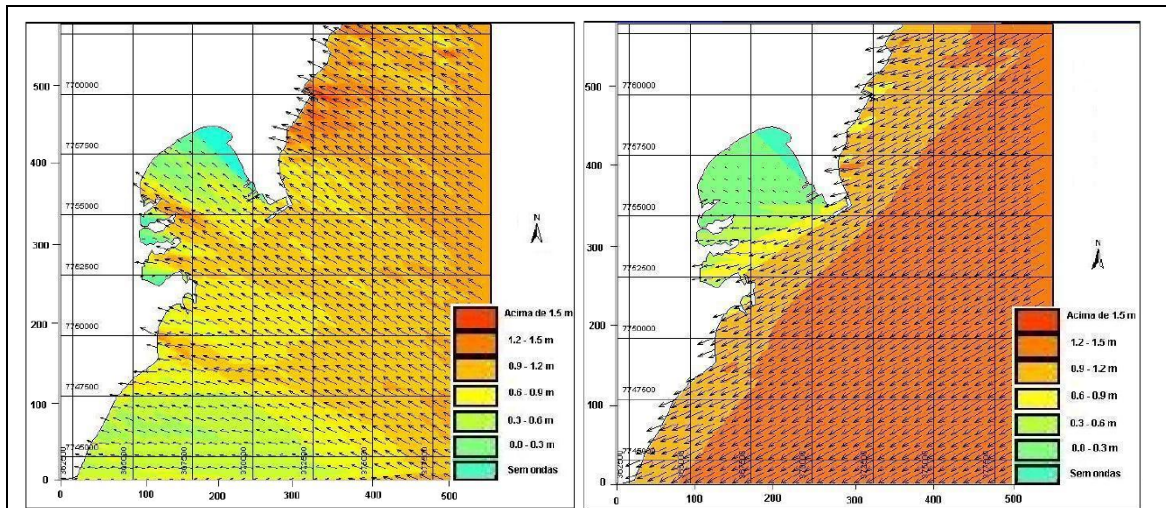


Figura 34: Padrão de chegada das ondas na Baía do Espírito Santo, no qual as setas indicam o sentido e a direção do trem de ondas e as cores indicam a altura das ondas, sendo: a figura da direita o padrão de entrada de ondas de NE (45° a partir do N, 0°) e a figura esquerda, o padrão de chegada das ondas de S-SE (170° a partir do N, 0°). Fonte: modificado de Albino et al. (2001).

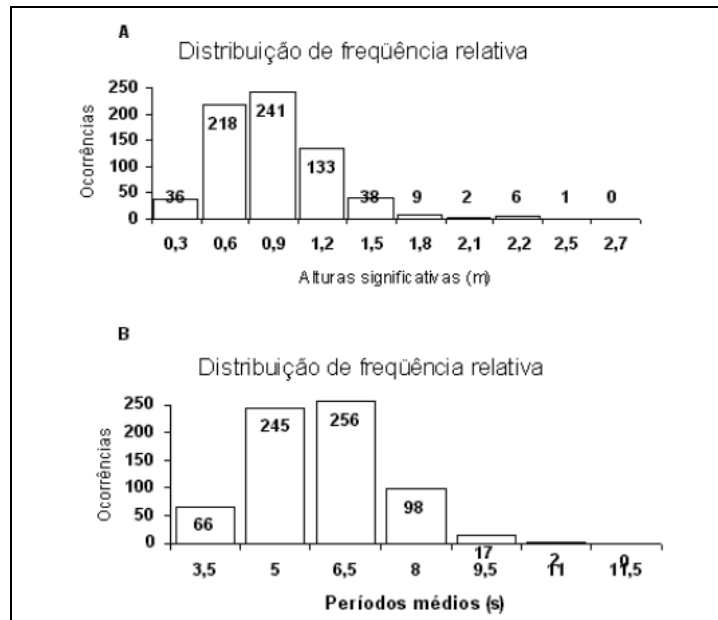


Figura 35: Distribuição das freqüências das alturas de ondas significativas nas proximidades do porto de Tubarão, Vitória (A). Distribuição das freqüências dos períodos nas proximidades do porto de Tubarão, Vitória, ES (B). Fonte: Adaptado de Albino (1999).

Devido à praia estar orientada para a direção sudeste, a onda proveniente do sudeste entra de frente para a linha da praia sem sofrer muita dissipação de energia, onde o espraiamento ocorre com alta intensidade de energia (ALBINO et al., 2001).

Na tentativa de visualização de raios de energia das ondas entrando na Baía do Espírito Santo, Soares e Chacaltana (2002) realizaram uma modelagem usando o programa RefDif (Figura 36).

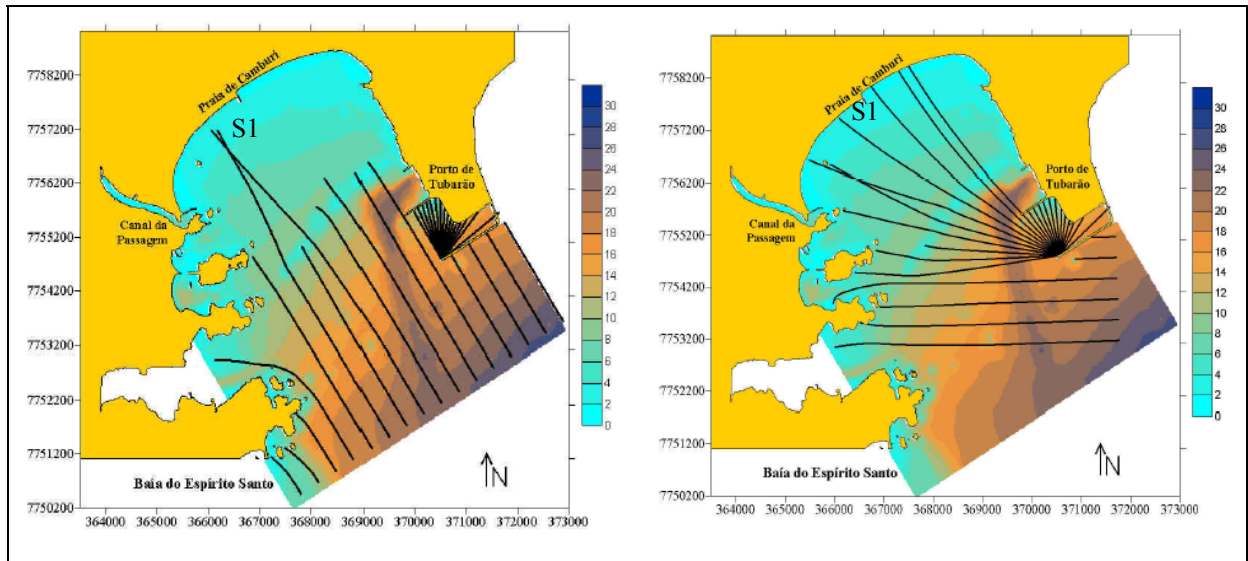


Figura 36: Figura da simulação do programa RefDif na Baía do Espírito Santo. A figura da direita consiste na entrada de ondas de sudeste, e da esquerda consiste na entrada de ondas de leste. Fonte: Soares e Chacaltana (2002).

Para uma simulação de um possível Recife Artificial de Surfe na praia de Camburi, utilizaremos a localização onde se identificam os raios de energia de onda S1 da Figura 36. A escolha desta localização é por este setor estar localizado onde ocorrem altas energias de onda e por ser a área mais urbanizada da praia, onde os processos erosivos seriam muito prejudiciais à economia local.

CAPÍTULO 6

6. CONDIÇÕES INICIAIS DE SIMULAÇÕES

As simulações numéricas foram realizadas no Laboratório de Simulação de Escoamento com Superfície Livre (LABESUL) com auxílio de computadores de 4 GB de memória RAM e processador Core2Duo com sistema operacional LINUX SUSE 10.3. Em média cada simulação com o modelo FUNWAVE levou um tempo de aproximadamente 48 horas, para simular 90 períodos de onda usando uma grade 901x801 pontos. Os dados batimétricos foram extraídos da carta náutica nº 1401, das folhas de bordo editadas pela Marinha do Brasil e dos dados de campo obtidos através de trabalhos realizados pelo Grupo de Estudos e Ações em Recursos Hídricos da Universidade Federal do Espírito Santo (GEARH/UFES).

6.1. Domínios de Estudo

Os domínios escolhidos para a realização deste estudo estão mostrados na Figura 37, onde o retângulo de cor azul é o domínio usado para estudar a propagação de ondas na Curva da Jurema e o retângulo vermelho é o domínio usado para o estudo de onda na praia de Camburi. As batimetrias para ambos os domínios foram extraídas da região da Baía do Espírito Santo, e foi desenvolvido um programa em FORTRAN para gerar os dados de entrada de profundidade para o modelo FUNWAVE 2.0.

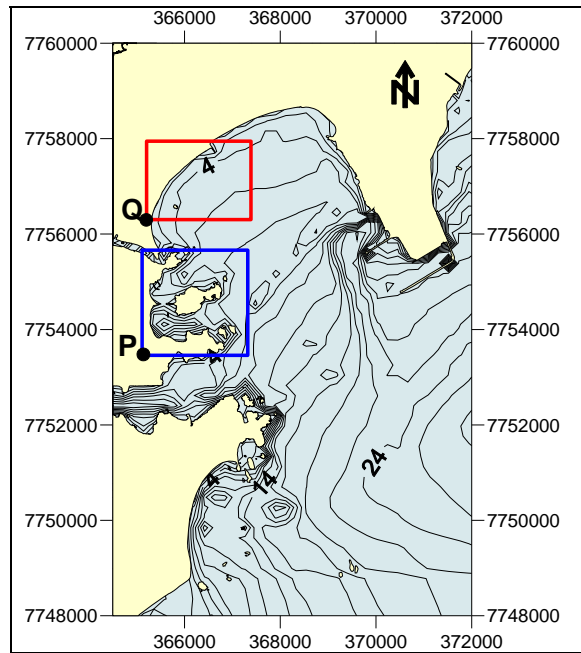


Figura 37: Domínios para o estudo de ondas monocromáticas nas regiões da praia de Camburi (retângulo vermelho) e Curva da Jurema (retângulo azul).

6.1.1. Curva da Jurema

No estudo de propagação de ondas na Curva da Jurema foram considerados dois padrões de ondas, o primeiro com ondas vindas de sudeste e o segundo com ondas vindas de nordeste. Os domínios para as simulações das ondas foram rotados com relação ao ponto P de coordenadas 364736 e 7754493. A Figura 38a mostra o domínio rotado paralelamente às cristas da onda de sudeste com 45° com relação. Na Figura 38b mostra o domínio para a simulação de ondas de Nordeste rotado com um ângulo de 10° , aonde as ondas vindas desse quadrante são difratadas pelo porto de Tubarão e refratadas pelos contornos batimétricos da Baía do Espírito Santo onde propagam com um pequeno grau de incidência.

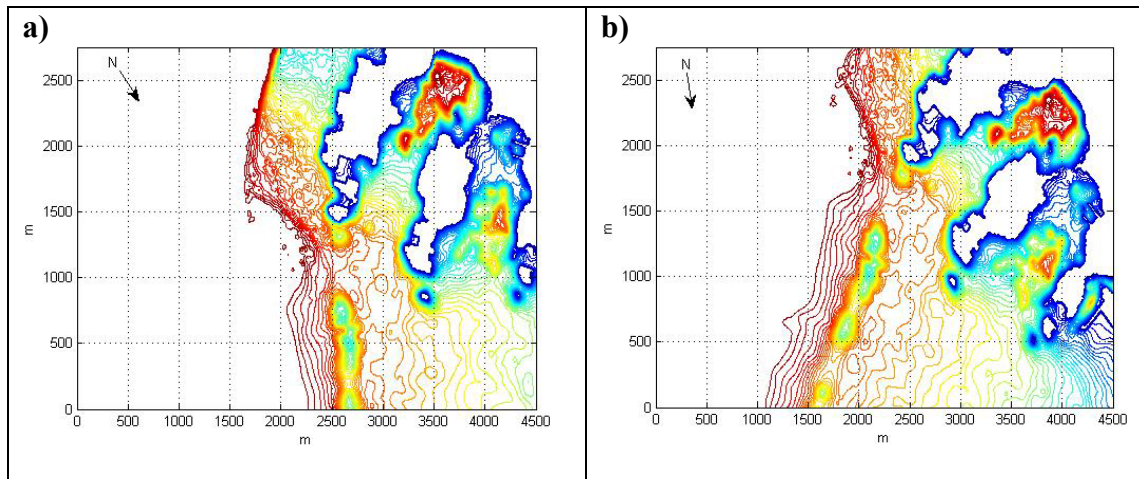


Figura 38: Domínios para a simulação de ondas do quadrante Sudeste (a) e Nordeste (b).

A grade usada para representar a região da Curva da Jurema é constituída por 901x551 pontos com espaçamento médio de 5m, proporcionando um domínio de aproximadamente 4000m na direção $-X$ e 2750m na direção $-Y$. A profundidade de geração das ondas é de aproximadamente 12m. Camadas de absorção de energia de ondas foram colocadas na região da praia no interior do embaçamento da Curva da Jurema, para diminuir a reflexão do arco praial.

Diversas simulações numéricas foram realizadas considerando ondas monocromáticas. Neste trabalho serão apresentados dois cenários de ondas monocromáticas de períodos de 8s e 10s e ambos considerando uma altura de 0,8m, valor de altura significativa típica para a região. O tempo de simulação para os cenários de sudeste e nordeste foram, respectivamente, de 2000 e 900 segundos que para um incremento de tempo de 0,1s, corresponde a um total de 20001 e 9001 passos de tempo. O incremento de tempo foi escolhido de forma a satisfazer o critério de estabilidade do modelo FUNWAVE e tempo de simulação de forma a garantir que a onda tenha percorrido todo o domínio.

6.1.2. Praia de Camburi

A propagação de ondas na Praia de Camburi foi feita considerando dois cenários de ondas, o primeiro considerando ondas vindas de sudeste e o segundo de ondas de nordeste-leste. Na Figura 39 é mostrado o domínio usado para os dois tipos de cenários. A Figura 39 mostra o domínio rotado com 45° em relação ao ponto **Q** de coordenadas 365359 de latitude e 7756805 longitude. Com isso para as ondas de Sudeste o arco de praia se encontra paralelamente as

cristas da onda. Já as ondas de Nordeste-leste foram consideradas com as cristas incidindo com um ângulo de 10° com relação ao eixo Y para simular as ondas vindas desse quadrante que são afetadas pelos efeitos de refração e difração na Baía do Espírito Santo.

A região da praia de Camburi foi representada por uma grade de 901×801 pontos com espaçamentos médios de 2m, proporcionando um domínio de aproximadamente 1800m na direção X e 1600m na direção Y. A região está compreendida entre a ilha do Socó e o espigão do meio. A profundidade máxima do domínio, onde foram geradas as ondas, é de aproximadamente 6,2m. Camadas de absorção de energia de ondas foram colocadas na região da praia para diminuir a reflexão do arco praial. Para as simulações de propagação de ondas foram geradas ondas monocromáticas de períodos de 8 e 10s e altura de 0,8, no qual se encontra dentro dos padrões pesquisados na revisão bibliográfica. O tempo da simulação dado para a região da Praia de Camburi foi 400 segundos, espaçamento temporal de 0,05s, proporcionando um total 8001 passos de tempo, sendo um tempo máximo a onda tenha percorrido todo o domínio.

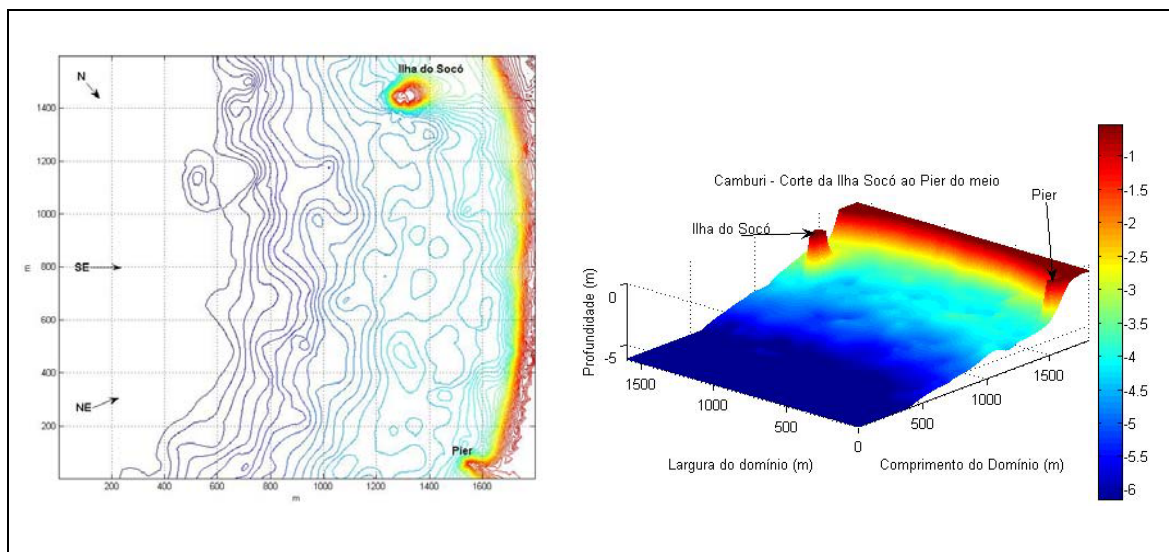


Figura 39: Domínio para a simulação de ondas na Praia de Camburi.

6.1.3. Recife Artificial Multifuncional na Praia de Camburi

As simulações para a propagação de ondas sobre um recife artificial multifuncional foram elaboradas no domínio da praia de Camburi anteriormente descrito. Assim como os recifes propostos por Ettinger (2005), o recife de Camburi é projetado com dois braços de profundidade diferentes. Os braços separados têm por finalidade gerar um canal de retorno

entre os mesmos e diminuir a corrente de retorno aos redores do recife artificial. O braço mais ao sul do domínio apresenta dimensões de 134mx85m e uma profundidade mínima de 1m com a baixa-mar de sizígia (Figura 40). O braço ao norte apresenta dimensões de aproximadamente 145mx70m e uma profundidade de 0,85m com a baixa-mar de sizígia (Figura 41).

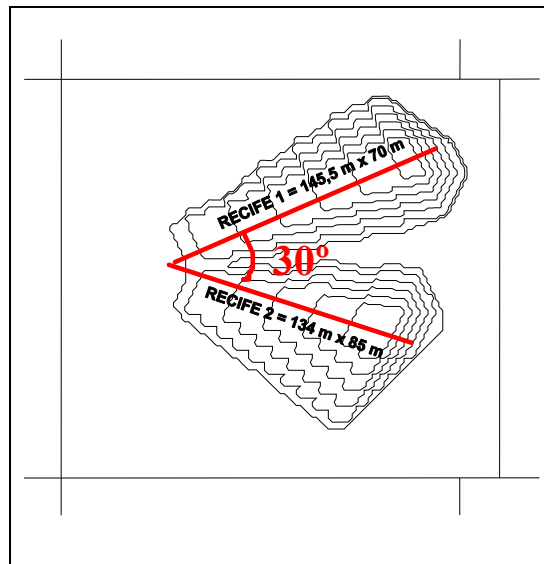


Figura 40: Dimensões do Recife Artificial.

O ângulo de 30°, dando um formato em “V” dos recifes, serve para rotacionar a onda em torno do recife em que propaga frontalmente à praia e assim proporcionar uma maior região de proteção da energia da onda. A declividade dos braços, considerada com uma inclinação de 1:10 para satisfazer o parâmetro de similaridade do surfe (numero de Iribarren, ver o Capítulo 2.4.5) com ondas deslizante a mergulhante sobre o recife, é escolhida para ocasionar a quebra sobre esses recifes com o intuito de dissipar a energia em direção à praia..

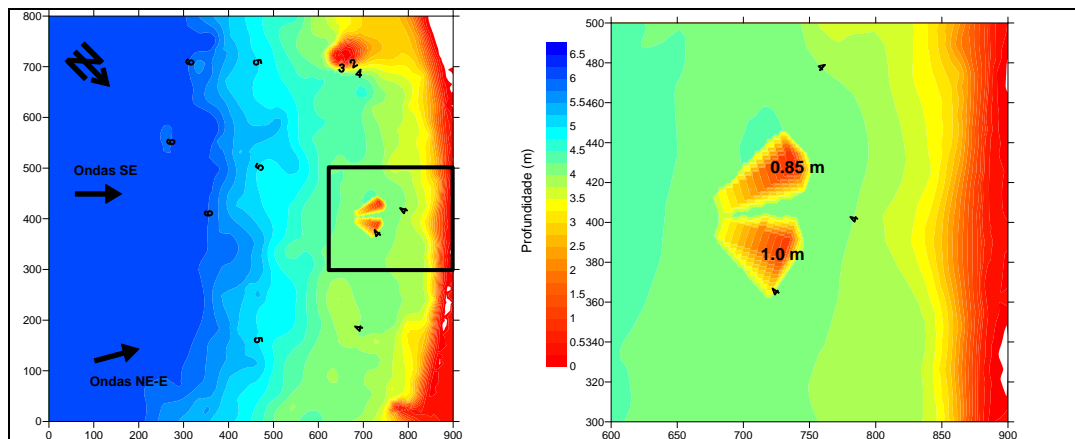


Figura 41: Localização do Recife Artificial na Praia de Camburi.

CAPÍTULO 7

7. RESULTADOS E DISCUSSÃO

7.1. Curva da Jurema

7.1.1. Simulação de ondas do Quadrante Sudeste

As simulações da propagação de ondas do Sudeste para a região da Curva da Jurema mostram que as ondas são espalhadas quase que completamente pelos processos combinados de refração, difração e reflexão nos contornos rochosos da região de estudo. Os resultados mostrados a seguir são para ondas de 0,8m de altura e período de 8s, dentro dos padrões de alta energia de onda que chegam à Baía do Espírito Santo.

Na região é possível observar pela Figura 42 que as ondas são altamente difratadas e refratadas na entrada do embaiamento da Curva da Jurema pelos costões rochosos da Ilha do Boi e ilha do Frade (Figura 31) que atuam como grandes dissipadores de energia de onda. A simulação mostrou que as ondas de 0,8m colidem com os contornos rochosos da região e são refletidas ao longo do domínio.

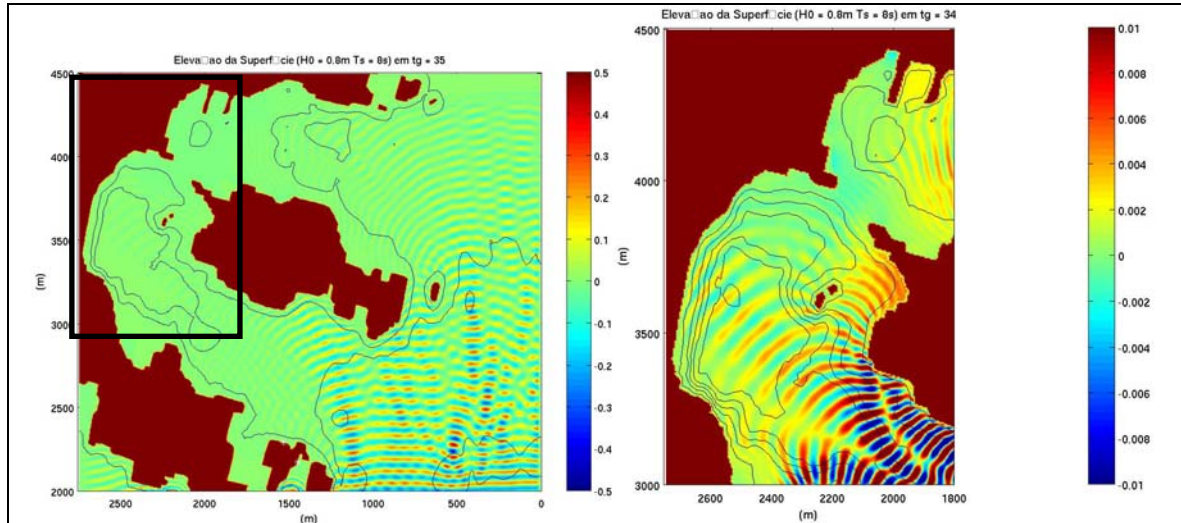


Figura 42: Elevação da Superfície (m) na Região da Curva da Jurema. Simulação de ondas de sudeste com $T_s = 8s$ e $H_0 = 0,8m$

Os valores do *Setup* e *Setdown* dentro do embaiamento, região próxima à praia, são muito pequenos com cerca de +0,48cm para o *Setup* e -0,35cm para o *Setdown* (Figura 43). Na entrada do embaiamento da Curva da Jurema, nos costões rochosos, o *Setup* e *Setdown* apresentaram valores maiores com aproximadamente +2,3 cm e -3,1 cm respectivamente.

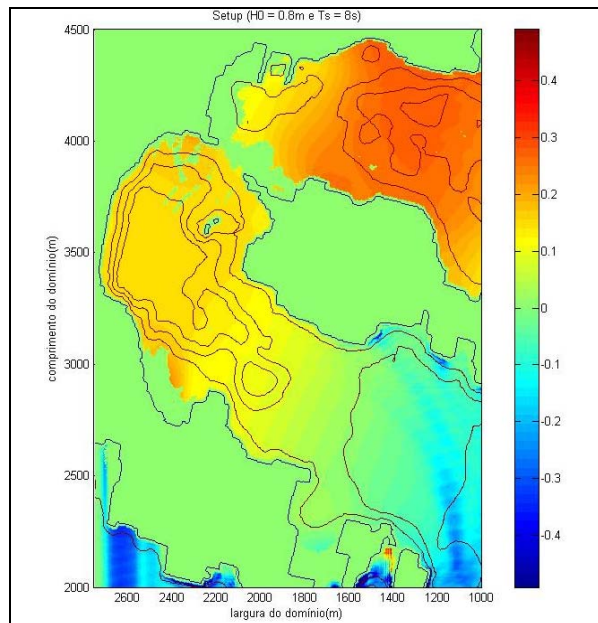


Figura 43: *Setup* e *Setdown* (cm) na Região da Curva da Jurema gerado por ondas de $T_s = 8s$ e $H_0 = 0,8m$.

As alturas significativas máximas encontradas dentro do embaimento foram de aproximadamente 2cm muito menor que a encontrada nas proximidades da entrada do embaimento (aproximadamente 1,0m), tendo uma dissipação da amplitude de quase 97,5% da altura de 0,8m gerada em profundidade de 12m. É possível observar essa dissipação na Figura 44, na qual é mostrado o comportamento da onda à medida que se propaga para regiões mais rasas.

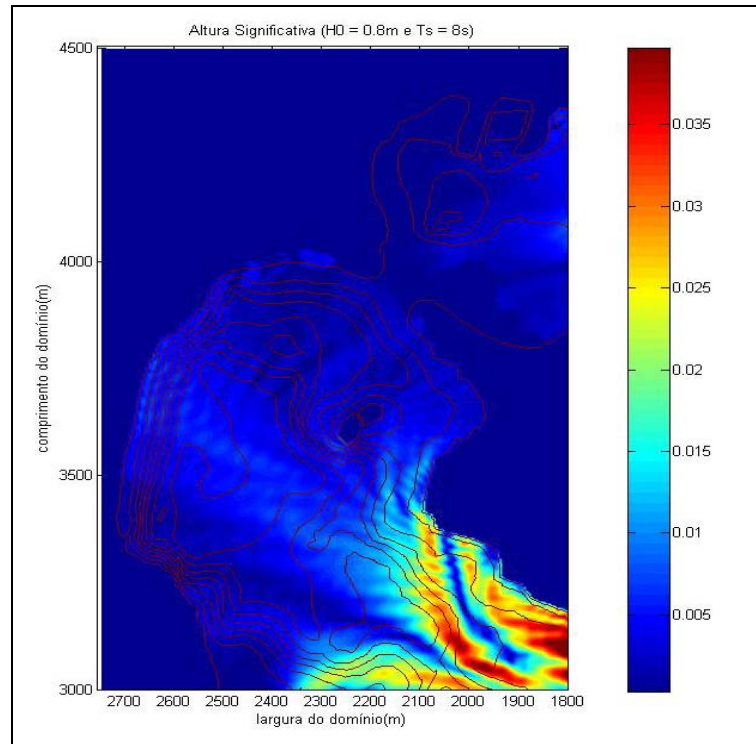


Figura 44: Distribuição espacial da Altura significativa da onda gerada de altura de 0,8m e período de 8s.

É de esperar que as pequenas alturas dentro do embaimento traduzam pequenos movimentos da água. Dentro do embaimento foram distribuídas estações de monitoramento próximas à praia, para a análise de velocidades e elevação da superfície. A análise espectral dos valores da elevação da superfície da água para as estações localizadas dentro do embaimento (8, 17, 18, 19 e 20) é mostrada na Figura 46, as demais estações podem ser observadas no Anexo A. Pode ser observado que as frequências das ondas geradas (0,125Hz) originam ondas de superharmônicos ou ondas de infragravidade (*surf beat*) de ordem maior de 20 segundos e chegando até valores maiores que 100 segundos aproximadamente, porém com pequena energia.

Encontra-se em Thompson e Briggs (1993) explicações teóricas para o surgimento de ondas longas em regiões costeiras. As tensões de radiação em que abaixa o nível da água local sob as ondas curtas mais altas e eleva o nível da água nas ondas curtas baixas. Dessa forma o agrupamento nas ondas de vento induz um movimento de componente de baixa frequência em qualquer profundidade. Os movimentos de baixa frequência, ou ondas longas, são ligados aos grupos de ondas curtas. Essas ondas propagam na velocidade de grupo de ondas curtas e são conhecidas como ondas longas de “*Bound*”. Geralmente essas ondas podem causar aumento da propagação de ondas longas livres em águas rasas quando a energia de ondas curtas é dissipada, como na zona de surfe, ou parcialmente bloqueada, como em entradas de locais abrigados. Uma vez que as ondas longas livres são efetivamente refletidas por uma costa, também é esperada a propagação de ondas longas em direção ao mar. Essas podem ser parcialmente refletidas de volta para a costa pelas variações de profundidade. Ondas longas propagando livremente na costa (ondas de borda) podem também ser formadas. Essas ondas podem causar problemas em portos através da ressonância das oscilações de frequências na escala de ondas longas.

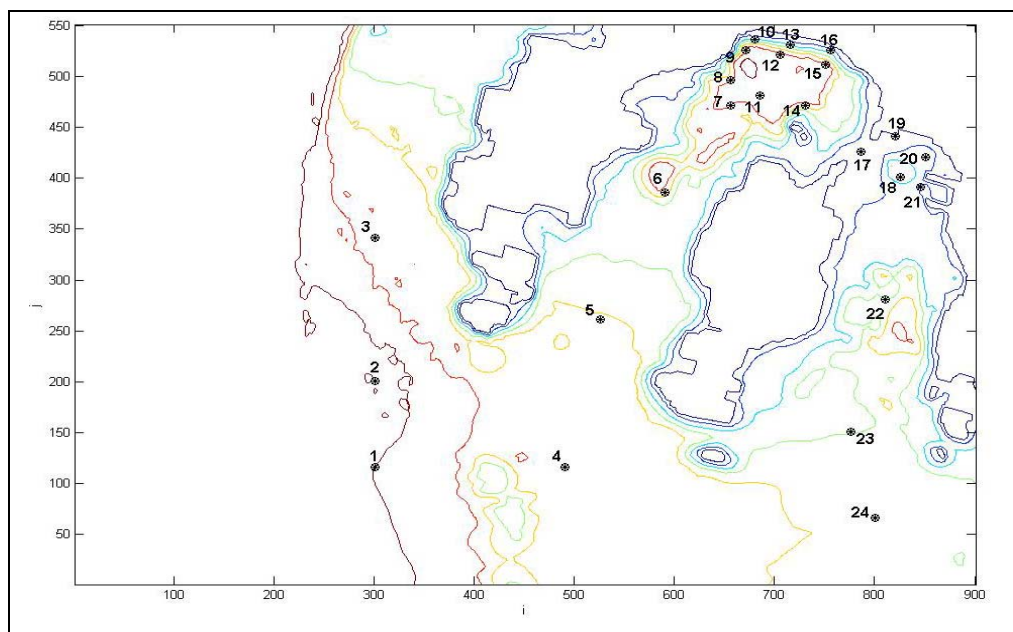


Figura 45: Localização das estações amostrais de ondas no domínio de sudeste.

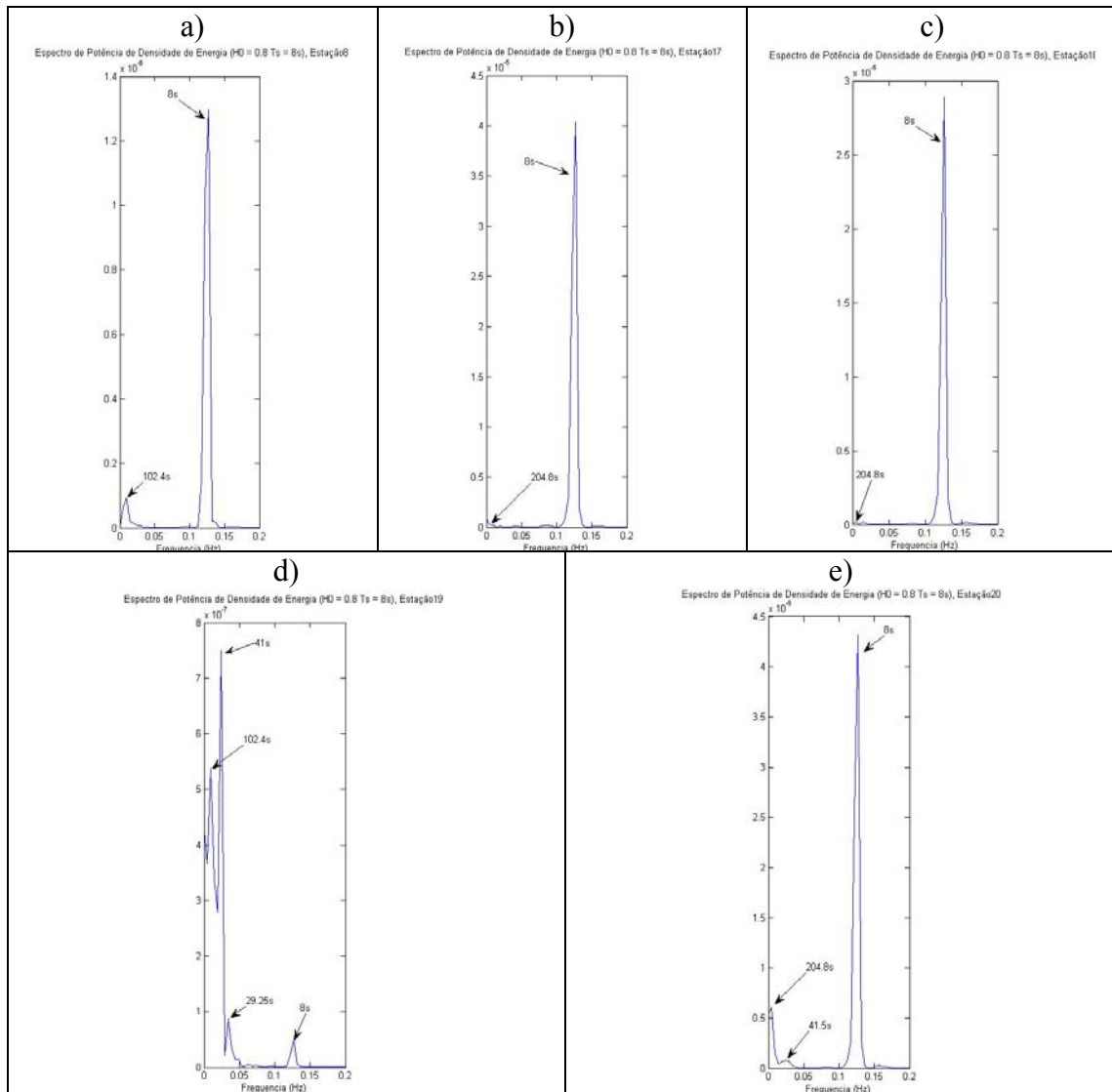


Figura 46: Espectro da energia de ondas de 8 segundos nas estações 8 (a), 17 (b), 18 (c), 19(d) e 20(e).

As componentes da velocidade (U, V, W) no fundo, em profundidade média e na superfície foram registradas a ser igual e próximo de zero nas estações de 5 a 16, mas nas outras estações localizadas fora do embaiamento apresentaram velocidades médias, mostradas nas tabelas abaixo, durante a passagem de aproximadamente 10 períodos de onda. As velocidades de fundo nas estações mostraram um fluxo de retorno (Tabela 2 e Tabela 4) nas estações de 1 a 4, indicado pelos números negativos das componentes de velocidade. Isso pode ser explicado pela reflexão da onda nos contornos de terra e pela declividade batimétrica da região, pois a onda propaga de uma região de maior profundidade para uma região de menor profundidade.

Tabela 2: Valores das médias das componentes das velocidades no fundo para cada Estação em determinado nível z com passagem de 10 períodos de onda.

Estações	z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W (cm/s)
1	-11,995	-0,181	-0,003	-0,001
2	-12,000	-0,159	-0,018	0,000
3	-9,643	-0,189	-0,033	0,001
4	-9,280	-0,082	0,020	0,000
5	-8,249	-0,057	-0,005	0,000
6	-8,899	-0,001	0,007	0,000
7	-9,974	-0,004	0,001	0,000
8	-9,827	-0,005	-0,001	0,000
9	-9,682	-0,002	-0,001	0,000
10	-3,325	-0,002	0,001	0,000
11	-11,338	-0,005	0,000	0,000
12	-10,744	-0,005	0,001	0,000
13	-3,930	-0,006	0,000	0,000
14	-8,290	-0,013	0,005	-0,001
15	-10,651	-0,004	0,003	0,000
16	-2,667	-0,003	0,002	0,000

Tabela 3: Valores das médias das componentes das velocidades em profundidade média para cada Estação em determinado nível z com passagem de 10 períodos de onda.

Estações	z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W (cm/s)
1	-7,997	-0,161	-0,004	-0,009
2	-8,000	-0,139	-0,018	-0,009
3	-6,429	-0,166	-0,032	0,004
4	-6,186	-0,082	0,021	-0,002
5	-5,499	-0,056	-0,004	-0,002
6	-5,932	-0,001	0,007	-0,001
7	-6,649	-0,004	0,001	0,000
8	-6,551	-0,005	-0,001	0,000
9	-6,455	-0,002	-0,001	0,000
10	-2,216	-0,002	0,001	0,000
11	-7,558	-0,005	0,000	0,000
12	-7,162	-0,005	0,001	0,000
13	-2,620	-0,006	0,000	0,000
14	-5,527	-0,013	0,005	0,000
15	-7,101	-0,004	0,003	0,000
16	-1,778	-0,003	0,002	0,000

Tabela 4: Valores das médias das componentes das velocidades na superfície da água para cada Estação em determinado nível z com passagem de 10 períodos de onda.

Estações	z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W (cm/s)
1	-0,001	-0,001	-0,007	-0,027
2	-0,001	0,020	-0,017	-0,026
3	-0,001	0,019	-0,026	0,009
4	0,000	-0,078	0,024	-0,004
5	0,000	-0,046	0,003	-0,005
6	0,001	-0,001	0,008	-0,002
7	0,001	-0,004	0,001	0,000
8	0,001	-0,005	-0,001	0,000
9	0,001	-0,002	-0,001	0,000
10	0,001	-0,002	0,001	0,000
11	0,001	-0,005	-0,001	0,000
12	0,001	-0,005	0,001	0,000
13	0,001	-0,006	0,000	0,000
14	0,001	-0,012	0,005	0,000
15	0,001	-0,004	0,003	0,000
16	0,001	-0,003	0,002	0,000

A simulação numérica para um caso de uma onda monocromática de altura de 0,8m e período de 8s mostrou que a praia da Curva da Jurema está bem protegida da ação de ondas vindas do quadrante sudeste devido à geometria da entrada do embaçamento na qual é muito complexa. Este resultado também pode ser observado na simulação de Albino et al. (2001), onde as setas da Figura 35 desaparecem dentro do embaçamento da Curva da Jurema. Porém a propagação de ondas que passam da entrada do embaçamento atua na formação de ondas de frequências menores das que foram geradas, ondas de infragravidade, na região interna.

7.1.2. Simulação de ondas do Quadrante Nordeste

Os seguintes resultados numéricos mostram a simulação de ondas monocromáticas propagando-se no interior da região do embaçamento da Curva da Jurema. Foram simulados alturas de 0,8 m e período de 10 segundos. Em todas as simulações as ondas vindas do quadrante Nordeste-Leste não apresentaram efeitos significativos na praia localizada dentro do embaçamento. Portanto os resultados mostrados serão apenas para ondas com altura de 0,8m e período de 10 segundos, considerados aqui como os mais intensos da região. Os resultados são apresentados no último instante de simulação de $t = 900$ segundos.

As ondas do quadrante Nordeste ao chegar à Baía do Espírito Santo sofrem forte efeito de difração no porto de Tubarão que junto com a refração ocasionada pela variação de

profundidade, ocasionam uma rotação nas cristas em direção à costa dissipando sua energia até chegar à praia da Curva da Jurema (ver Figura 36). Nesse processo a energia da onda vai diminuindo em direção a Curva da Jurema, e dentro do embaçamento a onda novamente começa a ser refratada e difratada pelos contornos batimétricos e da costa. A simulação mostra que as ondas impactam quase que diretamente nas ilhas do Boi e do Frade e entram frontalmente à região da Curva da Jurema (Figura 47). Mesmo as ondas entrando com as cristas quase que paralelamente à praia da Curva da Jurema, a sua energia é fortemente dissipada pelos efeitos que a onda sofre ao passar pelos contornos de costa.

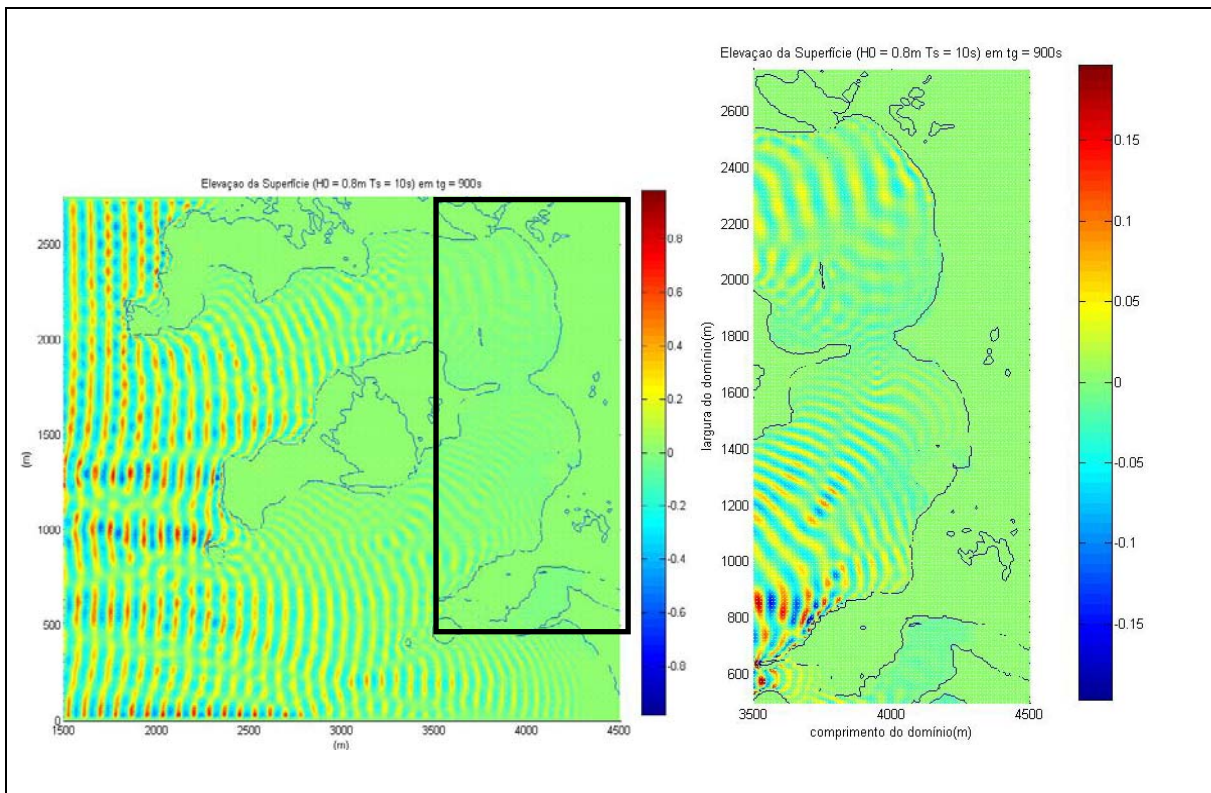


Figura 47: Elevação da Superfície (m) na Região da Curva da Jurema. Simulação de ondas de nordeste com $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$

Ao entrar no embaçamento a onda é refratada para as laterais nos costões rochosos das ilhas do Boi e do Frade e pela refração as cristas tendem a se alinhar com a linha de costa na entrada do embaçamento, isso gradativamente ocasiona diminuição na altura da onda que continua sua propagação em direção à praia, onde são refletidas e refratadas para a praia da Curva da Jurema com um forte decaimento em sua altura (Figura 48). A altura média calculada dentro do embaçamento, próxima a praia foi de 10cm. A onda simulada gerou um *setup* máximo de aproximadamente +0,75cm e indicados pelas regiões avermelhadas na

Figura 49 e um *setdown* máximo de aproximadamente -1,2cm, indicado pela região azul na Figura 49. Essas diferenças no nível da água podem gerar correntes do nível mais alto para o mais baixo. As velocidades geradas pela onda simulada são mostradas na Figura 50 com uma magnitude média de 2,046 cm/s e máximas magnitudes no estreitamento da ponte e em regiões rochosas da entrada do embaçamento.

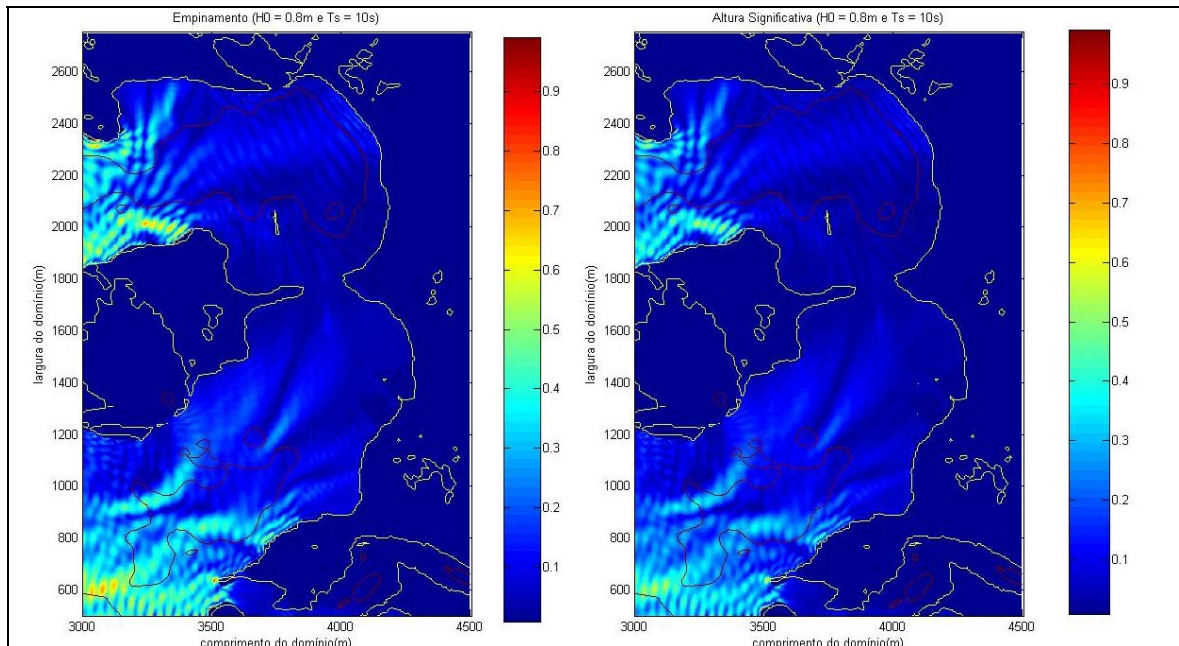


Figura 48: Empinamento (esquerda) e Altura significativa em metros (direita) da onda na Curva da Jurema.

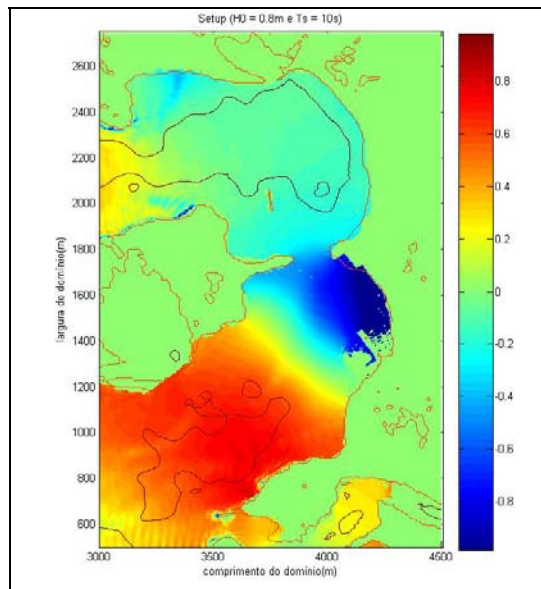


Figura 49: *Setup* e *Setdown* (cm) na Região da Curva da Jurema gerado por ondas de $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$

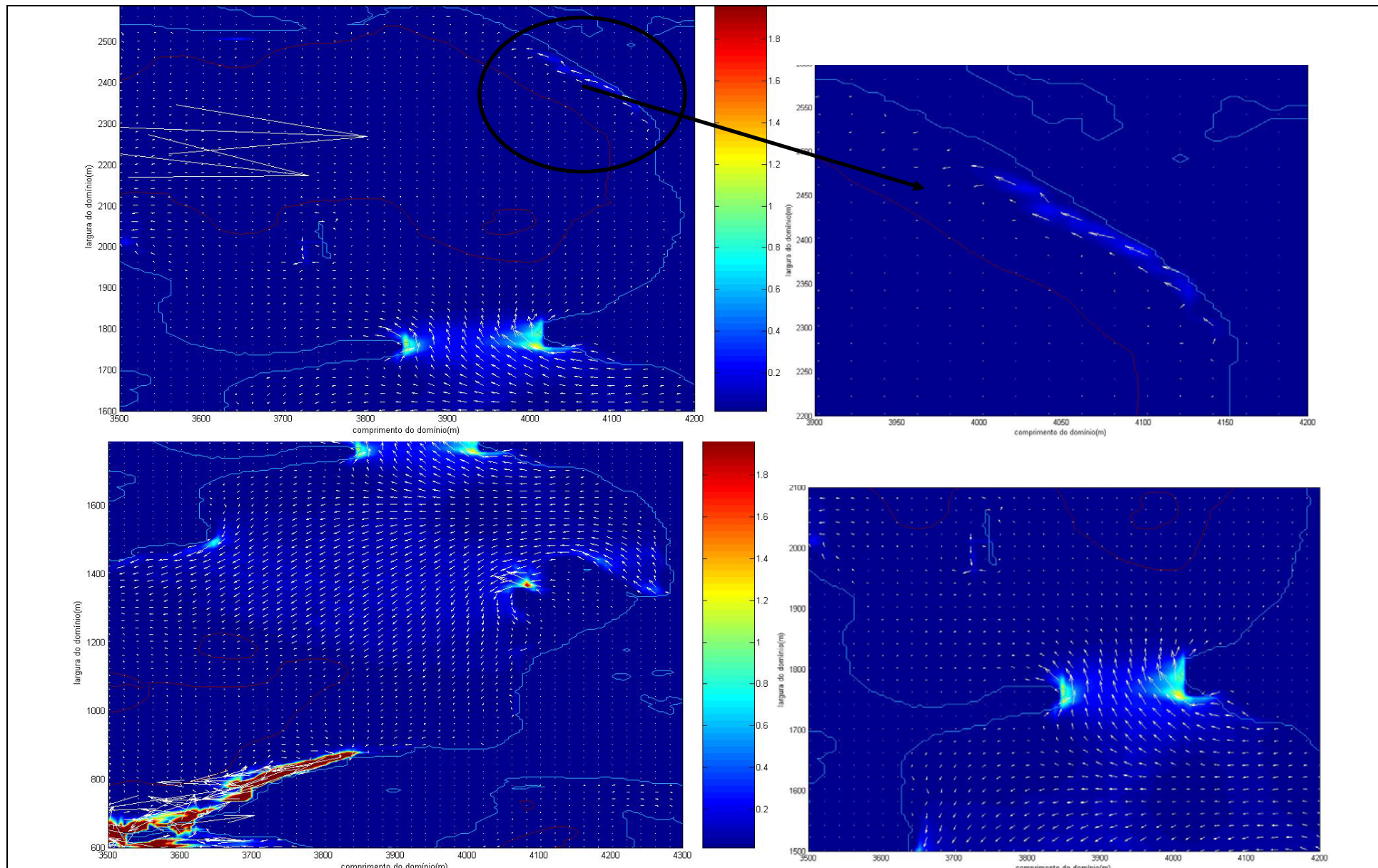


Figura 50: Campo de Velocidade em cm/s no interior da região da Curva na simulação de ondas com $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$.

Procedendo de forma análoga ao caso de Sudeste, foram colocadas estações de monitoramento de dados de elevação e velocidade de onda (Figura 51) para a análise de ondas de Nordeste que propagam em direção à praia.

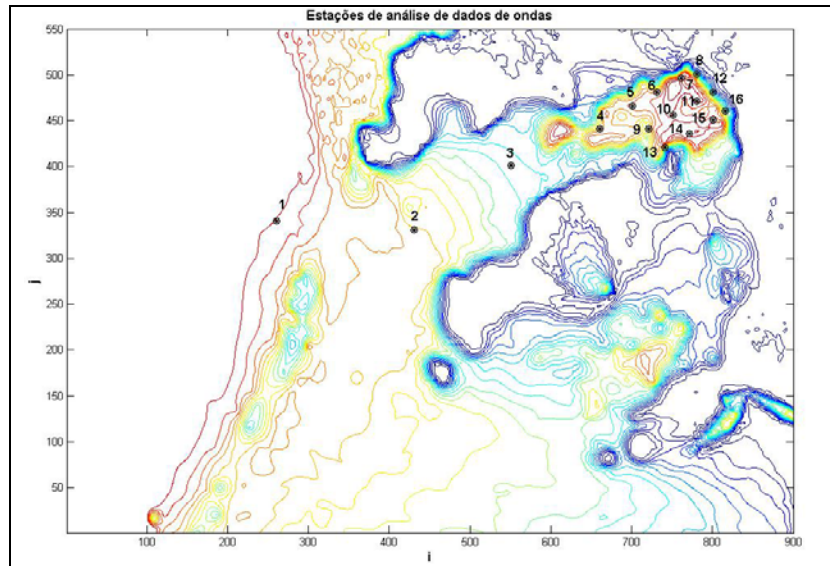


Figura 51: Domínio mostrando as estações de registro de ondas.

Nas Figura 52 e Figura 53 são mostrados os resultados da análise espectral dos registros de ondas medidas nas estações de monitoramento. Nas Estações 1, 2, 3 e 4 da Figura 52, onde se encontra de fora para dentro do embaçamento, a energia das ondas propagando em direção à praia vai diminuindo e é possível observar o aparecimento de subharmônicos, com período de 5 segundos (0,2Hz). Os subharmônicos podem ser devido aos processos de reflexão das ondas nos contornos da costa. A energia das outras estações diminui para os valores próximos de zero. A estação 12, que se localiza perto da linha de praia, apresenta maiores valores de energia de onda de todas as estações que se localizam dentro do embaçamento (Estações 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16). Para esta estação 12 foi elaborada uma visualização gráfica para as componentes da velocidade (U, V e W) e nível da superfície (z). Na Figura 54 é mostrada as variações temporais da elevação da superfície livre, componentes de velocidade longitudinal (V), transversal (U) e vertical (W) para profundidades localizadas nos níveis de fundo, de profundidade média e de superfície. As elevações da superfície não superaram 5cm e -5cm de nível (z) e a magnitude das velocidades oscilaram dentro de -5cm/s e 5cm/s em todos os níveis de profundidade indicando um comportamento explicado pela Teoria de

ondas de pequena amplitude, onde as oscilações da elevação da superfície livre são proporcionais às oscilações da velocidade.

Os resultados de ondas de Nordeste não mostraram efeitos significantes em comparação às ondas de sudeste, nas quais surgiram superharmônicos ou ondas longas, na região da praia da Curva da Jurema.

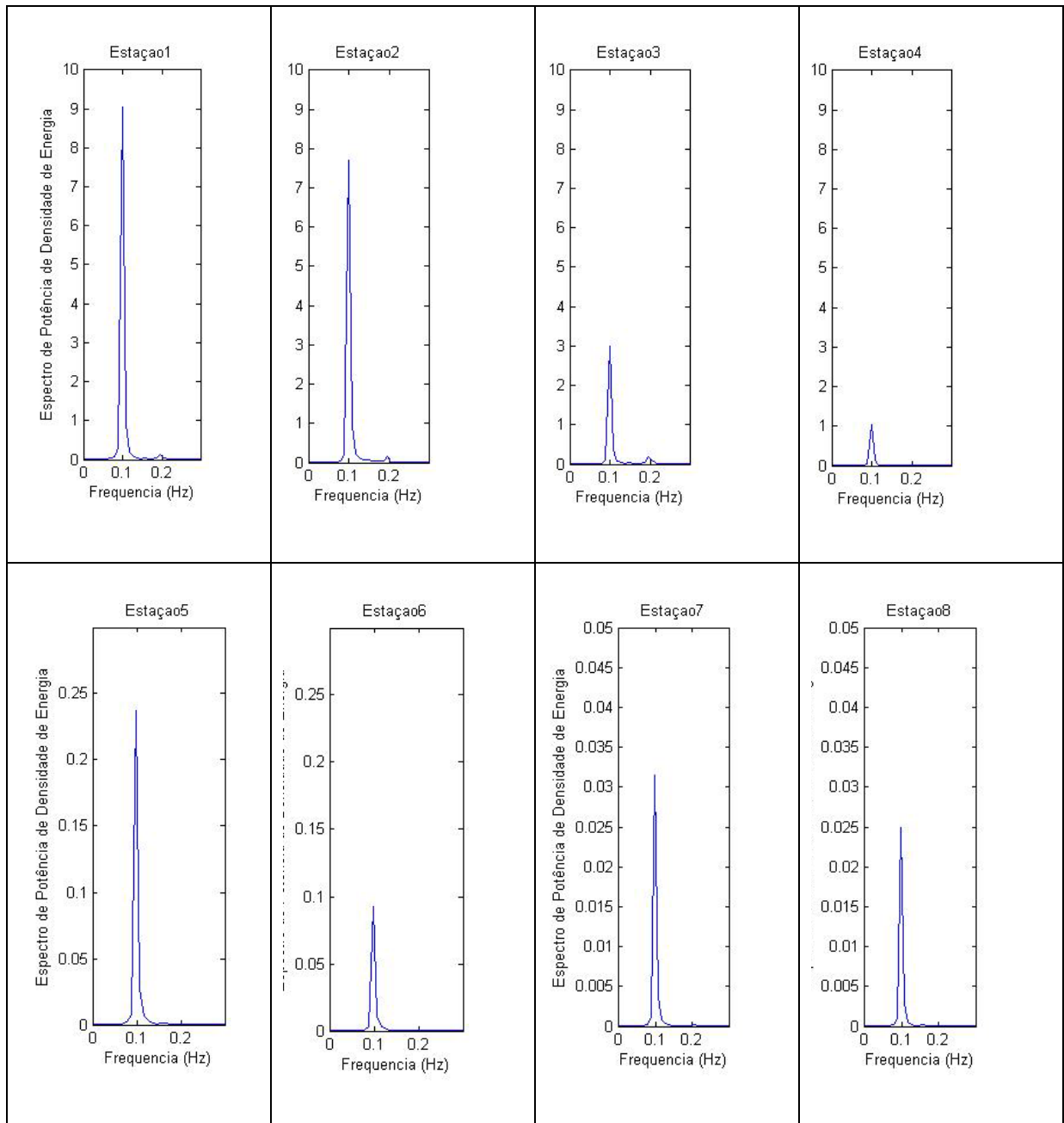


Figura 52: Análise espectral nas estações 1-8.

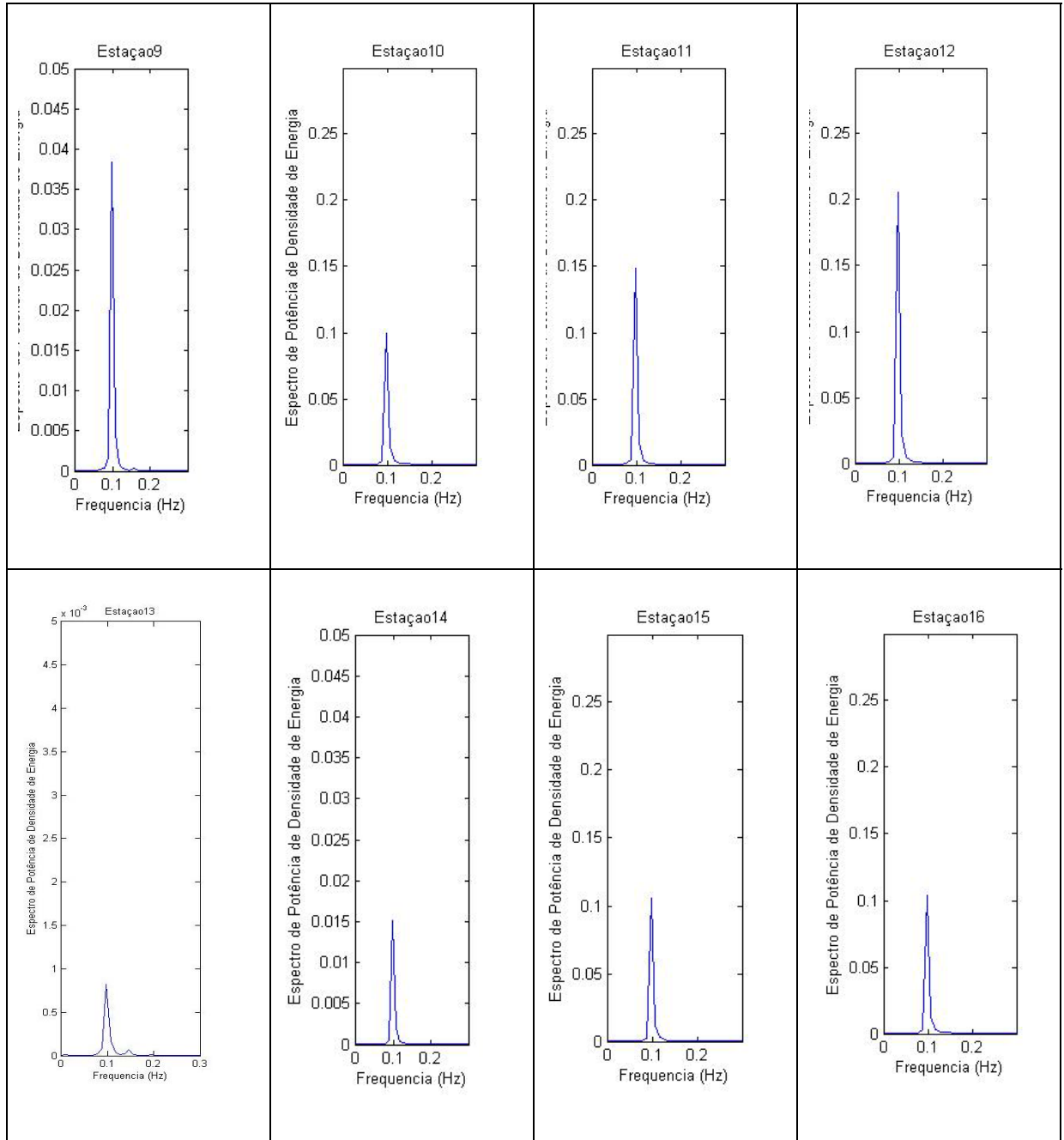


Figura 53: Análise espectral nas estações 9-15.

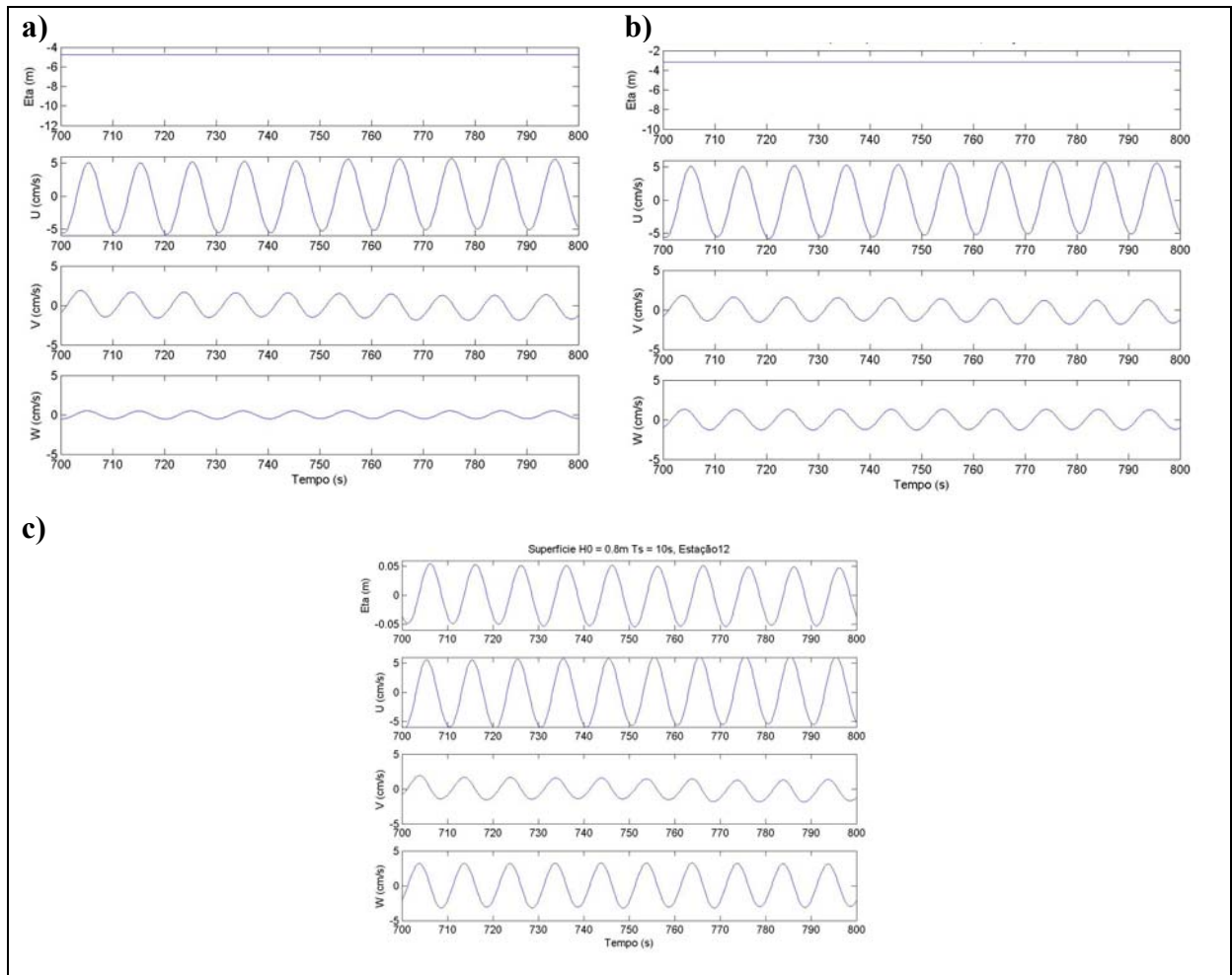


Figura 54: Gráfico de componentes de velocidade (U,V e W) e de nível (z) para uma onda de $T_s = 10s$ e $H_0 = 0,8m$ no fundo (a), em profundidade média (b) e na superfície (c).

7.2. Praia de Camburi

Foram considerados 2 cenários de ondas no domínio da praia de Camburi de alturas de 0,8m e períodos de 8s e 10s, sendo os valores mais significativos de ondas para a região. A grade implantada na região de estudo foi orientada de forma que as cristas das ondas provenientes do Sudeste fiquem paralelas ao eixo Y da grade. Com relação à grade, também foram consideradas ondas provenientes de Nordeste, para isso as ondas entram no domínio da grade com uma inclinação de 10° com relação ao eixo Y. Este último para representar as ondas do quadrante de Nordeste que são influenciadas pelos efeitos de refração e difração dos gradientes batimétricos e dos obstáculos encontrados na entrada da Baía do Espírito Santo deixando assim as cristas com um ângulo de aproximadamente 10° à linha de costa. No

domínio foram colocadas estações de monitoramento para a aquisição de dados de ondas próximas à costa (Figura 55).

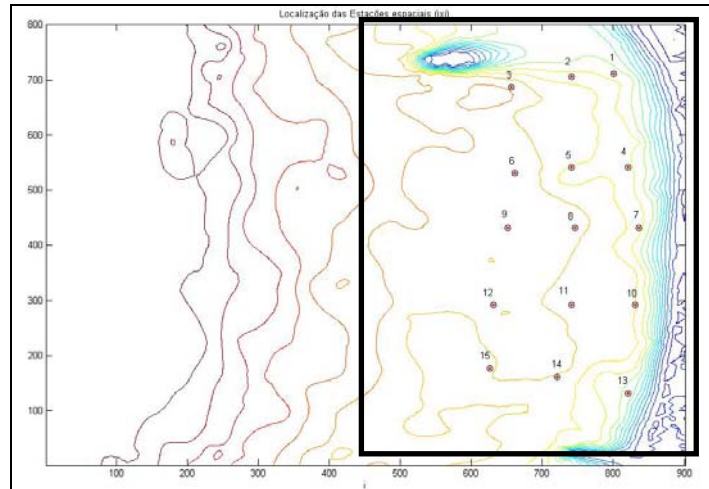


Figura 55: Localização das Estações de registro de ondas e dos perfis verticais no domínio de Camburi.

Os resultados mostrados nas figuras abaixo correspondem ao último tempo de simulação numérica das ondas (400 segundos), tempo suficiente para o campo de ondas apresentarem-se um padrão estacionário. A distribuição espacial da superfície da água é mostrada nas Figura 56 e Figura 57 para as ondas provenientes de Sudeste e Nordeste respectivamente. Nas figuras pode-se observar a interação das ondas com o afloramento rochoso (Ilha do Socó) mostrando nitidamente os processos de difração, reflexão e refração das ondas. É possível observar que as cristas circulam os contornos da ilha ocorrendo uma interação onda-onda por trás da ilha, zona de “sombra”, diminuindo as cristas e, conseqüentemente, sua energia em direção à praia.

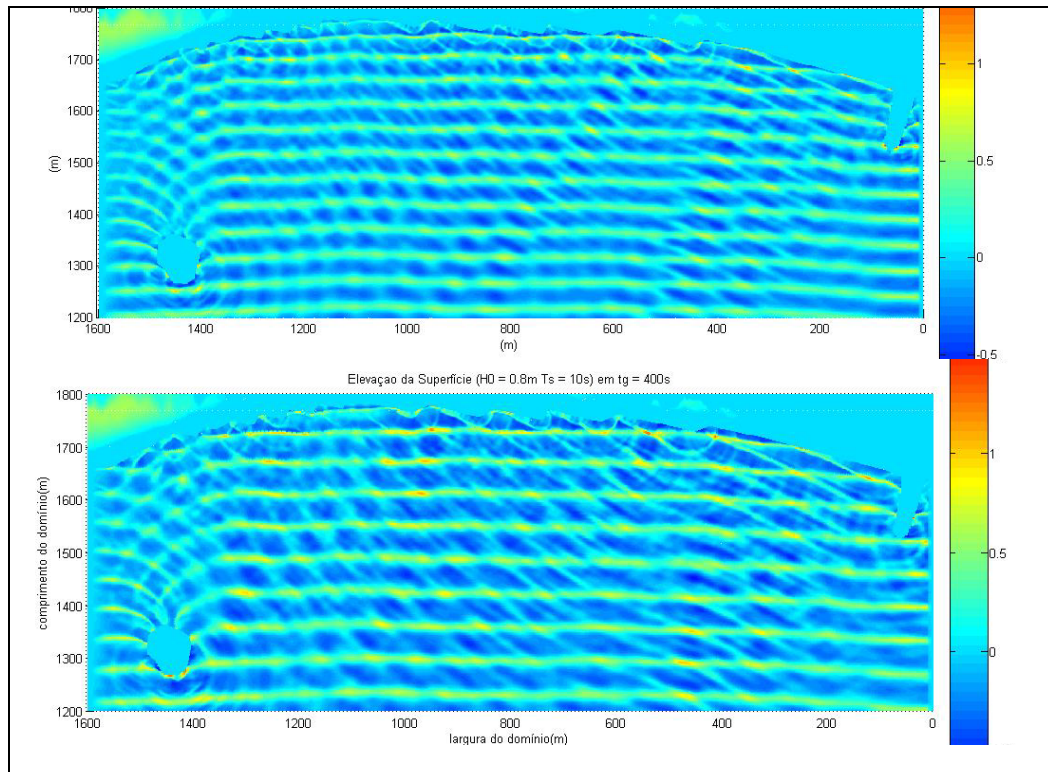


Figura 56: Elevação da Superfície (m) nas alturas de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior) para ondas do quadrante de Sudeste.

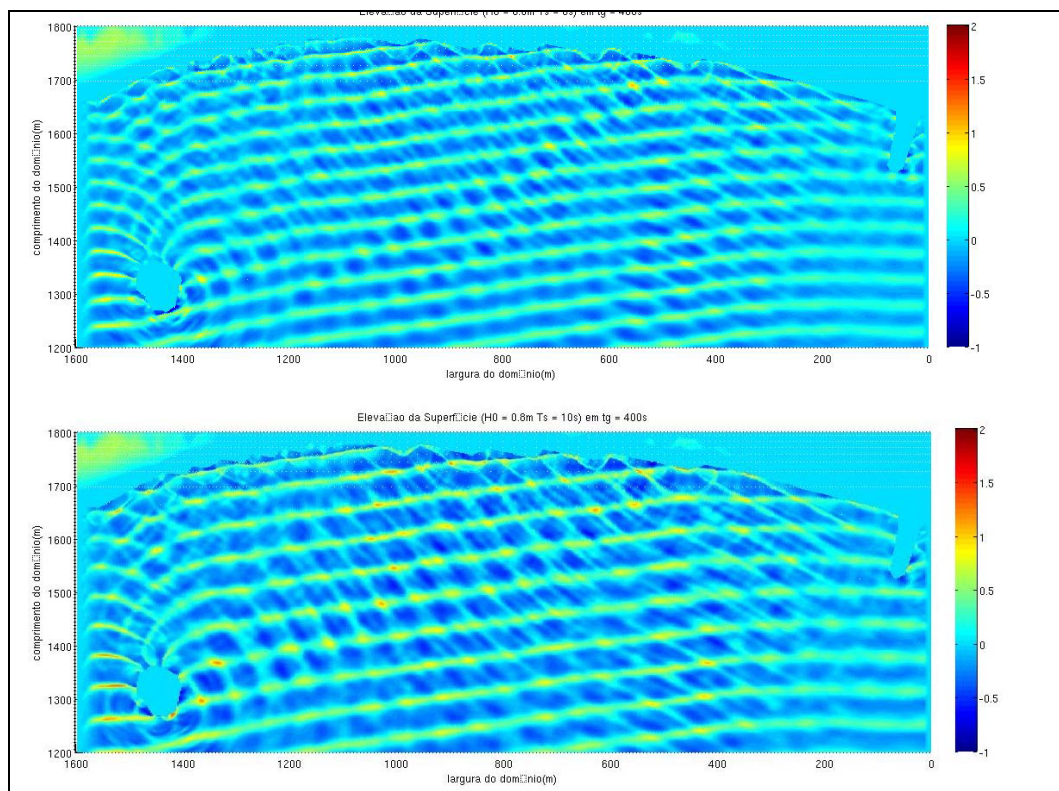


Figura 57: Elevação da Superfície (m) nas alturas de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior) para ondas do quadrante de Nordeste.

Entre a ilha do Socó e o 2º píer, as cristas das ondas de Sudeste propagam paralelamente aos contornos batimétricos da praia e atingem a praia de modo frontal. A entrada das ondas de Nordeste, a região de estudo é simulada fazendo a onda entrar com uma inclinação de 10° com relação ao eixo Y da grade. Devido às ondas de sudeste propagar paralelamente aos gradientes batimétricos, e a declividade de praia ser muito abrupta, a onda é pouco dissipada e a sua energia é concentrada principalmente na linha de costa. No entanto as ondas de nordeste propagam com um ângulo oblíquo aos contornos batimétricos, sendo sua energia diminuída pelo processo de refração da onda.

Como esperado, a quebra se concentra predominantemente nas proximidades da praia. As ondas, ao atingirem a praia, sofrem o processo de empinamento, como observado nas Figura 60 e Figura 61 até quebrarem nas proximidades da linha de costa com alturas superiores a 1m, ver Figura 62 e Figura 63, e o alinhamento das cristas das ondas com a linha de costa, assim como a diminuição da onda à medida que se propaga para regiões de menor profundidade. Nas Figura 58 e Figura 59 são mostradas as distribuições espaciais da quebra da onda usando o critério de quebra dado pela expressão $H/h \geq 0.8$.

Sabaini (2005) realizou campanhas de campo medindo alturas de quebra na face praial na região de estudo, encontrando valores variando de 1 a 1.3m. Na linha de quebra o número de Irribarren máximo encontrado nos dois cenários de onda está entre 2.0 para ondas de sudeste e 1.4 para ondas de nordeste, em que indica quebras do tipo ascendente/colapsante e mergulhante. As ondas simuladas geraram um *setup* máximo de aproximadamente 4 cm para os cenários de sudeste e nordeste (Figura 64 e Figura 65). Os maiores valores do *setup* para as ondas dos dois quadrantes se encontraram na região próximo da ilha do Socó. Isso pode ter explicação nas menores profundidades da região que na vizinhança. Assim a onda tende a ser refratada nessa direção. O *Setup* é importante mecanismo para a geração de correntes induzidas por ondas, em que pode gerar correntes de retorno e longitudinais das regiões de maiores elevações para as regiões de menores elevações.

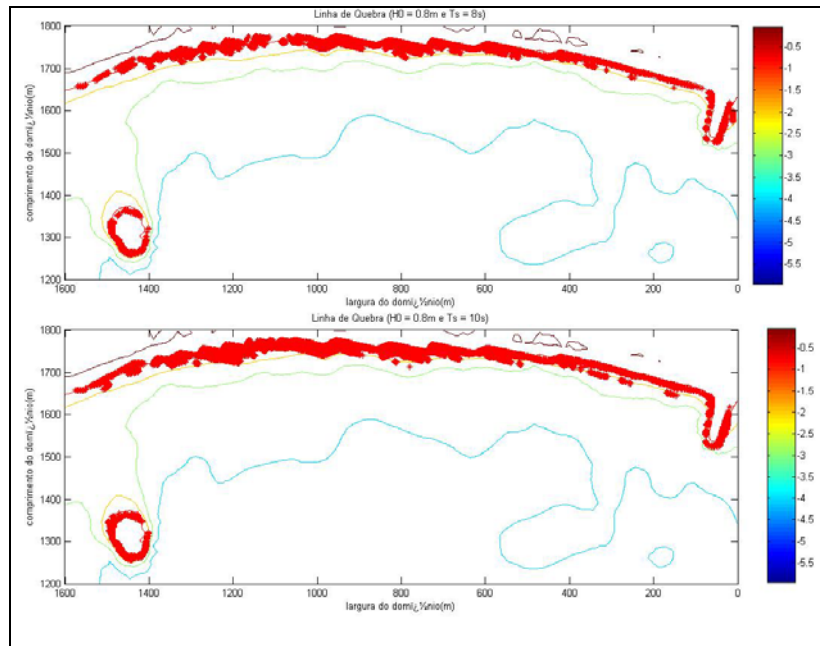


Figura 58: Zonas de quebra de onda das ondas de sudeste, indicadas pelos pontos vermelhos. Período de 8s (figura superior) e de 10s (figura inferior).

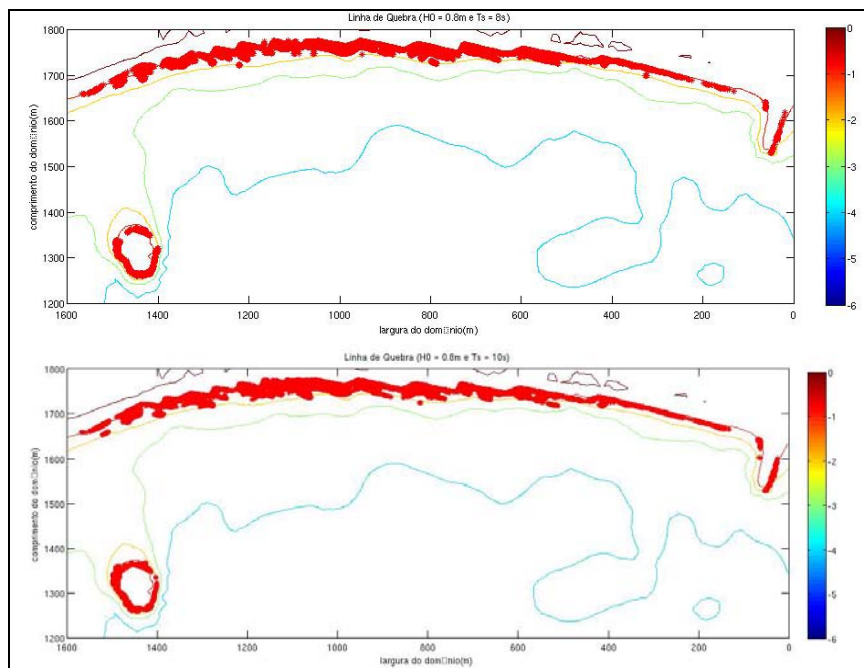


Figura 59: Zonas de quebra de onda das ondas de nordeste, indicadas pelos pontos vermelhos. Período de 8s (figura superior) e de 10s (figura inferior).

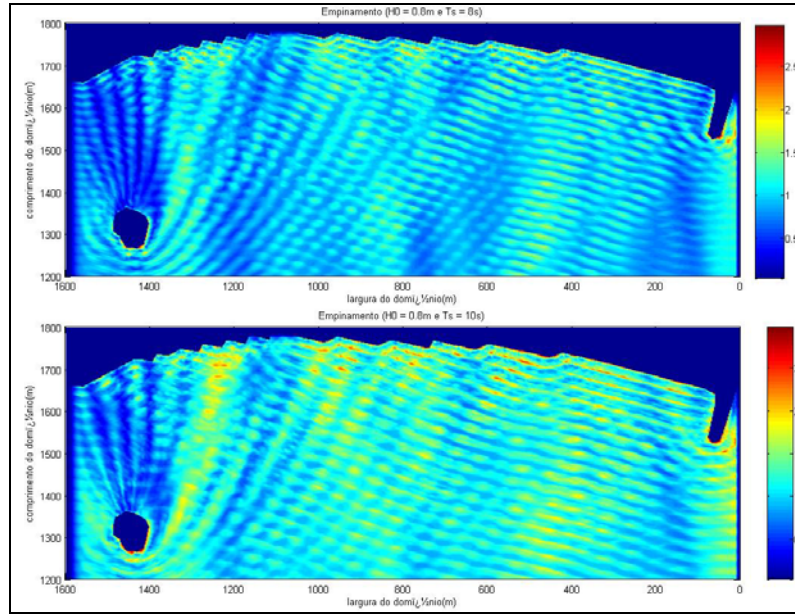


Figura 60: Gráfico do coeficiente de empinamento da onda para as simulações de sudeste de altura de 0,8m de períodos de 8s (superior) e 10s (inferior).

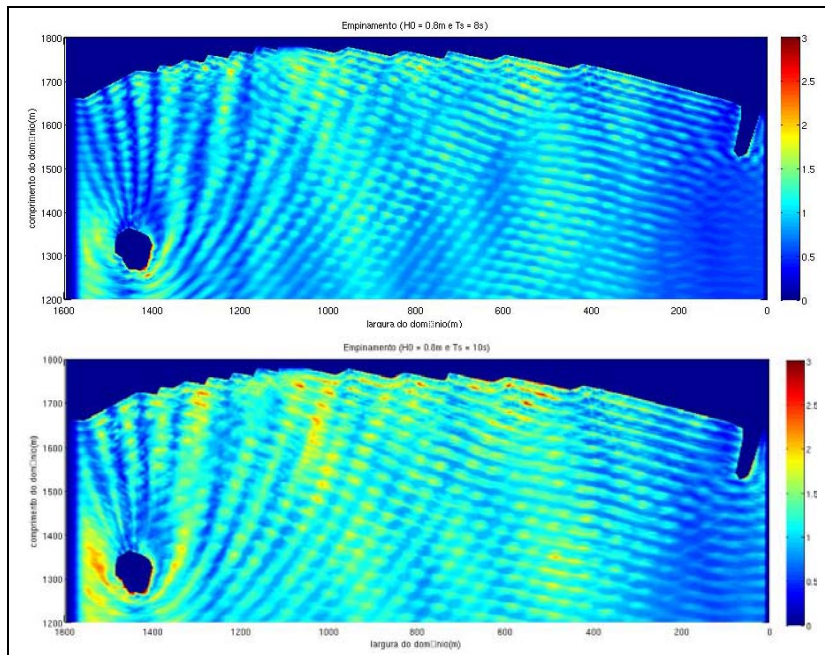


Figura 61: Gráfico do coeficiente de empinamento da onda para as simulações de nordeste de altura de 0,8m de períodos de 8s (superior) e 10s (inferior).

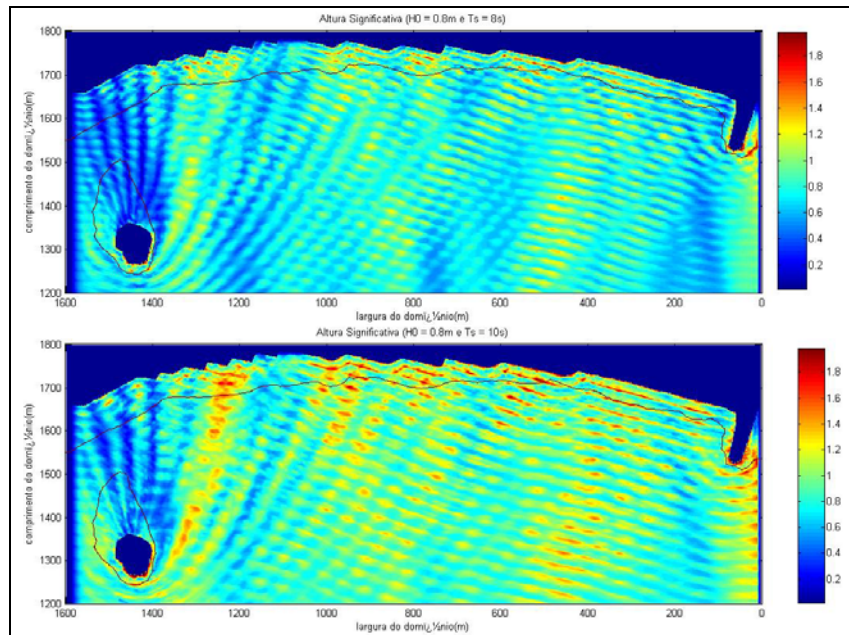


Figura 62: Gráfico de Altura significativa (m) com simulações sudeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e de 10s (inferior).

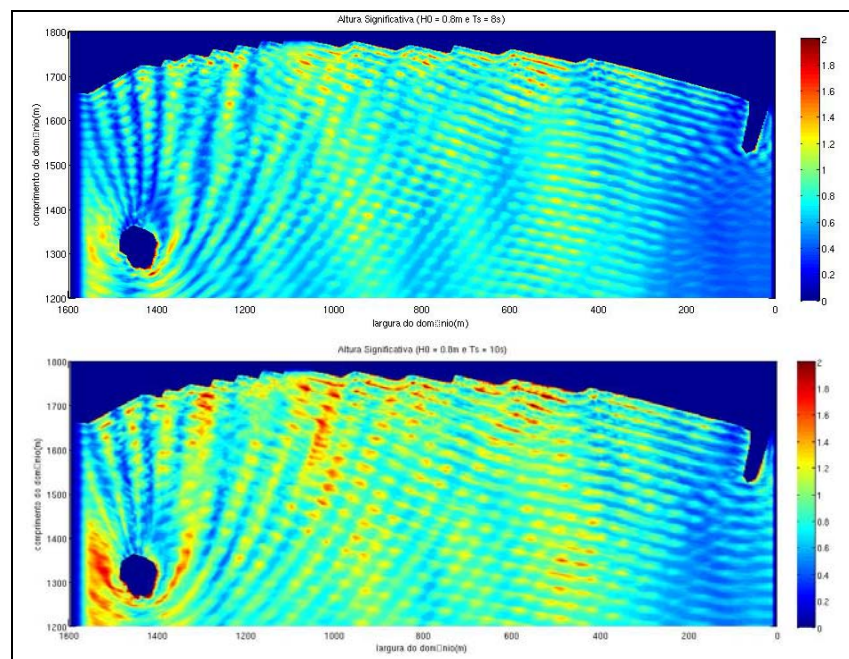


Figura 63: Gráfico de Altura significativa (m) com simulações de nordeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e de 10s (inferior).

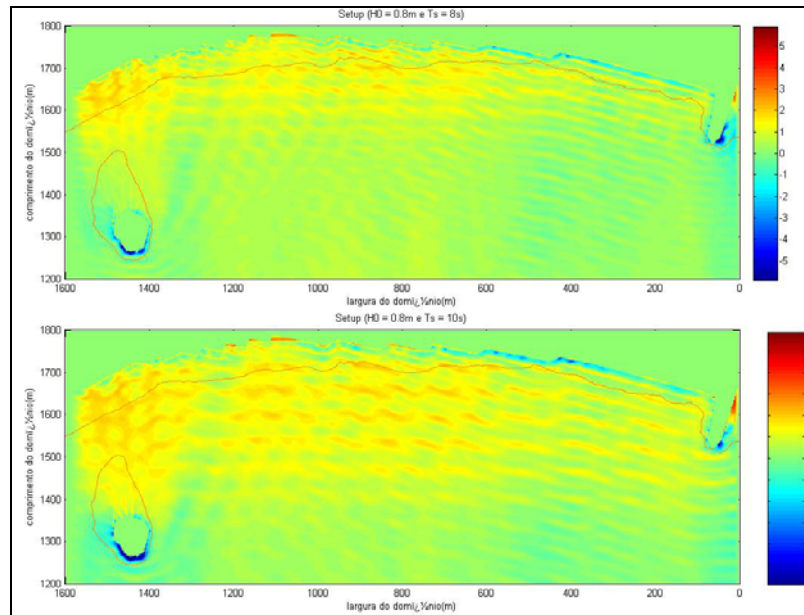


Figura 64: Gráfico do *setup* (cm) ocasionado pelas ondas das simulações de sudeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior).

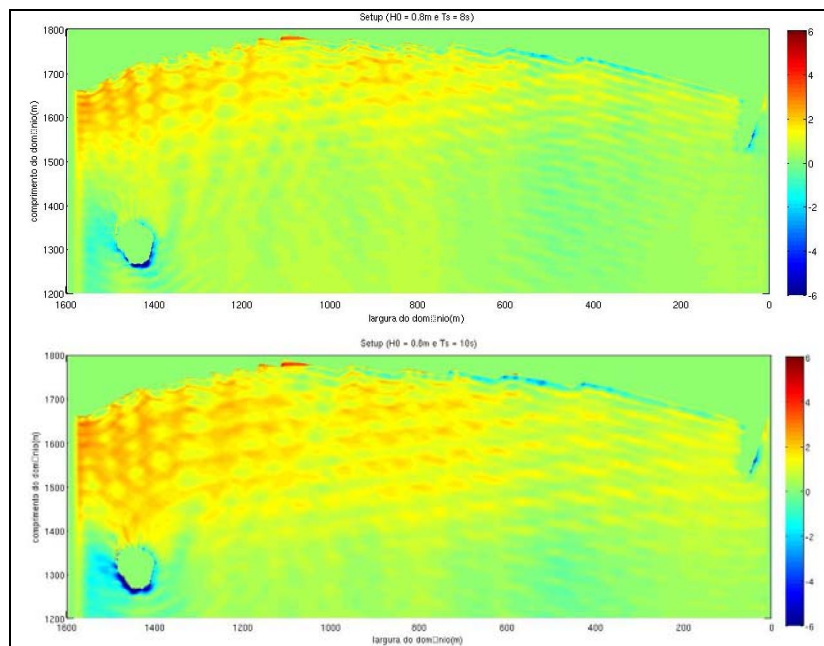


Figura 65: Gráfico do *setup* (cm) ocasionado pelas ondas das simulações de nordeste de altura de 0,8m e períodos de 8s (superior) e 10s (inferior).

O campo de velocidade na região de estudo mostra um fluxo de retorno próximo à costa, onde aparecem os maiores níveis de *setup* e *setdown*. A visualização deste campo foi feita para o caso de maior energia, ondas com período de 10s, na Figura 66 para Sudeste e Figura 67 para nordeste. Leão (2005) realizou estudos morfodinâmicos de praia neste setor da praia de Camburi indicando uma região bem exposta à ação das ondas e suas características morfológicas são de praia intermediária com um grau de declividade alto a moderado, em que

são observados tipos de ondas ascendentes e mergulhantes. Em seu estudo mostrou que nesta faixa de praia da Figura 66 e Figura 67 é possível identificar o desenvolvimento de cúspides devido à presença de corrente de retorno gerada pelas ondas. A velocidade máxima da corrente gerada pela onda de período de 10s e altura de 0.8m foi superior a 1.5m/s, mostrada nas regiões vermelhas da Figura 66 e Figura 67.

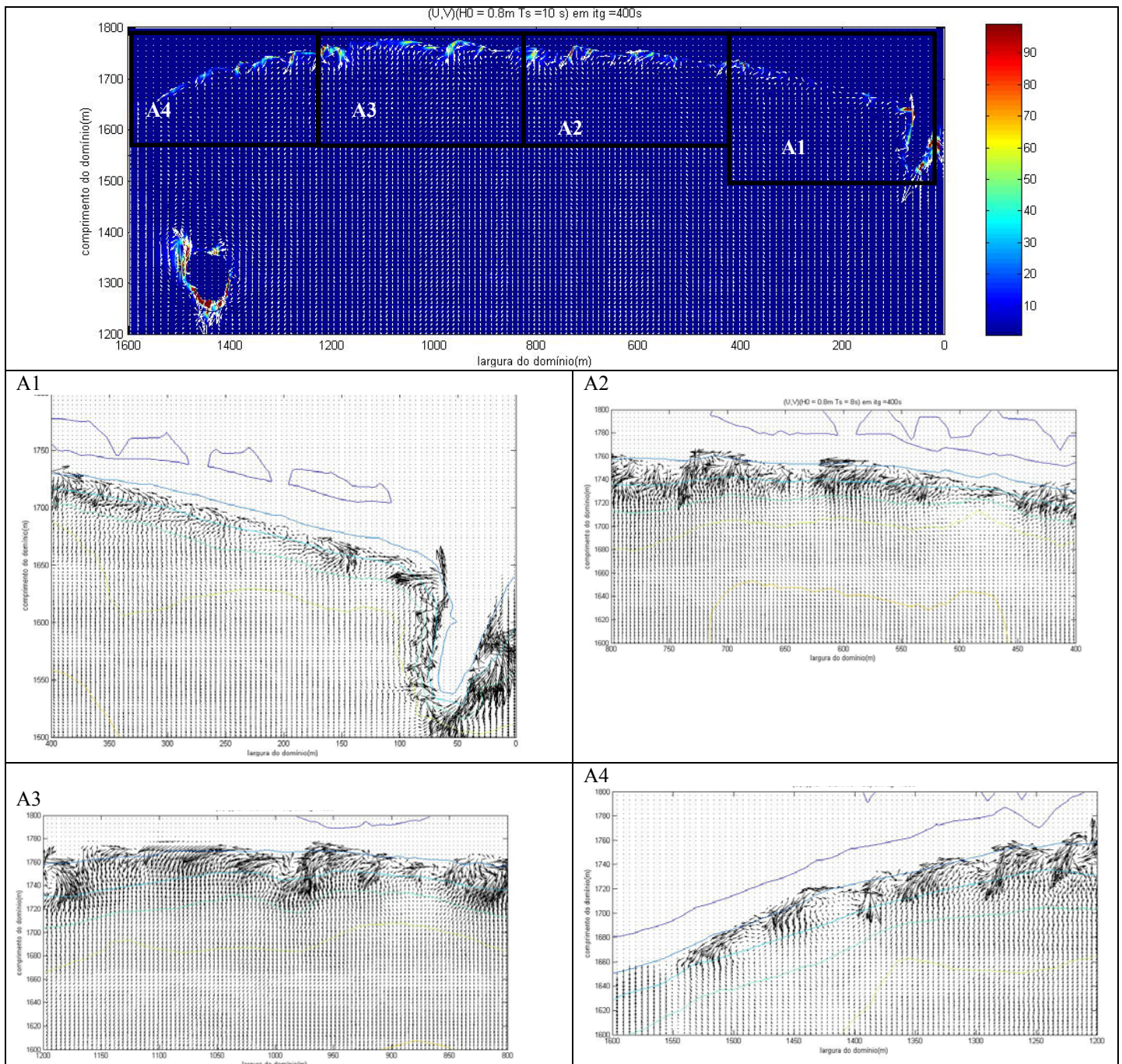


Figura 66: Campo dos vetores de Velocidade (em cm/s) ao longo da costa para simulação de sudeste onda com período de 10s. A figura superior apresenta as magnitudes da corrente em cm/s e os restantes são os sub-setores da região.

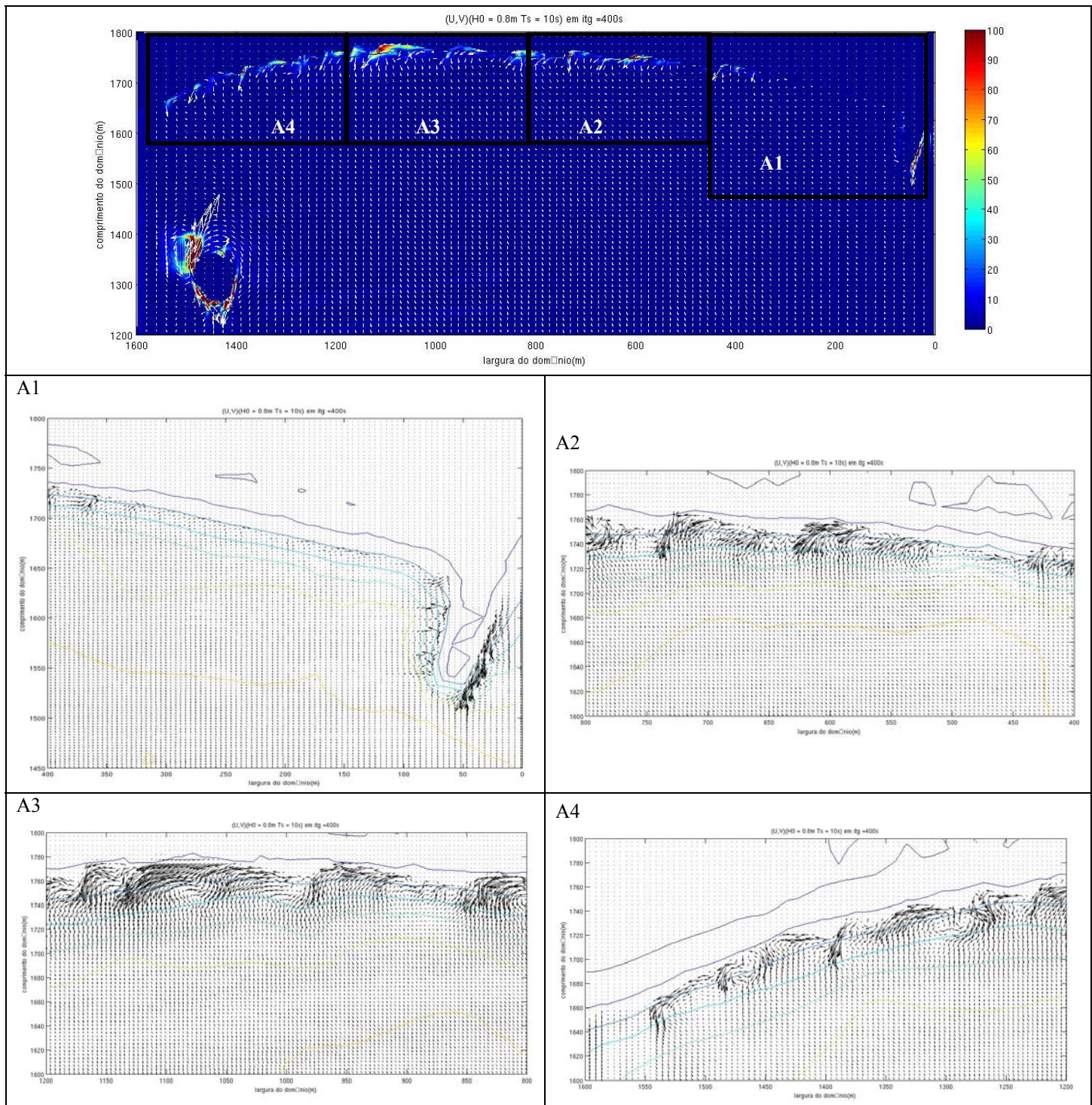


Figura 67: Campo dos vetores de Velocidade ao longo da costa para simulação de Nordeste onda com período de 10s. A figura superior apresenta as magnitudes da corrente em cm/s e os restantes são os sub-setores da região.

A análise das elevações da superfície da água e velocidade induzida pela onda nas estações de monitoramento mostradas na Figura 55 mostra que as ondas induzem em média valores

negativos da componente da velocidade transversal à costa, o que indica um fluxo de retorno ocasionado pela reflexão das ondas na região costeira (Apêndice A). Na Figura 69 e na Figura 71 é mostrada a distribuição espacial da elevação da superfície dos registros de ondas nos últimos 100 segundos de simulação de ondas para os períodos de 8 e 10 segundos. A elevação da superfície mostrou-se bastante irregular nas estações localizadas próximas à costa, 1, 4, 10 e 13 (ver Figura 68, Figura 69, Figura 71 e Figura 71). Essas perturbações na elevação da superfície estão relacionadas com o aparecimento de um segundo harmônico e são mais evidentes nas estações 1 e 13, podendo ser mais evidenciada pela análise espectral de energia nessas estações (ver Figura 72 e Figura 73). A análise espectral dos registros de onda mostra a geração de sub-harmônicos das frequências excitantes de 0,125Hz e 0,1Hz. Isso pode ser explicado devido à influência da ilha do Socó nas proximidades da estação 1 e do píer na estação 13, além das reflexões ocorridas com a batimetria que é muito abrupta perto da linha de costa.

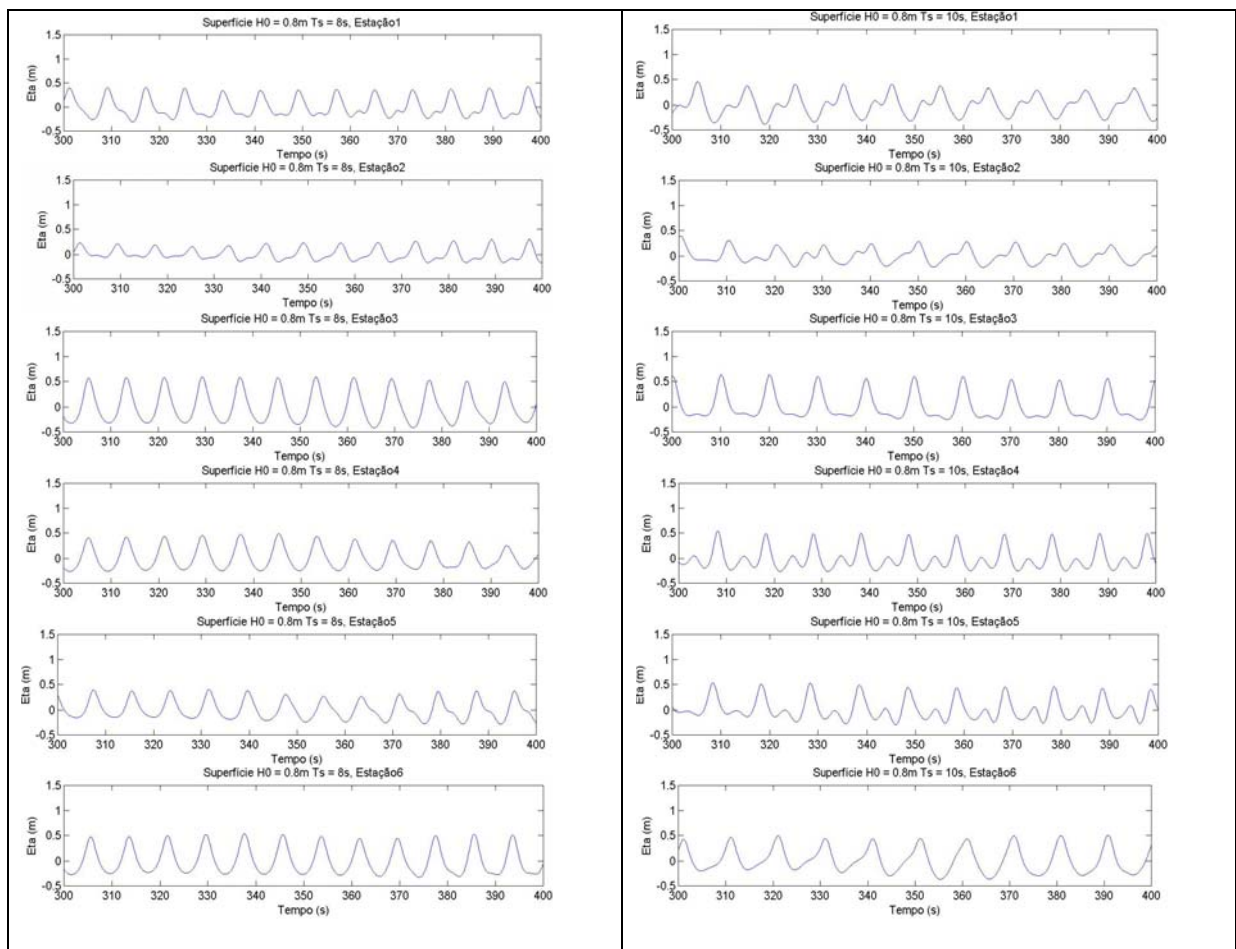


Figura 68: Elevação da Superfície nas estações de 1 a 6 para ondas de sudeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda).

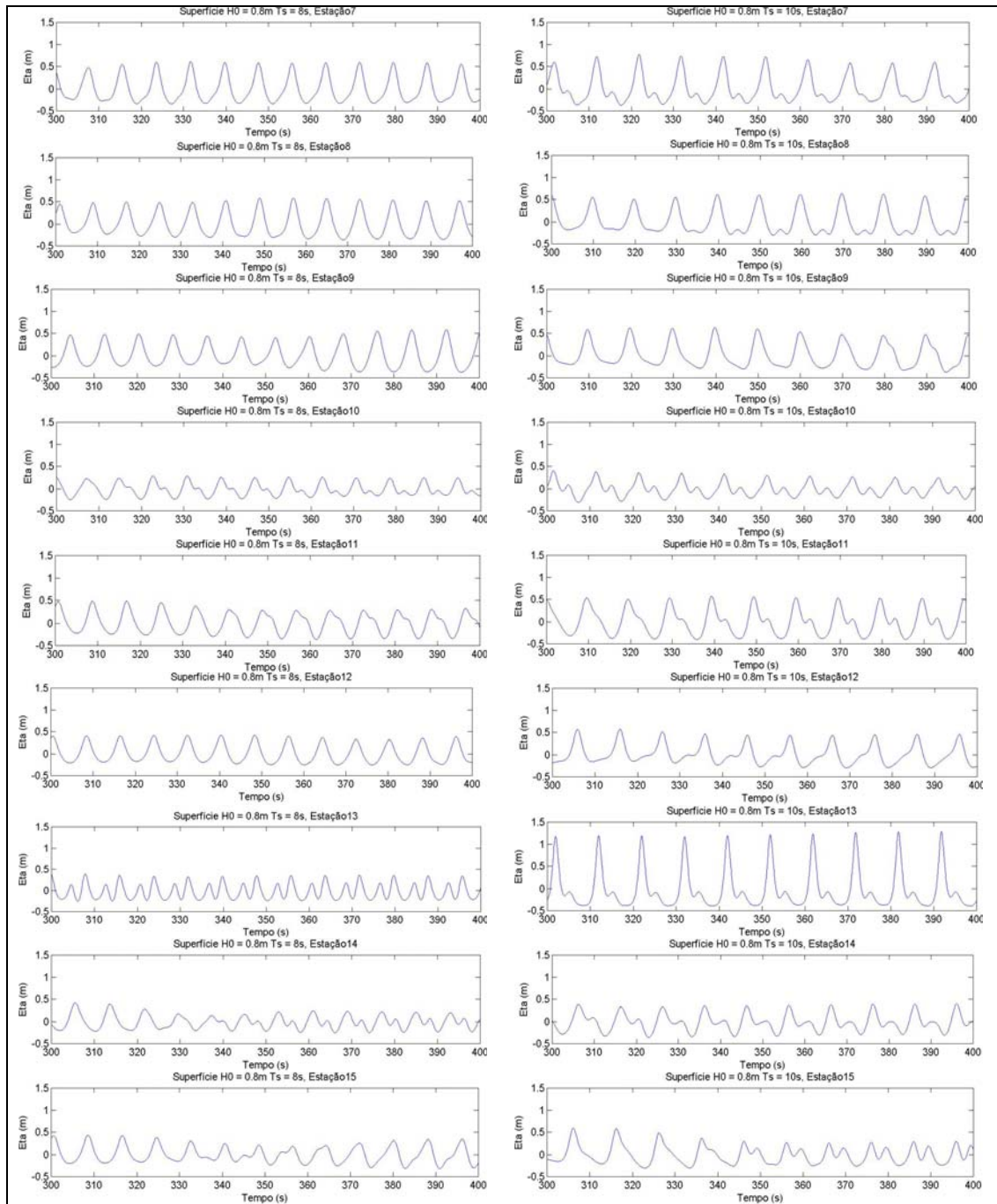


Figura 69: Elevação da Superfície nas estações de 7 a 15 para ondas de sudeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda).

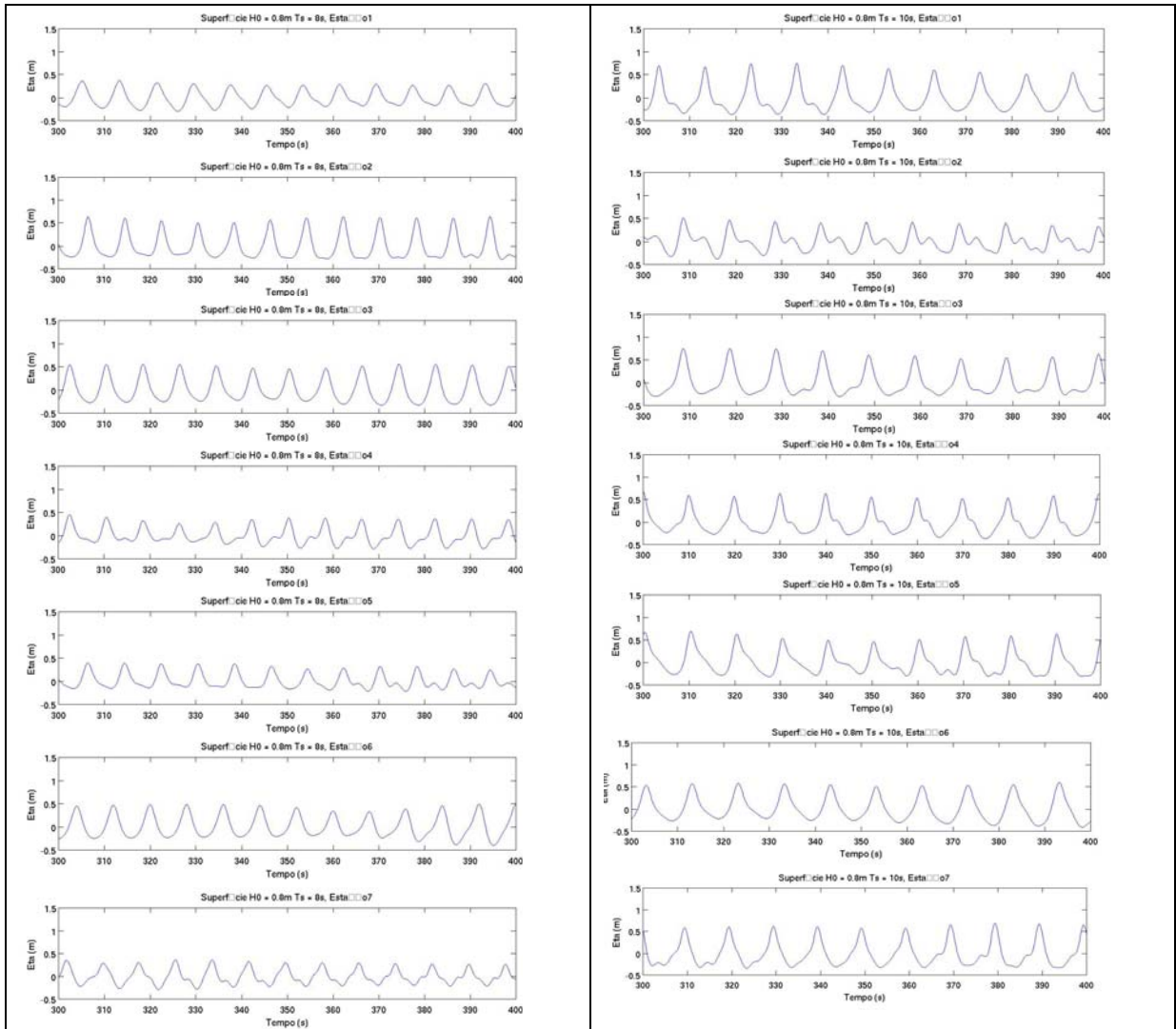


Figura 70: Elevação da Superfície nas estações de 1 a 7 para ondas de nordeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda).

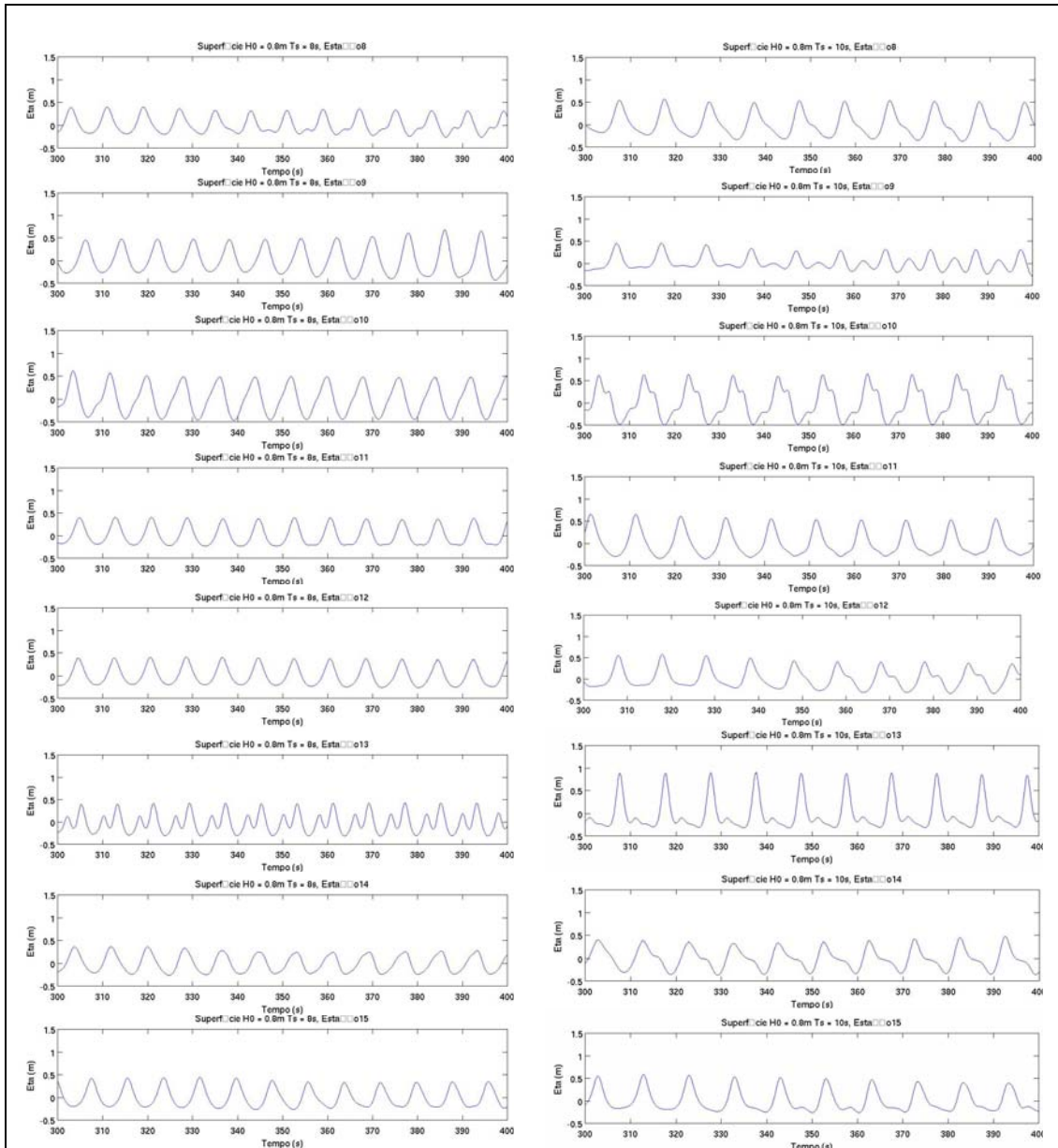


Figura 71: Elevação da Superfície nas estações de 8 a 15 para ondas de nordeste com período de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda).

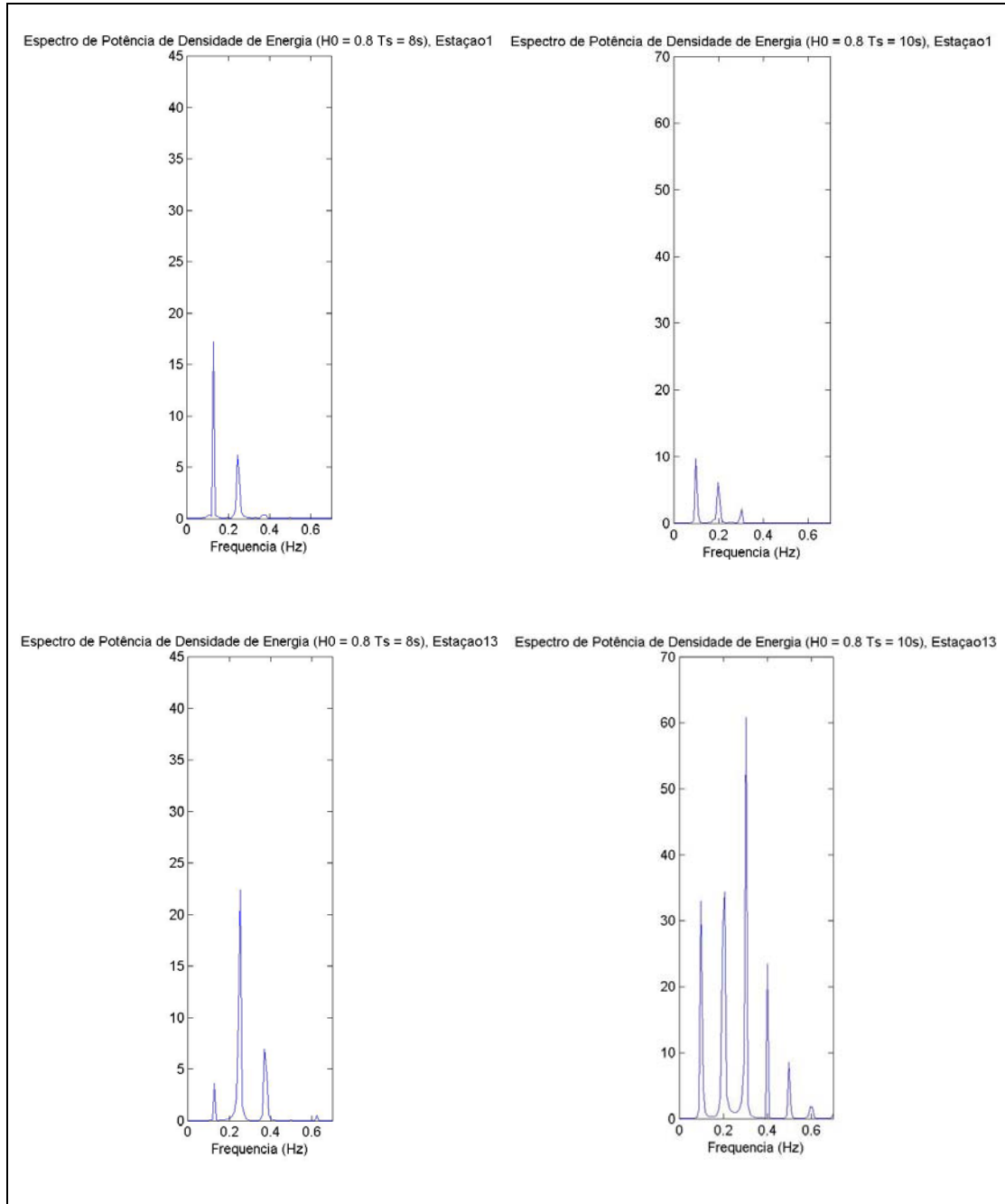


Figura 72: Registro espectral das ondas de sudeste nos períodos de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda), nas estações 1 e 13.

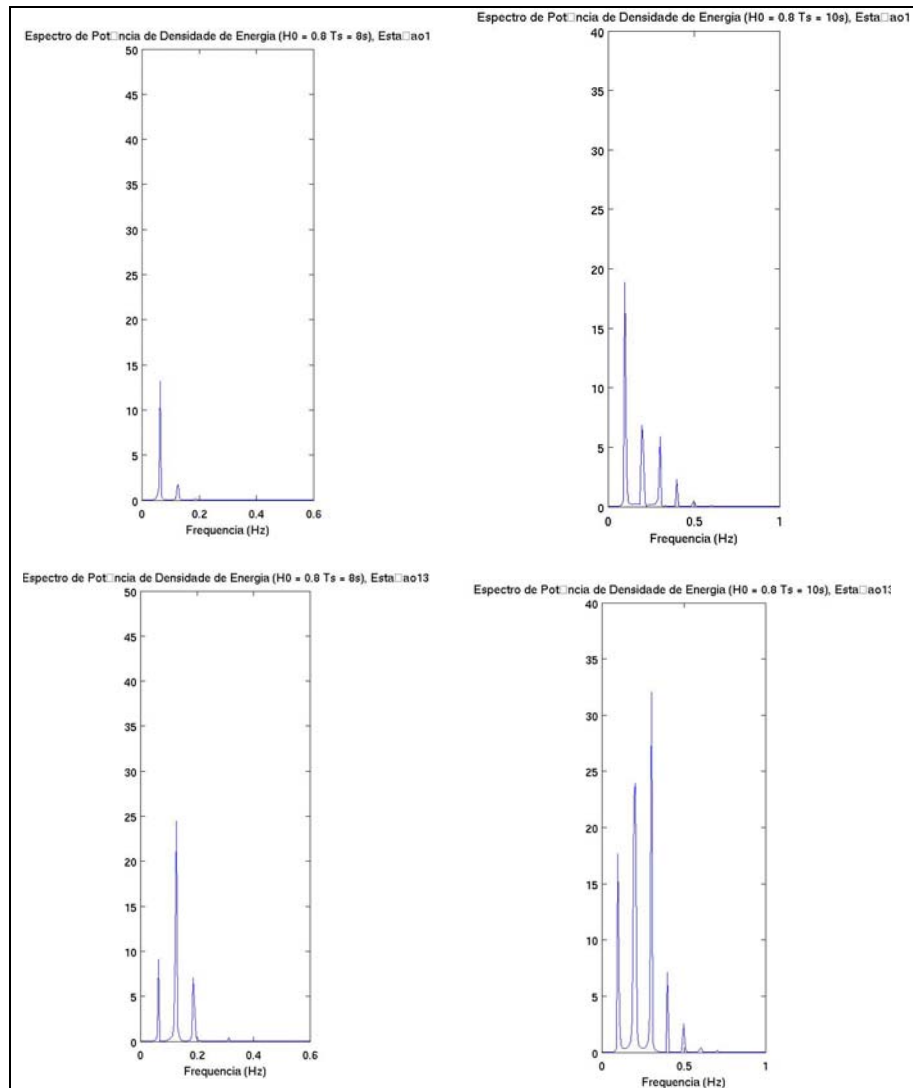


Figura 73: Registro espectral das ondas de nordeste nos períodos de 8 segundos (direita) e 10 segundos (esquerda), nas estações 1 e 13.

7.3. Recife Artificial Multifuncional

Os resultados da interação de ondas monocromáticas com um recife artificial foram obtidos considerando alturas significativas de 0.8m e períodos de 8 e 10 segundos. A distribuição espacial das elevações da superfície da água é mostrada na Figura 74. Como pode ser observado nessa figura, é mostrada para certo instante de tempo a distribuição espacial das ondas de Sudeste (“a” e “b”) e de Nordeste (“c” e “d”) passando sobre o recife artificial de surfe (RAS). As ondas ao passarem sobre o RAS sofrem um decaimento em sua velocidade, atrasando as cristas da onda sobre a estrutura. Com isso as cristas que passam sobre a

estrutura demoram um pouco mais para alcançar a praia do que aquelas que propagam ao seu redor. Dessa forma é visível, pelo perfil da onda passando sobre o recife (Figura 75), que as cristas são diminuídas em altura e conseqüentemente a sua energia potencial também é diminuída, em direção a praia. Na Figura 77 é possível observar que a altura da onda é muito superior nos arredores do recife do que na zona de sombra provocada pelo recife. Essa distribuição da energia pelo recife gera uma zona de proteção da linha de costa, importante para regiões onde a onda influencia no transporte de sedimento, e diminui a periculosidade para banhistas. Porém o recife pode induzir, na praia, correntes de retorno e com a separação do RAS em dois braços a intensidade dessa corrente pode diminuir nos arredores do recife pela geração de um canal de retorno entre os mesmos (ETTINGER, 2005).

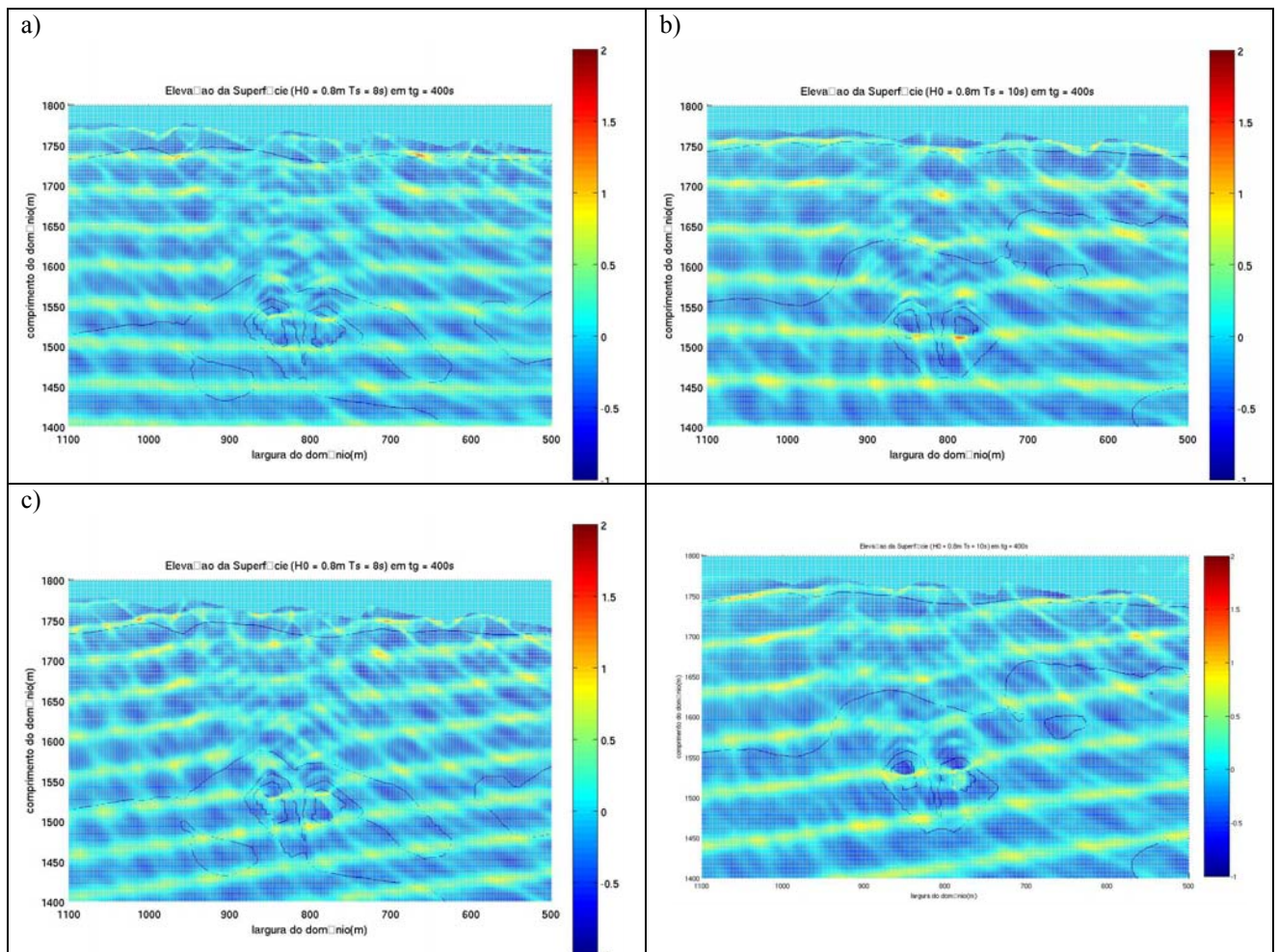


Figura 74: Elevação da superfície (m) para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d).

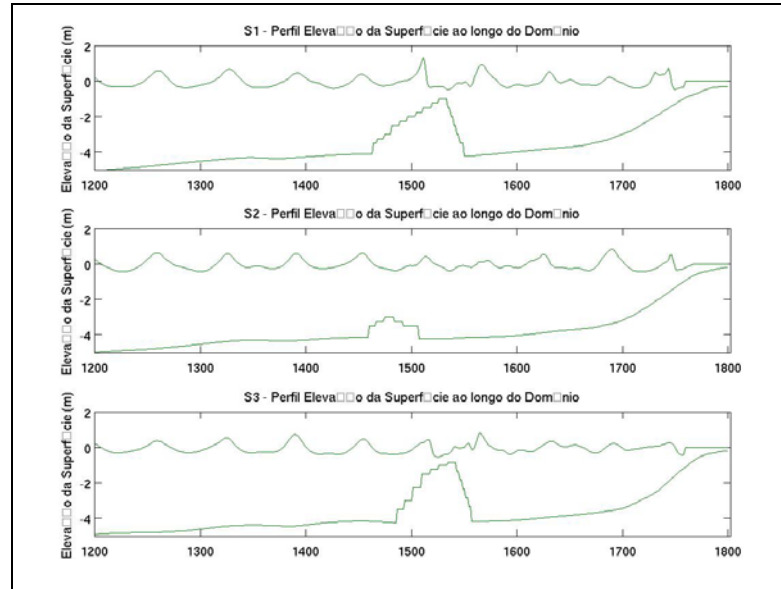


Figura 75: Perfis da onda passando sobre o recife artificial com profundidade de 1m (gráfico superior), entre os recifes (grafico do meio) e no recife de profundidade de 0,85m (gráfico inferior).

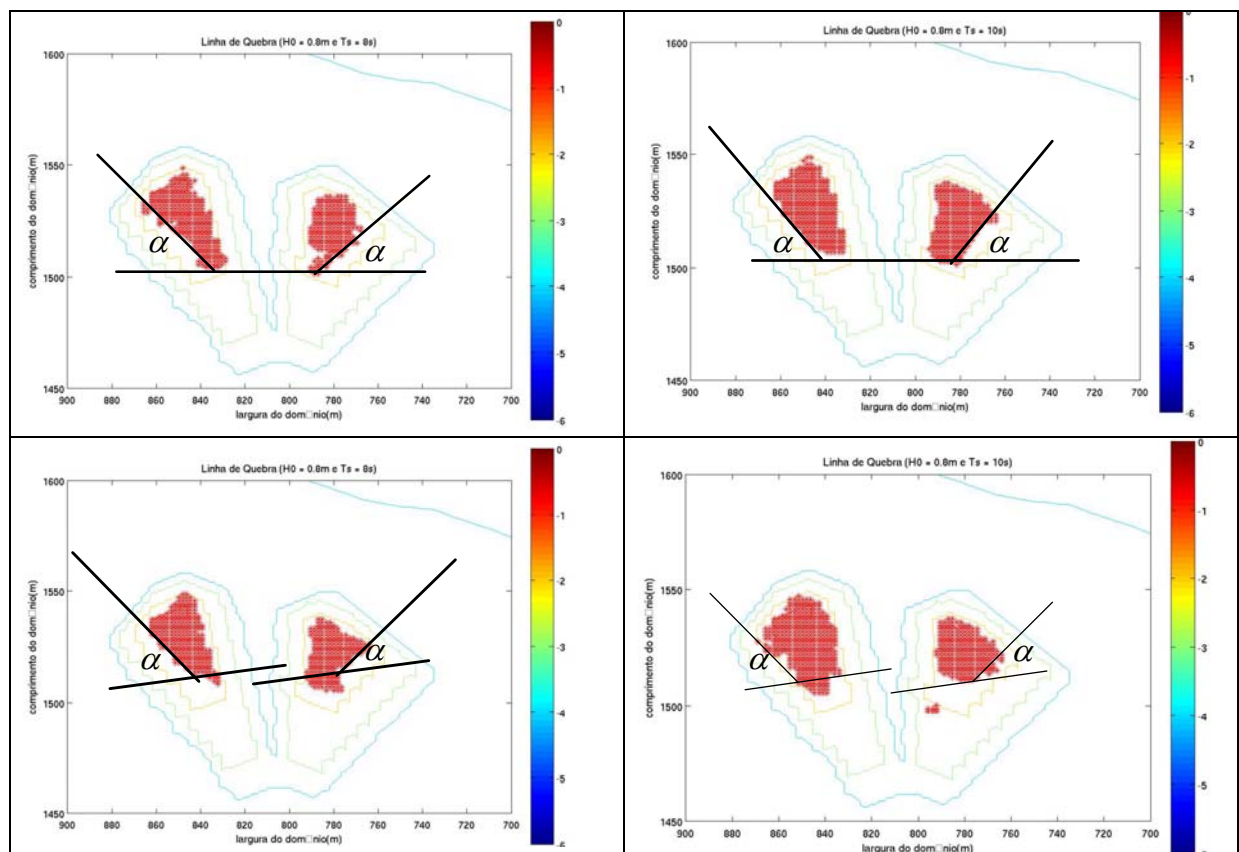


Figura 76: Quebra da onda (manchas vermelhas) vs profundidade (m) e o ângulo peel (α) para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d).

Quando as ondas se encontram sobre o recife, o gradiente batimétrico influenciará na altura da onda ao longo de sua crista, as partes com alturas de ondas mais altas quebrarão antes

daquelas partes com alturas mais baixas, resultando em um ângulo de propagação da quebra da onda (ângulo peel), Henriquez (2004). A zona de sombra do recife é devido ao efeito de quebra da onda. A Figura 76 mostra a região de quebra da onda com seus respectivos ângulos de propagação da quebra. Os ângulos médios encontrados estão entre 40° a 50° sobre o recife submetido a ondas provenientes de sudeste e de 36° a 38° para ondas provenientes de nordeste. Henriquez (2004) encontrou ângulos de propagação da quebra de 50°, com a utilização de um modelo Boussinesq, para ondas de 1m e período de 8 segundos sobre um RAS com declividade 1:10. Os valores do ângulo encontrados aqui estão dentro dos níveis, pela geração de onda para surfe para habilidades de amadores e amadores avançados (Tabela 5).

Tabela 5: Taxa do nível de habilidade dos surfistas (HUTT *et al.*, 2001).

Habilidades	α (graus)	H(m)
Surfistas Iniciantes – ainda não são capazes de subir na face da onda e executar movimentos com o avanço da onda	0	0,70 – 1,00
Amadores Aprendizes – capazes de subir com sucesso na onda lateralmente ao longo da crista de uma onda	70	0,65 – 1,50
Amadores – habilidade de gerar velocidade pelo “tubo” na face da onda e começam a iniciar manobras padrão de surfe.	50 - 60	0,50 – 4,00
Amadores Avançados – capazes de executar manobras padrão consecutivas. Executam manobras avançadas em certas ocasiões.	40	>0,45
Profissionais – capazes de executar manobras avançadas consecutivas.	27-29	>0,35

Os tipos de quebras sobre o recife calculadas pelo número de Irribarrem (Equação 2.4.5-1) com os resultados das simulações mostraram valores médios de 0,6 e 1,2 para ondas de sudeste com períodos de 8 e 10 segundos, respectivamente, e 0,8 e 1,0 para ondas de nordeste com períodos de 8 e 10 segundos, respectivamente (Figura 78). Esses valores indicam que o tipo de quebra predominante é do tipo deslizante para mergulhante, na qual é preferencial para a prática do surfe.

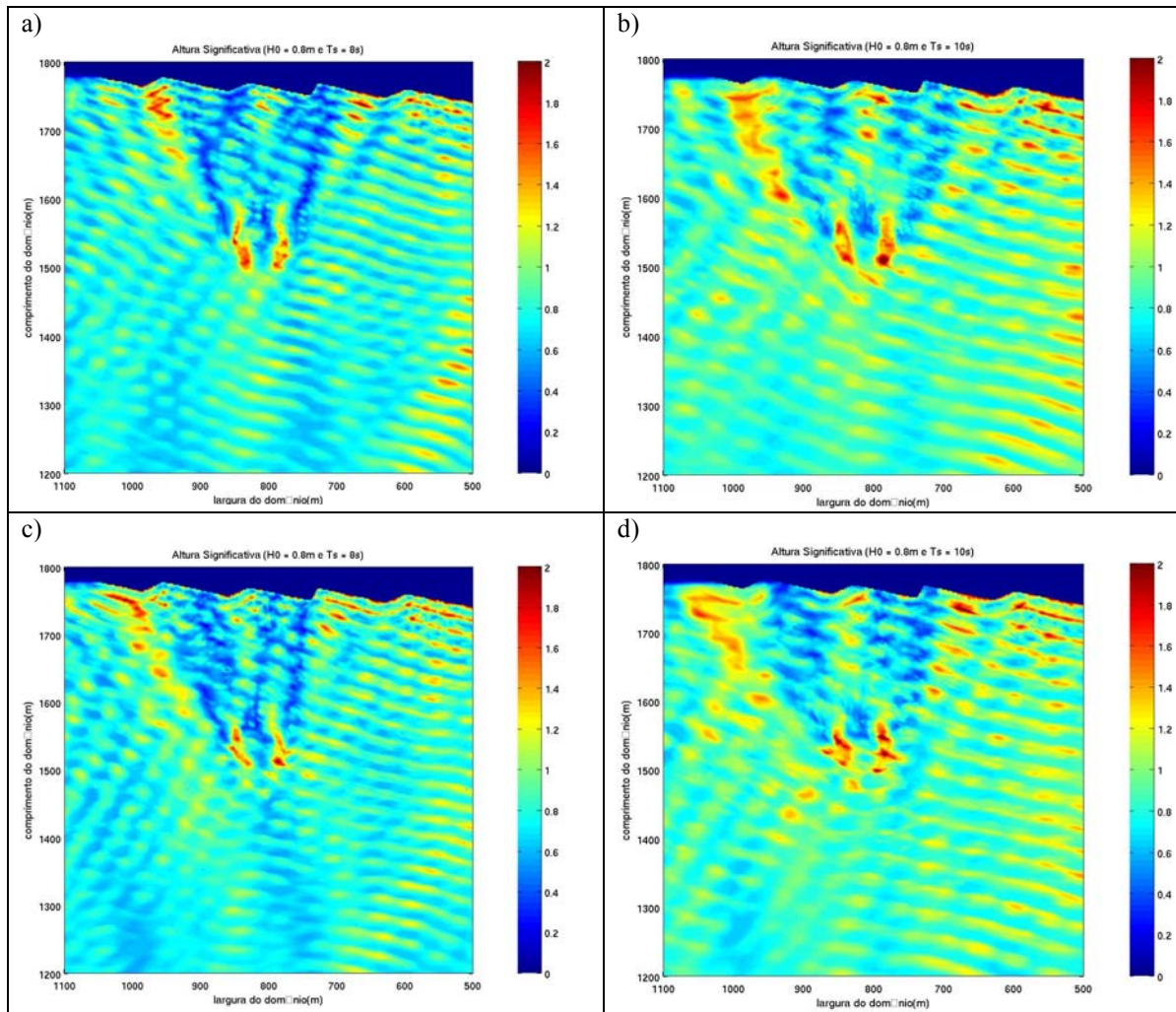


Figura 77: Altura significativa para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d).

A intensificação da turbulência gerada pelas ondas em direção à costa gera um *setup* de acúmulo de água na região de sombra do RAS, como pode ser observado na Figura 79. Esse nível pode gerar uma corrente de retorno para o recife no qual apresenta um nível de *setdown* mais alto. A separação do RAS em dois braços foi feita propositalmente, como em Ettinger (2005), para reduzir as correntes de retorno nos arredores do RAS e gerar um canal de retorno entre os mesmos. O canal de retorno pode ainda contribuir para ajudar o surfista ultrapassar a zona de quebra para a região do empinamento da onda. Porém também pode ser perigoso para banhistas se a velocidade da corrente for de grande intensidade.

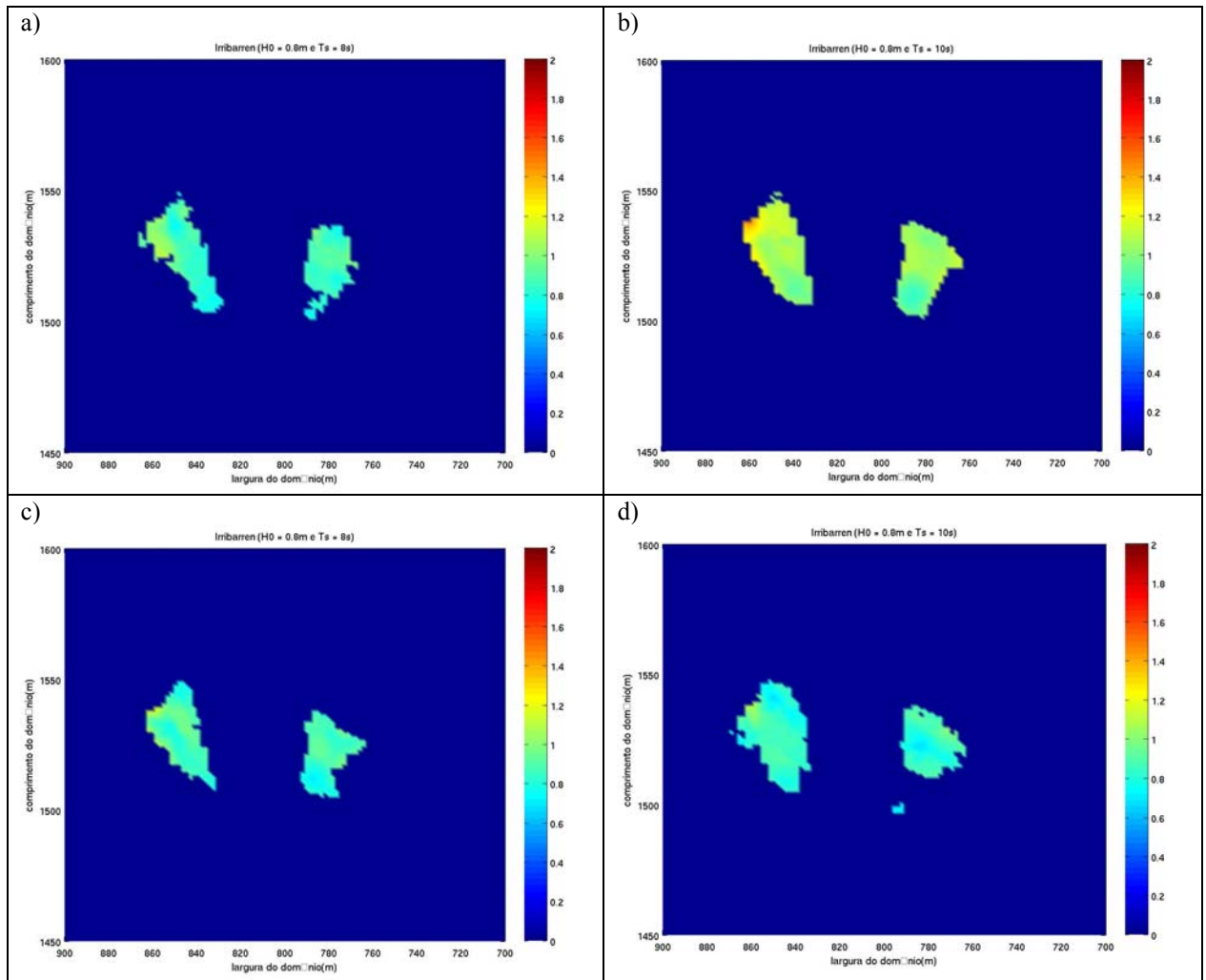


Figura 78: Numero de Iribarren para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d).

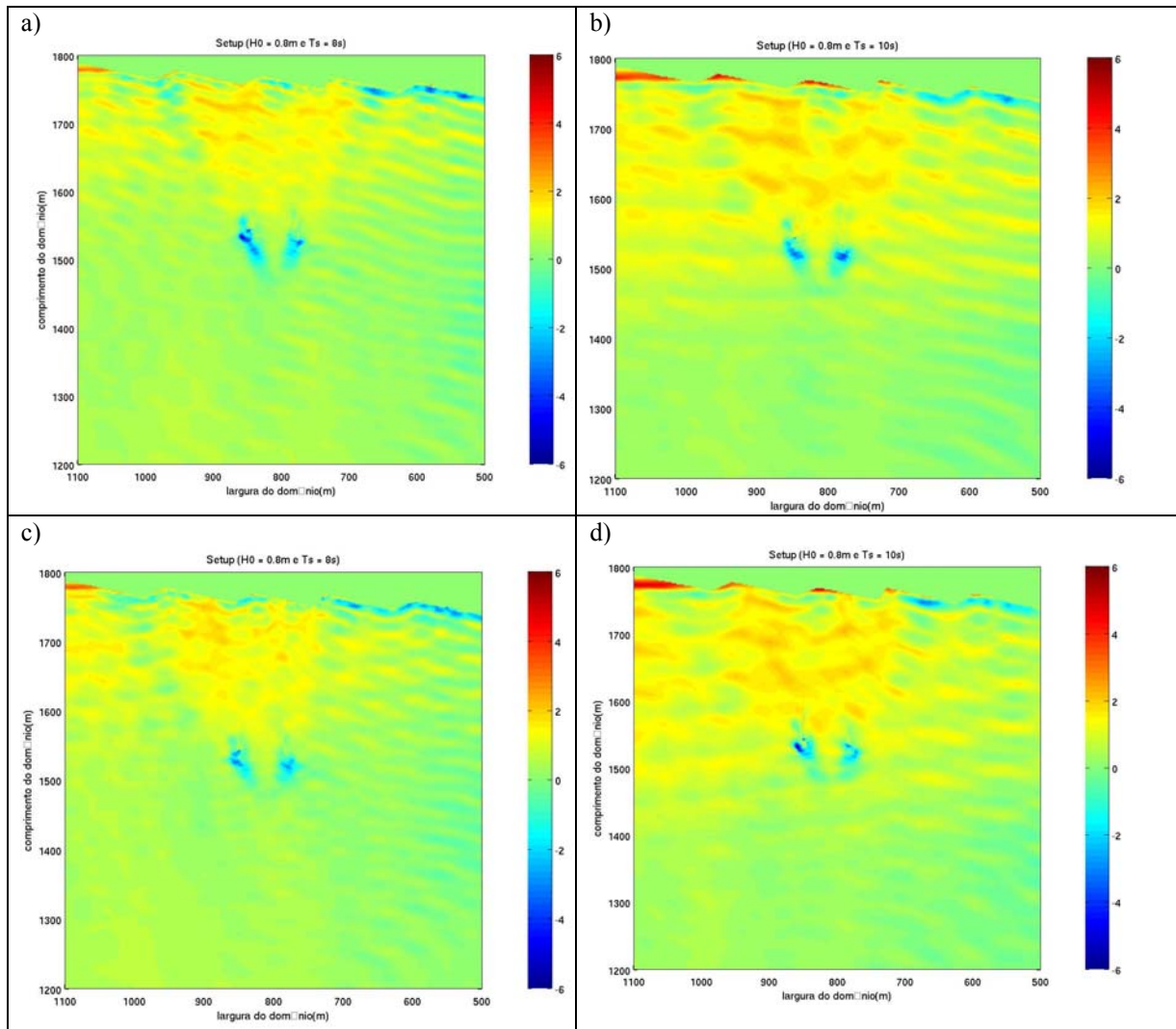


Figura 79: Setup provocado pela onda para a simulação de ondas do quadrante sudeste com período de 8 segundos (a) e 10 segundos (b) e para o quadrante nordeste com períodos de 8 segundos (c) e 10 segundos (d).

O campo de velocidade no RAS para as ondas mais energéticas vindas de sudeste é mostrado na Figura 80 e na Figura 81 para ondas de nordeste. Os resultados das simulações para os vetores de velocidade estão em concordância com os resultados obtidos por Ettinger (2005). A velocidade máxima atingida pelo escoamento foi superior a 4m/s localizada no recife artificial, essa intensificação da velocidade pode ser devido à diminuição da energia potencial sobre o recife. Após a passagem da onda sobre o recife as correntes são direcionadas para o norte e para o sul do domínio gerando um retorno nas regiões externas dos recifes e entre os dois braços, como explicado anteriormente na Figura 17 do Capítulo 2.5. Na região da costa localizada na zona de sombra do recife é observado que as intensidades das correntes

diminuíram, em comparação das simulações da praia de Camburi sem a estrutura submergida (Capítulo 7.2).

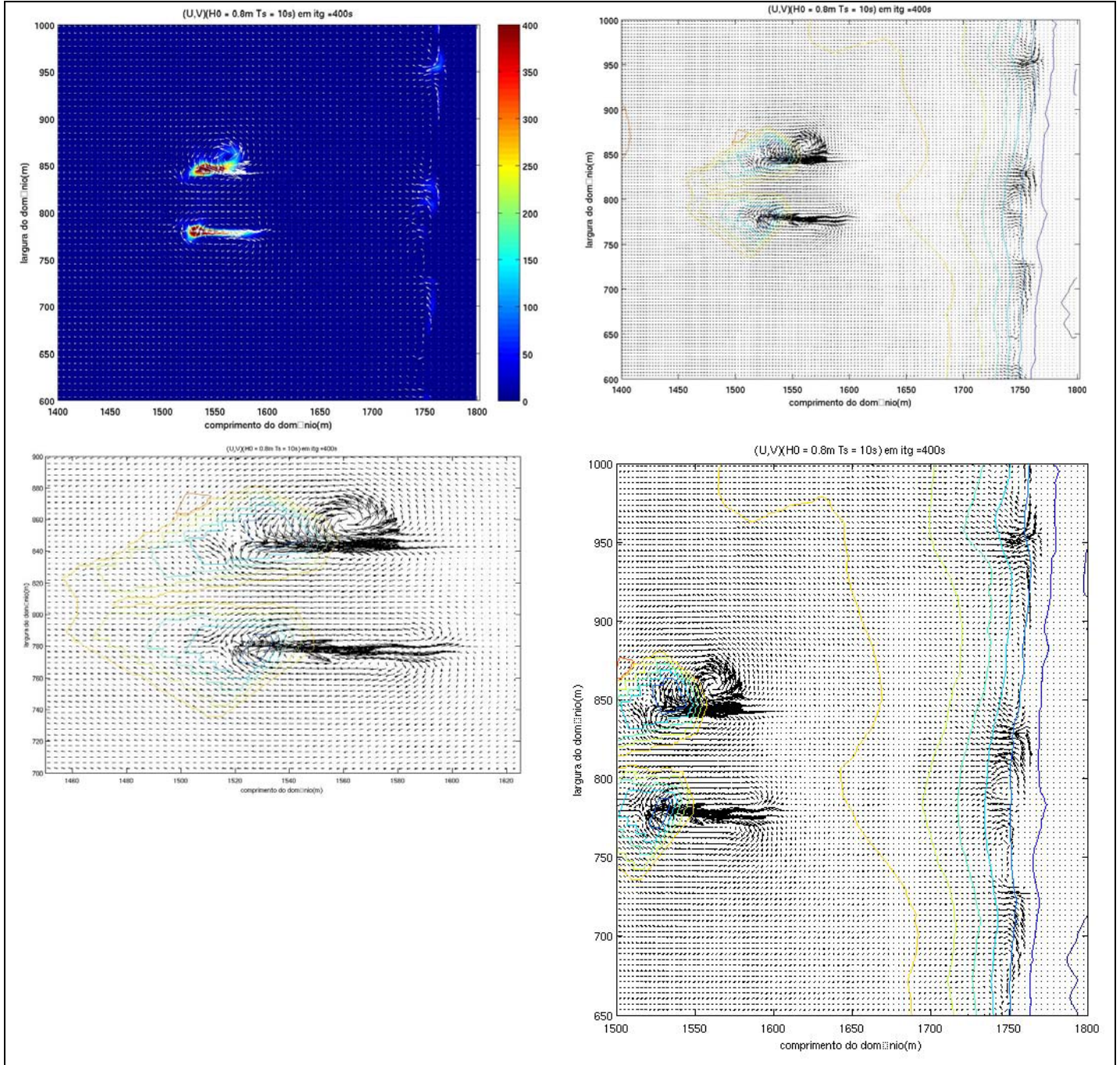


Figura 80: Campo de velocidade da gerado pelas ondas de sudeste com período de 10s sobre o RAS.

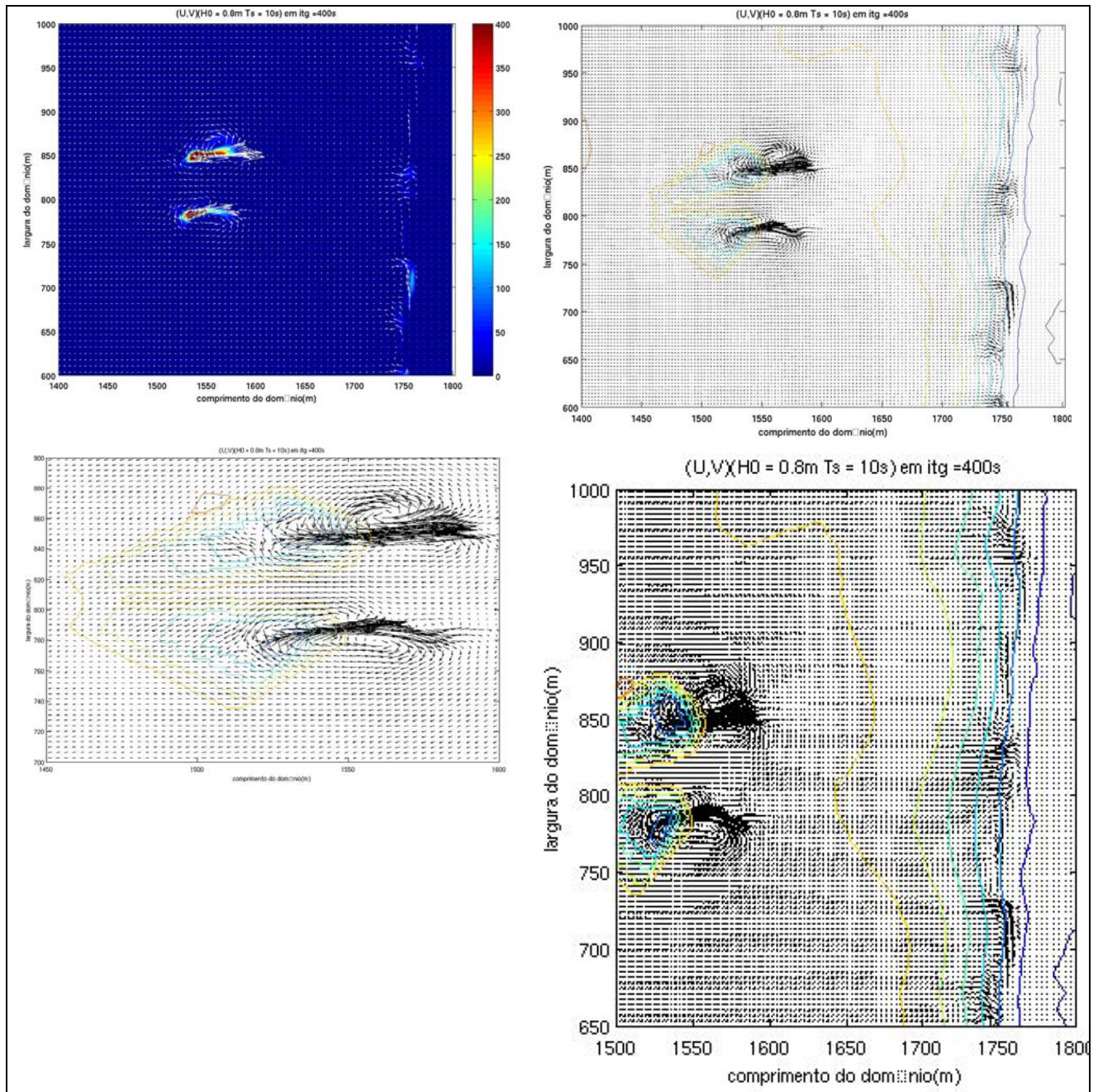


Figura 81: Campo de velocidade da gerado pelas ondas de Nordeste com período de 10s sobre o RAS.

A Figura 82 mostra a localização das estações de monitoramento colocadas nas proximidades dos recifes para as análises de componentes de velocidade (Transversal (U) longitudinal (V) e vertical (W)) para e para o espectro de energia das ondas e do perfil temporal da elevação da superfície nos últimos 100 segundos de simulação para as ondas mais energéticas com período de 10 segundos.

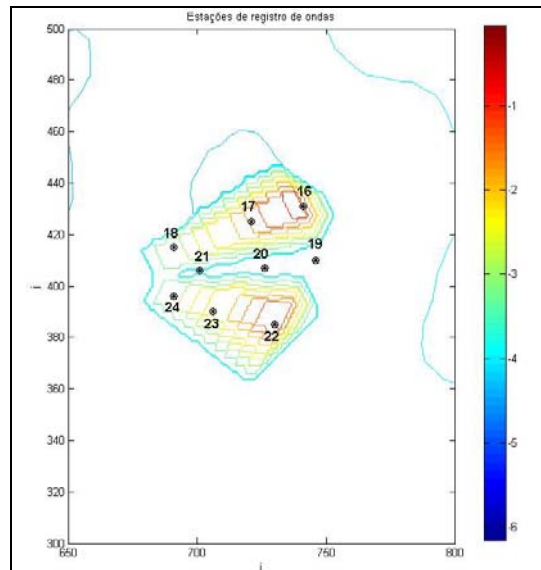


Figura 82: Localização das estações sobre o recife artificial.

Nas estações localizadas nos braços dos RAS (16, 17, 18, 22, 23 e 24) é possível observar o empinamento da onda (Figura 83). As elevações da superfície mostram que a onda sofre empinamento e logo depois nas estações de profundidade mais rasas a altura vai diminuindo (Figura 85), onde possivelmente ocorreu a quebra da onda. Enquanto que nas estações localizadas entre os dois braços mostra que as elevações da superfície da água sofrem empinamento somente pelos gradientes de batimetria e menos perturbação na superfície ocorre. Os gráficos dos espectros de energia foram plotados na Figura 84 para cada estação. Nas estações que se localizam sobre os recifes mostram o aparecimento de frequências sub-harmonicas e uma diminuição na energia das ondas das estações mais próximas a linha de costa. A componente de velocidade transversal (U) indicou predominantemente valores médios negativos, exceto para as estações localizadas no topo do recife (Estações 16 e 22), Apêndice . Os valores negativos indicam um fluxo contrário à propagação da onda e os positivos um fluxo a favor da propagação da onda. A componente longitudinal da velocidade (V) indicou que na estação 16, localizada no braço superior do domínio, os valores são negativos e na estação 22, topo do braço inferior do domínio, os valores são positivos. Isso indica que fluxo está se dirigindo para o norte do domínio no braço superior e para o sul do domínio no braço inferior. E as componentes das velocidades encontradas no canal de retorno são todas negativas para a componente de velocidade (U) e próximo de zero para as componentes de velocidade (V). Isso comprova a passagem do fluxo contrário a propagação das ondas no canal de retorno.

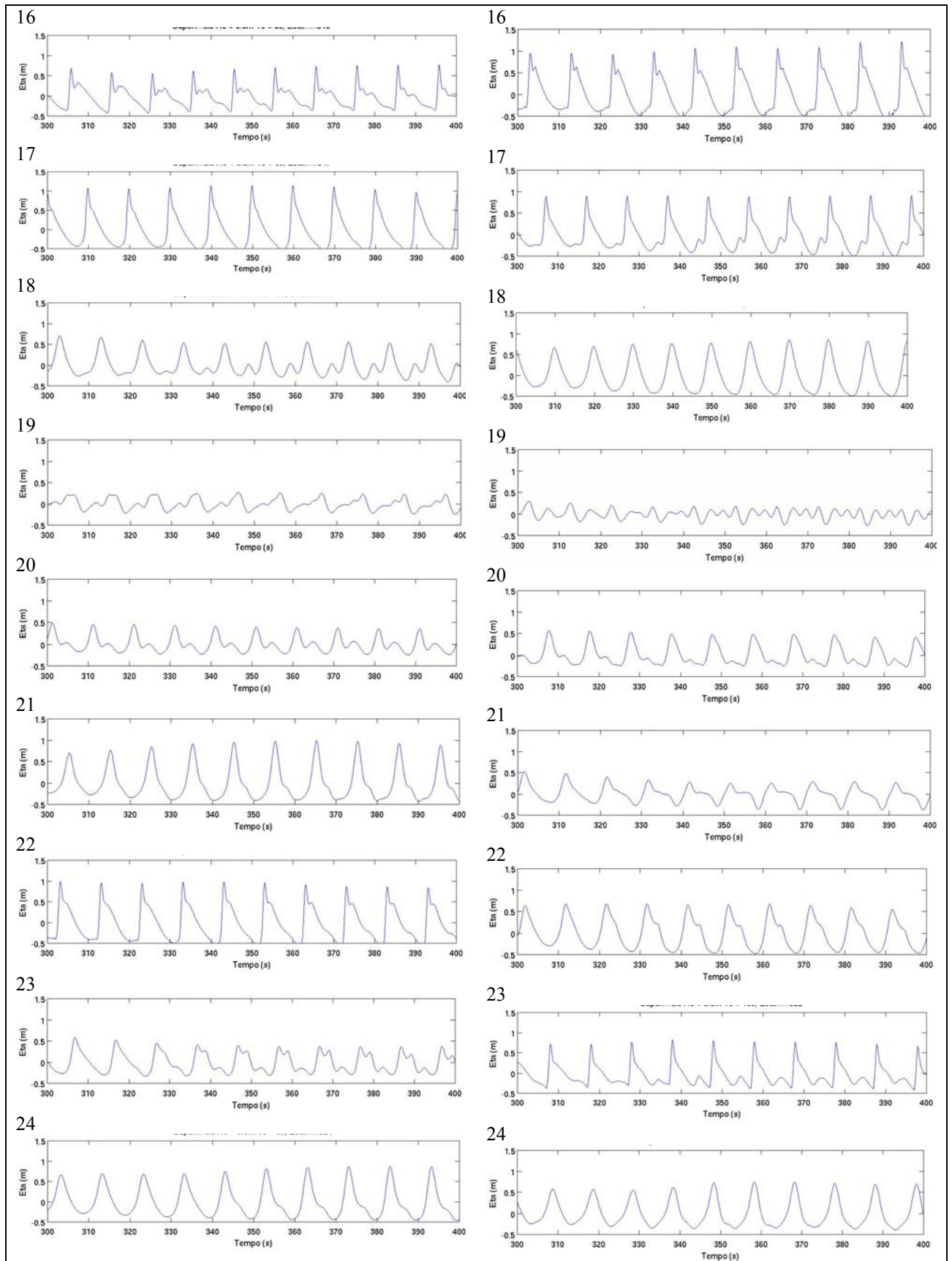


Figura 83: Elevação da superfície livre das ondas de sudeste (direita) e nordeste (esquerda) simuladas com período de 10 segundos em cada estação.

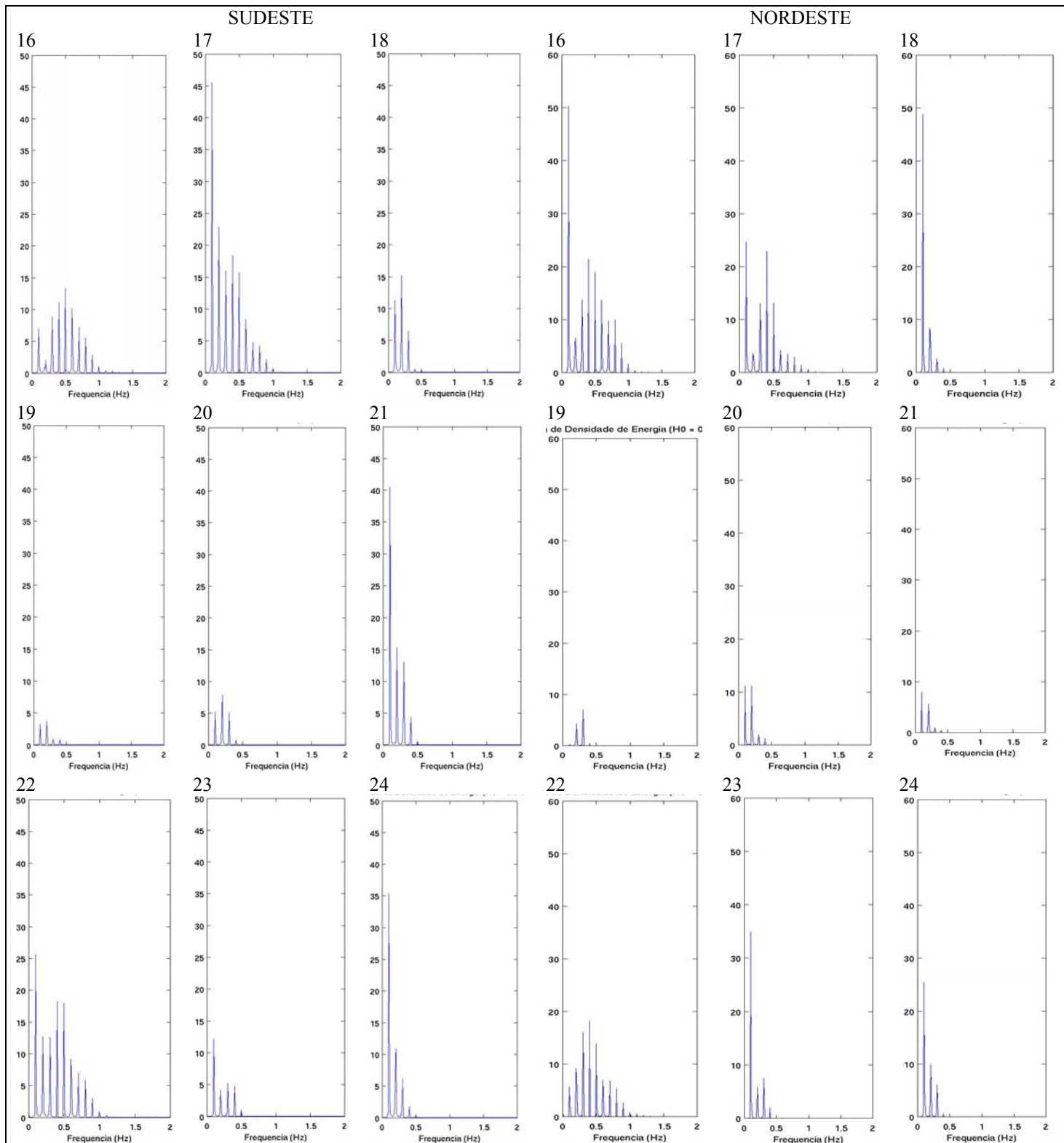


Figura 84: Análise espectral de energia de onda com período de 10s nas estações do domínio de RAS.

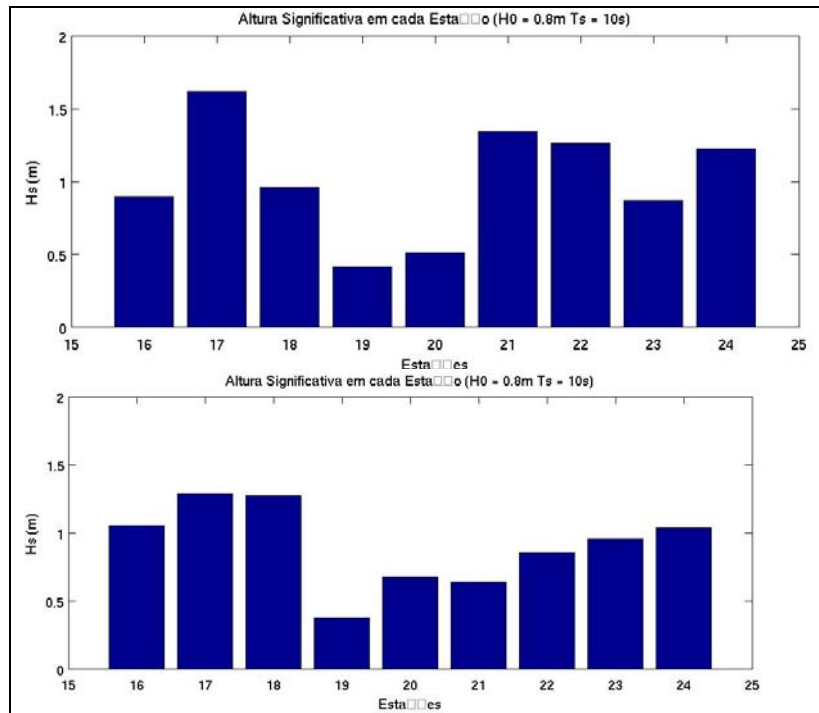


Figura 85: Altura significativa em cada estação para ondas de Sudeste (superior) e Nordeste (inferior) com período de 10s.

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

8. Conclusões

Com o avanço das pesquisas marinhas, vários pesquisadores têm utilizado a modelagem numérica para a previsão de ondas em regiões costeiras. As equações do tipo Boussinesq já vêm sendo muito utilizadas para estudos de ondas em regiões costeiras. O modelo numérico empregado neste estudo é o FUNWAVE (KIRBY *et al.*, 2005) que é fundamentado nas equações Boussinesq em coordenadas curvilíneas.

Os resultados das simulações no modelo numérico FUNWAVE mostraram a propagação de ondas monocromáticas em 2 domínios físicos da Baía do Espírito Santo. Os domínios de estudo consistiam de uma área abrigada à ação das ondas (Curva da Jurema) e uma área mais exposta à ação das ondas (Praia de Camburi).

Na região da Curva da Jurema o modelo FUNWAVE reproduziu adequadamente os processos não-lineares das ondas quando propagam em águas rasas. A região apresenta duas entradas de ondas que são bem protegidas através da presença de ilhas. Neste domínio os processos de refração, difração, reflexão e empinamento da onda nos contornos da costa foram fundamentais para a distribuição e espalhamento da energia da onda que propaga para a praia da Curva da Jurema. As ondas de Nordeste foram as que conseguiram entrar no embaçamento, mas com um efeito muito pequeno na praia. As causas da erosão podem não ser somente devido à ação de ondas de gravidade. A ação da maré, ondas locais e uma possível onda longa estacionária dentro do embaçamento, como observado pelas simulações de ondas de sudeste em que gerou superharmônicas dentro do embaçamento próximo à praia, podem ser importantes para a retirada do sedimento.

Para a região da praia de Camburi foram simuladas ondas de altura 0,8m e períodos de 8 e 10 segundos para incidência de sudeste, com propagação das cristas paralelas a linha de costa, e

com incidência de ondas vindas do quadrante de nordeste. O domínio é composto por uma ilha (Ilha do socó) e um píer. A praia apresenta uma declividade muito abrupta. O modelo foi capaz de reproduzir adequadamente os processos de refração, difração, reflexão e o empinamento da onda devido a obstáculos e ao gradiente batimétrico do domínio. O campo de velocidades perto da praia mostrou que a onda tem grande influência na geração de correntes de retorno neste setor da praia de Camburi. Os resultados da simulação evidenciaram que a energia e a quebra de onda se concentram principalmente na linha de costa, e o tipo de quebra encontrado foi de ascendente/mergulhante, estando em concordância com estudos feitos na região. Na comparação com dados da literatura é possível identificar a formação de cúspides nas regiões onde se encontram os fluxos de retorno.

Por último foi realizada uma simulação de ondas monocromáticas com altura de 0.8m e períodos de 8 e 10 segundos na batimetria da Praia de Camburi com uma implantação de um Recife Artificial Multifuncional. A incidência das ondas é a mesma da simulação anterior da praia de Camburi. A altura das ondas sobre a estrutura é intensificada, devido ao processo de empinamento, até o momento que ocorre a dissipação da energia, através da quebra. A parte da crista que passa sobre o recife é retardada, pela ação da batimetria, e sua altura aumenta até que começa a quebrar e com isso a quebra tem uma propagação em direção à parte da crista que ainda se encontra estável. Essa propagação da quebra gera um ângulo, entre a parte não quebrada com parte quebrada, denominado de *peel* ou ângulo de propagação da quebra. Nos resultados da quebra foram encontrados valores do ângulo *peel* variando entre 40 a 50° para ondas de sudeste e 36° a 38° para ondas de nordeste e do tipo deslizante para mergulhante, estando dentro do padrão de surfistas amadores e amadores avançados. A formação de correntes de retorno foi bem evidenciada na região do RAS. A separação do recife em dois braços foi baseada no trabalho de Ettinger (2005) com o propósito de gerar um canal de retorno para diminuir as correntes de retorno aos redores do RAS. Em comparação com as simulações sem a estrutura, é possível observar que o RAS cria uma zona de proteção da praia diminuindo a intensidade energia da onda que alcança a costa. Além disso, as ondas podem se tornar propícias para a prática do surfe em uma região mais afastada da faixa de areia.

9. Recomendações

Os desempenhos dos computadores são de grande importância para a modelagem numérica. Deverão ser utilizados processadores com grande velocidade e capacidade de armazenamento de informações para diminuir o tempo computacional na modelagem com um domínio bem refinado.

O modelo FUNWAVE usado no presente estudo simula adequadamente o comportamento de ondas em regiões costeiras. Para futuros trabalhos é importante aquisição de registros de ondas da superfície para uma simulação de ondas randômicas da região de estudo e estudos de correntes induzidas das ondas na região estudada para uma melhor comparação com os dados computacionais.

O modelo aqui foi adotado com camadas de absorção de onda (Camadas esponjas) na linha de costa. Um estudo seria importante para a implementação do espriamento na modelagem numérica.

Os resultados apresentaram o surgimento de super-harmônicos no domínio abrigado da Curva da Jurema. Estudos direcionados ao entendimento de geração de super-harmônicos em regiões costeiras.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALBINO, J. **Processos de sedimentação atual e morfodinâmica das praias de Bicanga a Povoação**, ES. Tese de doutoramento. Programa de Pós Graduação em Geologia Sedimentar. Instituto de Geociências USP. 1999.
- ALBINO, J.; OLIVIERA, R.; MAIA, L. P.; ALENCASTRE, K.. **Processos atuais de sedimentação marinha e praias do litoral de Vitória**, ES. Relatório n. 198. 2506/2000 FACITEC & Prefeitura Municipal de Vitória. 2001.
- COSTA, B.R. **Expansão urbana da área norte de Vitória**. Espírito Santo. Ed. Cultural, 1989.
- COURIEL, E.D.; COX, R.J. **International literature review artificial surfing**. Australian Water and Coastal Studies, Report 95/39, 1996.
- BLACK, K. **Artificial Surfing Reefs for Erosion Control and Amenity: Theory and Application**. International Coastal Symposium, Rotorua, Nova Zelândia, 2000.
- BLENKINSOPP, C. **The Effect of Micro-Scale Bathymetric Steps On Wave Breaking and Implications For Artificial Surfing Reef Construction**. Proceedings of the 3rd International Surfing Reef Symposium, Raglan, New Zealand, June 22-25, 2003. p139-155.
- CHAWLA, A.; KIRBY, J. T. **A source function method for generation of waves on currents in Boussinesq models**. Applied Ocean Research, 22, p. 75-83, 2000.
- CHEN, Q.; KIRBY, J. T.; DALRYMPLE, R. A.; KENNEDY, A. B.; CHAWLA, A. **Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking, and Runup. II: 2D**. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 2000.
- COLEMAN, A. **ADEPT Collections**. 2001. Disponível em: <http://piru.alexandria.ucsb.edu/collections/geography3b/NEWlectures/lecture09.htm>. Acesso em: 06 out 2005.

- DAVIS, R. A. , **Coastal Sedimentary Environments**. 2nd ed. USA: Halliday Lithograph, 1985.
- DEAN, R. G.; DALRYMPLE, R. A. **Water wave mechanics for engineers and scientists**. Advanced Series on Ocean Engineering. Singapore, New Jersey, Hong Kong: ed. World Scientific, 1998. v.2.
- ETTINGER, H. D. van. **Artificial Surf Reef Design: Dutch swell conditions**. MSc Thesis, Delft University and Technology, Hydraulic Engineering, Civil Engineering. 26 set, 2005.
- FREDSSØE, F.; DEIGAARD, R. **Mechanics of Coastal Sediment Transport**. Advanced Series on Ocean Engineering, Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering – Technical University Denmark. Singapore, New Jersey, Hong Kong: ed. World Scientific, 1997. v. 3.
- GOBBI, M. F.; KIRBY, J. T. **Wave evolution over submerged sills: Tests of a high-order Boussinesq model**. Coastal Engineering, 37, p. 57-96. 1999
- GOBBI, M. F.; KIRBY, J. T.; WEI, G. **A Fully Nonlinear Boussinesq Model For Surface Waves. Part II. Extension to $O(kh)^4$** . J. Fluid Mech., 405, p. 181-210, 2000.
- GOVENDER, K.; MOCKE, G. P.; ALPORT, M. J. **Vídeo-imaged surf zone wave and roller structures and flow fields**. Journal of Geophysical Research, 2002, Vol. 107.
- HENDERSON, A., R. **Breaking Wave Loads On Offshore Wind Turbines**. EWEA Special Topic Conference on Offshore Wind Energy, Brussels, 2001.
- HENRIQUEZ, M.. **Artificial Surf Reefs**. Tese de Mestrado, Faculdade de Engenharia Civil e Geociências, Universidade de Tecnologia de Delft, 2004.
- HOEFEL, F. G. **Formodinâmica de Praias Arenosas Ocênicas: uma revisão bibliográfica**. Universidade do Vale do Itajaí – Itajaí, Santa Catarina: ed. UNIVALI, 1998.
- HOULT, D. **Waves Diffraction**. The Open Door Web Site. 2004. Disponível em: www.saburchill.com/physics/chapters2/0008.html. Acesso em: 21 Nov. 2005.

- HUTT, J. A.; BLACK, K. P.; MEAD, S. T. **Classification of Surf Breaks in relation to Surfing Skill**. Special Issue of the Journal of Coastal Research on Surfing. P66-81, 2001.
- KENNEDY, A. B.; CHEN, Q.; KIRBY, J. T.; DALRYMPLE, R. A. **Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking and Runup. I: 1-D**. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 126, p. 39-47.
- KENNEDY, A. B.; KIRBY, J. T.; CHEN, Q.; DALRYMPLE, R. A. **Boussinesq-type equations with improved nonlinear performance**. Wave Motion, 33, p. 225-243, 2001.
- KIRBY, J. T., **Boussinesq models and applications to nearshore wave propagation, surfzone processes and wave-induced currents**. In Advances in Coastal Modeling, V. C. Lakhan (ed), Elsevier, 1-41. 2003.
- KIRBY, J. T.; LONG, W.; SHI, F. **FUNWAVE 2.0: Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model on Curvilinear Coordinates. Part I. Model Formulations**. University of Delaware, Center for Applied Coastal Research, Dept. of Civil & Environmental Engineering. Newark, Delaware, 2005a.
- KIRBY, J. T.; LONG, W.; SHI, F. **FUNWAVE 2.0: Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model on Curvilinear Coordinates. Part II. User's Manual**. University of Delaware, Center for Applied Coastal Research, Dept. of Civil & Environmental Engineering. Newark, Delaware, 2005b.
- LEÃO, C. **Variação Espacial das Cúspides da Praia de Camburi, Vitória-ES**. Monografia do curso de graduação em Oceanografia, Departamento de Ecologia e Recursos Naturais, Universidade Federal do Espírito Santo. Vitória, 2005.
- LIN, P.; LIU, P. L. -F. **A numerical study of breaking waves in the surf zone**. Journal of Fluid Mechanical. 1998, v. 359, p. 239-264.
- MADSEN, P. A.; MURRAY, R.; SØRENSEN, O. R. **A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics**. Coastal Engineering, vol. 15, pp. 371-388, 1991.

- MADSEN, P. A.; SØRENSEN, O. R. **A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly-varying bathymetry.** Coastal Engineering, vol. 18, pp. 183-204, 1992.
- MADSEN, P. A.; SØRENSEN, O. R.; SCHÄFFER, H. A. **Surf Zone Dynamics Simulated By A Boussinesq Type Model. Part I. Model Description and Cross-Shore Motion Of Regular Waves.** Coastal Engineering, 32, p. 255-287, 1997a.
- MADSEN, P. A.; SØRENSEN, O. R.; SCHÄFFER, H. A. **Surf Zone Dynamics Simulated By A Boussinesq Type Model. Part II. Surf Beat and Swash Oscillations for Wave Groups And Irregular Waves.** Coastal Engineering, 32, p. 289-319, 1997b.
- MEAD, S. **Surfing Science.** Proceedings of the 3th International Surfing Reef Symposium Raglan, Nova Zelândia, p1-36, 22-25 jun, 2003.
- MEAD, S.; BLACK, K. **Predicting the Breaking Intensity of Surfing Waves.** Special Issue of the Journal of Coastal Research on Surfing, 2001.
- MUEHE, D. Geomorfologia Costeira. In: CUNHA, S. B. da; GUERRA, A. J. T. **Geomorfologia: exercícios, técnicas e aplicações.** ed. Bertrand Brasil, Rio de Janeiro, 1996. Cap.6, p.191-238.
- NWOGU, O., **An alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation.** J. Waterway, Port, Coast., Ocean Engrg, 119(6), 618-638, 1993.
- PASOLINI, A. **Análise Morfodinâmica da praia de Marataízes frente a um possível processo de engordamento artificial.** Monografia de graduação em Oceanografia - Universidade Federal do Espírito Santo, Centro de Ciências Humanas e Naturais, Departamento de Ecologia e Recursos Naturais, 2005.
- PENCHEV, V.; DRAGANCHEVA, D.; MATHEJA, A.; MAI, S.; GEILS, J. **Combined Physical and Numerical Modelling of an Artificial Coastal Reef.** 22nd International Conference Hydrodynamics and Aerodynamics in Marine Engineering. Varna, Bulgaria, 1-4 Out, 2001.
- PEREGRINE, D. H. **Surf Zone Currents.** Theoret. Comput. Fluid Dynamics, 1998. vol.10, p295-309.

- POND, S.; PICKARD, G. L. **Introductory Dynamical Oceanography**. 2nd edition. New York: Pergamon press, 1989.
- PRASETYA, G.; BLACK, K. P. **SANUR AND KUTA BEACHES IN BALI: Cases for removing of coastal protection to offshore reef**. Proceedings of the 3th International Surfing Reef Symposium Raglan, Nova Zelândia, p165-175, 22-25 jun, 2003.
- RANASINGHE, R.; HACKING, N.; EVANS, P. **Multi-functional artificial surf breaks: A review**. Center for Natural Resources, NSW Department of Land and Water Conservation, Parramatta, 2001.
- RATTANAPITIKON, W.; KARUNCHINTADIT, R. **Comparison of Dissipation Models for Irregular Breaking Waves**. Songklanakarin – Journal of Science and Technology, 2002. vol.24, p139-148.
- SABAINI, R. S. **Morfodinâmica Praial e Perfil do Banhista na Praia de Camburi, Vitória-ES**. Monografia em Oceanografia, Departamento de Ecologia e Recursos Naturais-Universidade Federal do Espírito Santo, Vitória, 2005.
- SILVA, C.G.; PATCHINEETAM, S.M.; NETO, J.A.B.; PONZI, V.R.A. Ambientes de Sedimentação Costeira e Processos Morfodinâmicos Atuantes na Linha de Costa. In: NETO, J. A. B.; PONZI, V. R. A.; SICHEL, S. E (orgs). **Introdução à Geologia Marinha**. Rio de Janeiro: ed. Interciência, 2004, Cap. 8, p. 175-218.
- SILVESTER, R.; HSU, R., C. **Coastal Stabilization**. Advanced Series on Ocean Engineering, University of Western Australia. Singapore, New Jersey, Hong Kong: ed. World Scientific, 1997. v. 14.
- SOARES, S. B. E CHACALTANA, J. T.; **REFRAÇÃO E DIFRAÇÃO DE ONDAS NA BAÍA DO ESPÍRITO SANTO**. Resumo Estendido, UFES, Vitória, 2002
- STEWART, R. H. **Introduction To Physical Oceanography**. Department of Oceanography – Texas A & M University. 2005.
- PEREGRINE, D. H. **Long waves on a beach**. J. Fluid Mech, vol. 27, part 4, pp. 815-827, 1967.

- THOMPSON, E. F.; BRIGGS, M. J. **Surf Beat in Coastal Waters**. U.S. Army Corps of Engineers, Waterways Experiment Station. Technical Report CERC-93-12, 1993.
- WEI, G.; KIRBY, J. T.; GRILLI, S. T.; SUBRAMANYA, R. **A Fully nonlinear Boussinesq Model Equations for Surface Waves. I. Highly Nonlinear, Unsteady Waves**. J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 1994.
- WEI, G.; KIRBY, J. T.; GRILLI, S. T.; SUBRAMANYA, R. **A Fully nonlinear Boussinesq Model Equations for Surface Waves. I. Highly Nonlinear, Unsteady Waves**. Journal of Fluid Mechanics, 294, 71-92, 1995.
- WEI, G.; KIRBY, J. T. **A Coastal Processes Model Based On Time-Domain Boussinesq Equations**. University Of Delaware, Center For Applied Coastal Research, Ocean Engineering Laboratory, Newark, 1996.
- WEI, G.; KIRBY, J.T., **Simulation of water waves by Boussinesq models**. Research Report No. CACR-98-02, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware, Newark, Delaware, 1998.
- WEI, G.; KIRBY, J. T.; SINHA, A. **Generation of waves in Boussinesq Models using a source function method**. Coastal Engineering, 36, p. 271-299, 1999.
- WEST, A. S.; COWELL, P.; BATTJES, J. A.; STIVE, M. J. F.; DOORN, N.; ROELVINK, J. A. **Wave-focusing surfing reefs – a new concept**. Proceedings of the 3th International Surfing Reef Symposium, Raglan, Nova Zelândia, p. 360-370, 22-25 jun, 2003.

Apêndice A

Espectro de Energia nas estações no domínio da Curva da Jurema com orientação Sudeste.

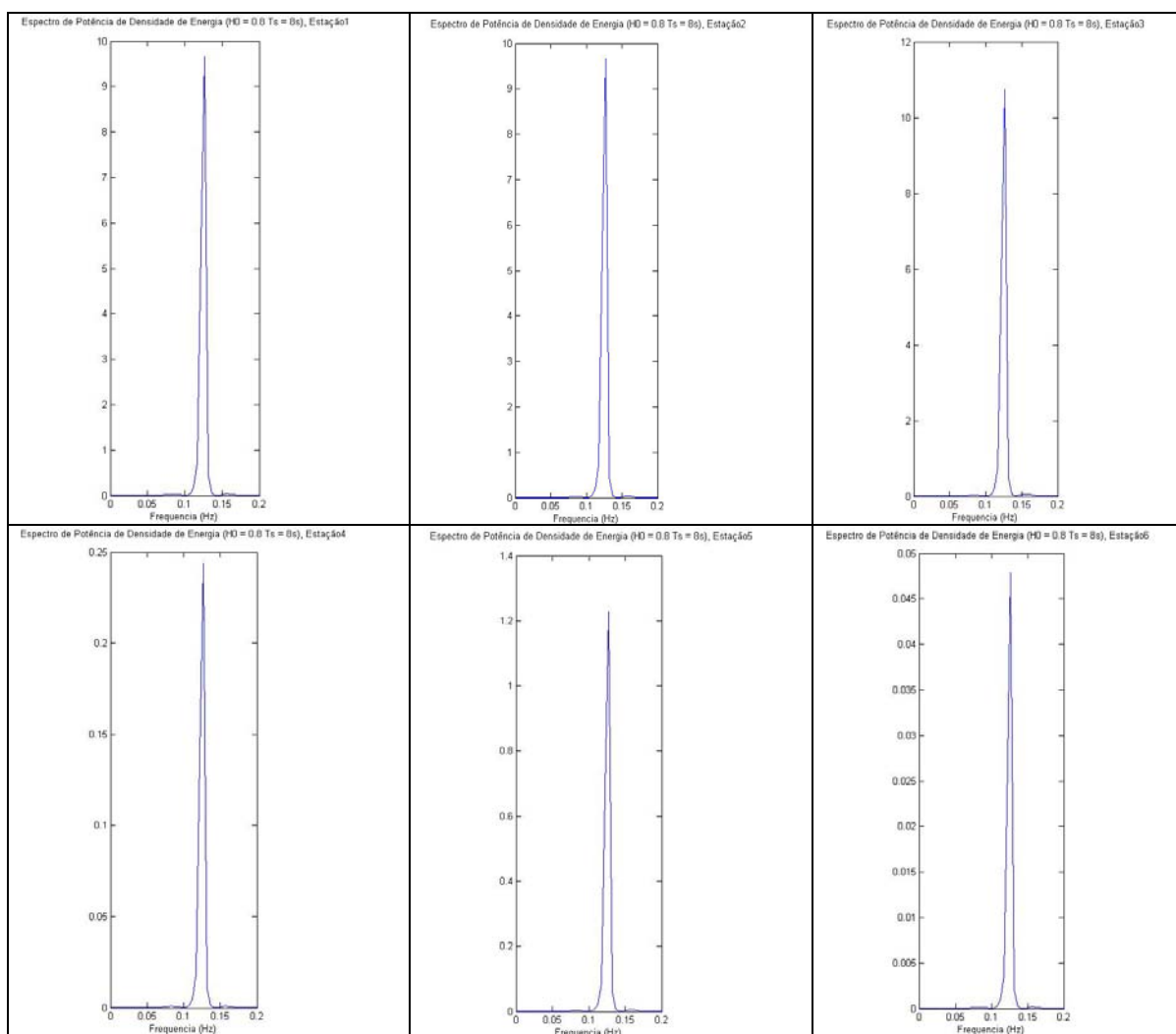


Figura 86: Espectro de energia das ondas de período 8s de SE nas Estações 1-6 na região da Curva da Jurema.

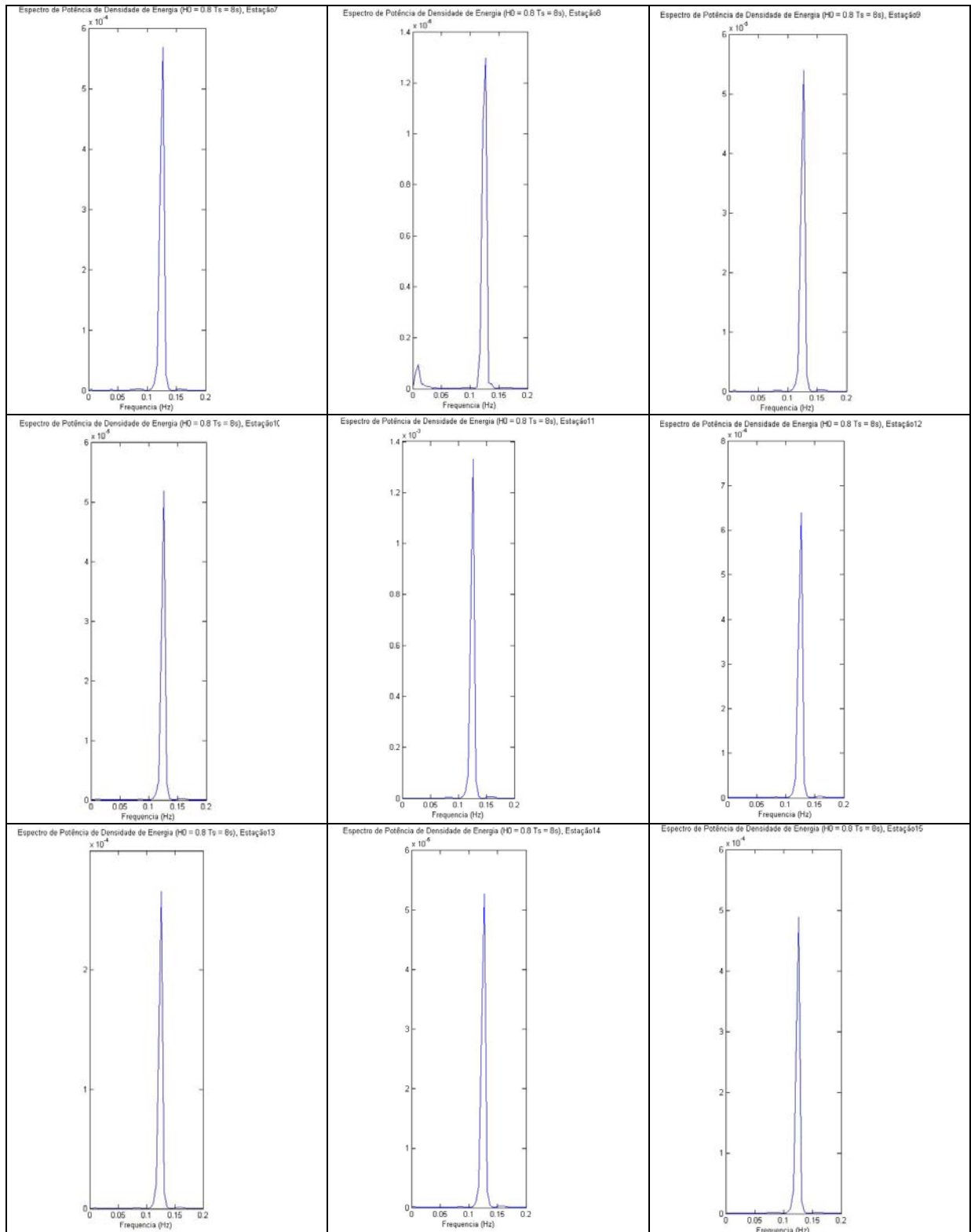


Figura 87: Espectro de energia das ondas de período 8s de SE nas Estações 7-15 na região da Curva da Jurema.

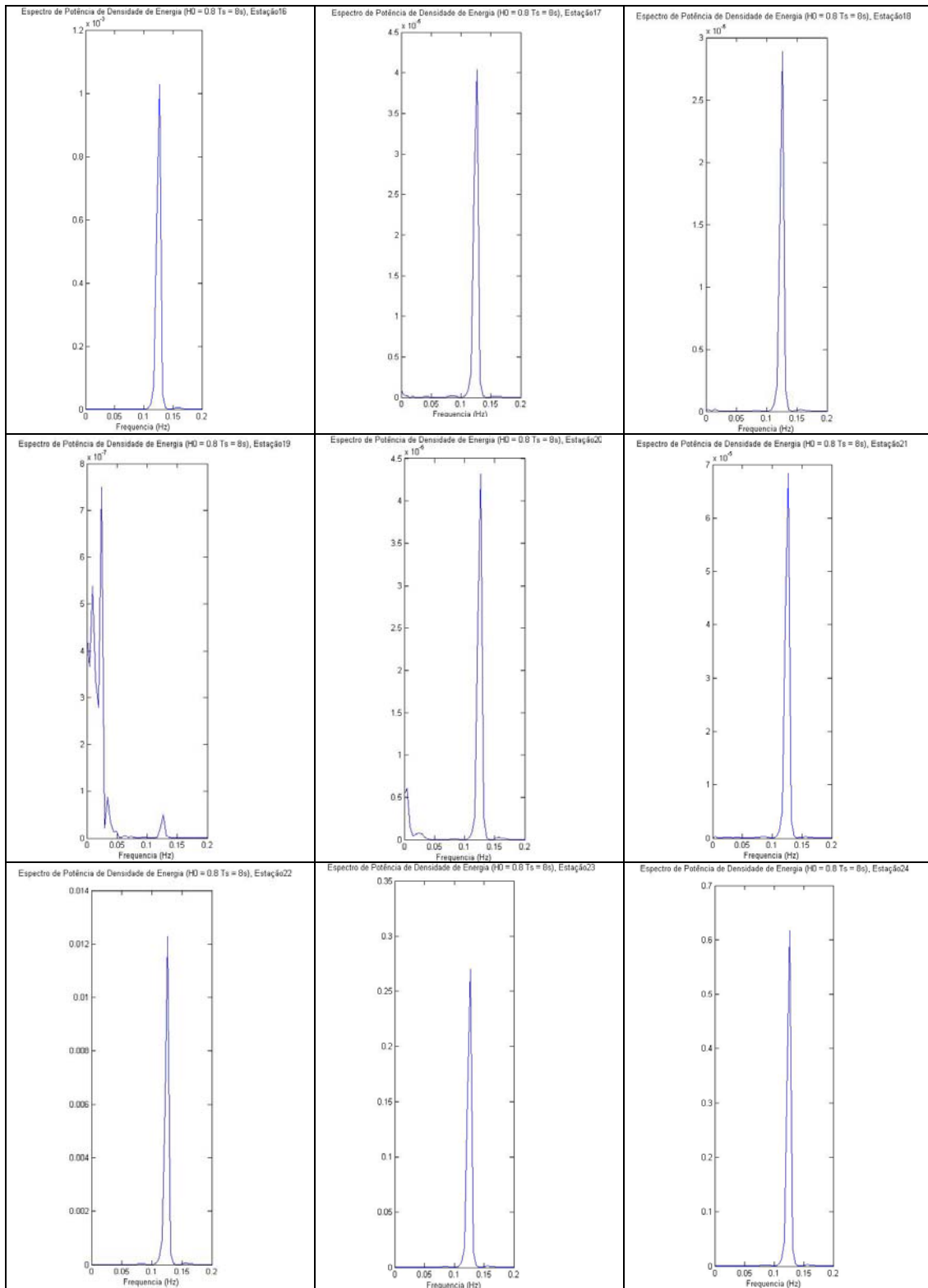


Figura 88: Espectro de energia das ondas de período 8s de SE nas Estações 16-24 na região da Curva da Jurema.

Apêndice B

Tabelas de dados adquiridos nas estações do modelo FUNWAVE no domínio da Praia de Camburi.

A.1. Média dos valores (Nível Z(m) e componentes da velocidade Transversal (U), Longitudinal (V) e Vertical (W)) registrados pela passagem das ondas de sudeste em cada estação.

Superfície T =10s					Superfície T =8s			
Estações	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
1	0.0079	-0.7020	0.1173	-0.0658	0.0060	-0.3112	0.0178	-0.0503
2	0.0062	-0.8994	-0.0683	0.0397	0.0063	-0.5816	0.0779	-0.0416
3	0.0040	-0.9708	-0.3074	0.1173	0.0015	-0.7114	-0.1106	0.0139
4	0.0070	-0.6626	0.1124	-0.0233	0.0037	-0.9457	0.1519	0.0197
5	0.0079	-0.9767	0.3039	0.0039	0.0057	-0.8511	0.1981	-0.0662
6	0.0055	-1.2736	0.2266	0.0764	0.0036	-0.8411	0.1762	-0.0097
7	0.0062	-0.9961	0.1286	-0.0232	0.0069	-0.5155	0.1360	-0.0670
8	0.0068	-0.9452	0.1036	0.1212	0.0070	-0.5487	0.1193	-0.0758
9	0.0053	-0.8958	0.0547	0.1000	0.0042	-0.7467	0.1032	0.1149
10	0.0056	-0.9795	-0.0683	0.0060	0.0049	-0.6198	0.0582	-0.0447
11	0.0057	-0.7908	-0.1283	0.1052	0.0056	-0.5932	-0.0178	-0.0292
12	0.0046	-0.9471	-0.0427	-0.0687	0.0044	-0.7172	0.0540	-0.0537
13	0.0043	-0.8706	0.0029	-0.0752	0.0018	-0.5218	-0.1813	0.0108
14	0.0041	-0.7152	-0.0384	-0.0057	0.0029	-0.7640	-0.0595	0.0096
15	0.0021	-0.9332	-0.0683	0.0144	0.0021	-0.5726	-0.1460	-0.0552
Profundidade Média T = 10s					Profundidade Média T =8s			
Estações	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
1	-2.1044	-0.7705	0.0882	-0.0228	-2.1050	-0.4794	-0.0187	-0.0176
2	-2.3233	-0.9960	-0.0799	0.0121	-2.3233	-0.6474	0.0324	-0.0142
3	-2.8822	-1.2506	-0.2954	0.0338	-2.8830	-1.0638	-0.1139	0.0006
4	-2.2846	-0.8511	0.1206	-0.0134	-2.8692	-1.1368	0.1684	0.0049
5	-2.4463	-1.1263	0.2764	-0.0021	-2.4470	-0.9952	0.1757	-0.0248
6	-2.7906	-1.4102	0.2146	0.0237	-2.7912	-1.0630	0.2099	-0.0046
7	-2.3309	-1.1736	0.1341	-0.0150	-2.3306	-0.6755	0.0410	-0.0266
8	-2.7471	-1.1424	0.0855	0.0382	-2.7471	-0.7655	0.0916	-0.0268
9	-2.8721	-1.1617	0.0427	0.0335	-2.8725	-1.0056	0.0800	0.0383
10	-2.4728	-1.0566	-0.0729	-0.0065	-2.4731	-0.7099	0.0558	-0.0207
11	-2.6206	-0.9143	-0.1744	0.0342	-2.6206	-0.7386	-0.0272	-0.0104
12	-2.7594	-1.1788	-0.0381	-0.0255	-2.7595	-0.9068	0.0528	-0.0201
13	-1.8624	-1.0450	-0.2684	-0.0335	-1.8632	-0.6154	-0.2235	-0.0012
14	-2.6610	-0.8150	-0.0609	-0.0028	-2.6614	-0.8436	-0.0688	0.0023
15	-2.6729	-1.1388	-0.0758	0.0079	-2.6728	-0.7681	-0.1352	-0.0164

A.1. Média dos valores (Nível Z(m) e componentes da velocidade Transversal (U), Longitudinal (V) e Vertical (W)) registrados pela passagem das ondas de sudeste em cada estação.

Estações	Fundo T = 10s				Fundo T = 8s			
	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
1	-3.1606	-0.7791	0.0848	-0.0012	-3.1606	-0.5006	-0.0236	-0.0013
2	-3.4881	-1.0081	-0.0812	-0.0017	-3.4881	-0.6556	0.0266	-0.0005
3	-4.3252	-1.2851	-0.2937	-0.0080	-4.3252	-1.1078	-0.1143	-0.0061
4	-3.4304	-0.8746	0.1217	-0.0085	-4.3057	-1.1607	0.1705	-0.0026
5	-3.6734	-1.1449	0.2728	-0.0050	-3.6734	-1.0133	0.1729	-0.0041
6	-4.1886	-1.4272	0.2131	-0.0026	-4.1886	-1.0908	0.2141	-0.0020
7	-3.4994	-1.1948	0.1346	-0.0109	-3.4994	-0.6954	0.0288	-0.0063
8	-4.1241	-1.1668	0.0832	-0.0032	-4.1241	-0.7927	0.0882	-0.0022
9	-4.3109	-1.1949	0.0411	0.0002	-4.3109	-1.0380	0.0769	0.0000
10	-3.7121	-1.0655	-0.0731	-0.0128	-3.7121	-0.7211	0.0555	-0.0087
11	-3.9337	-0.9297	-0.1802	-0.0014	-3.9337	-0.7569	-0.0284	-0.0010
12	-4.1414	-1.2078	-0.0374	-0.0038	-4.1414	-0.9305	0.0528	-0.0032
13	-2.7958	-1.0669	-0.3023	-0.0126	-2.7958	-0.6272	-0.2292	-0.0072
14	-3.9936	-0.8273	-0.0637	-0.0014	-3.9936	-0.8534	-0.0700	-0.0014
15	-4.0103	-1.1645	-0.0767	0.0047	-4.0103	-0.7925	-0.1339	0.0031

A.2. Média dos valores (Nível Z(m) e componentes da velocidade Transversal (U), Longitudinal (V) e Vertical (W)) registrados pela passagem das ondas de nordeste em cada estação.

Estações	Superfície T = 8s				Superfície T = 10s			
	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
1	0.0074	-0.6310	-0.3173	0.0156	0.0068	-0.7810	-0.4602	-0.0612
2	0.0047	-0.5665	-0.3584	-0.0607	0.0078	-0.5911	-0.4738	0.0272
3	0.0063	-0.5626	-0.3797	0.0119	0.0063	-0.7629	-0.6414	-0.0001
4	0.0065	-0.5497	-0.1707	-0.0397	0.0061	-0.8018	-0.1000	0.1125
5	0.0060	-0.9734	-0.1434	-0.0350	0.0047	-1.1796	-0.2069	0.1159
6	0.0055	-0.7913	-0.1619	0.1116	0.0045	-1.2336	-0.2347	-0.0731
7	0.0069	-0.4494	-0.3518	-0.0211	0.0096	-0.7733	-0.4303	0.0986
8	0.0070	-0.5071	-0.2805	0.0434	0.0085	-0.7180	-0.3962	-0.0054
9	0.0044	-0.8183	-0.2992	-0.0257	0.0063	-0.8780	-0.3036	-0.0708
10	0.0060	-0.3846	-0.3036	0.1181	0.0051	-0.8956	-0.5247	-0.0640
11	0.0046	-0.6621	-0.3853	0.0748	0.0042	-0.9489	-0.5465	0.0028
12	0.0034	-0.7825	-0.2616	0.0770	0.0050	-0.6745	-0.3436	0.0217
13	0.0013	-0.5734	-0.5292	-0.0157	0.0064	-0.4550	-0.4042	-0.0420
14	0.0030	-0.3747	-0.4591	0.0416	0.0035	-0.8412	-0.4617	-0.0750
15	0.0025	-0.6486	-0.3059	-0.0560	0.0028	-1.0439	-0.4994	-0.0536

A.2. Média dos valores (Nível Z(m) e componentes da velocidade Transversal (U), Longitudinal (V) e Vertical (W)) registrados pela passagem das ondas de nordeste em cada estação.

Profundidade Média T = 8s					Profundidade Média T = 10s			
Estações	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
1	-2.1046	-0.6976	-0.3308	0.0026	-2.1048	-1.0578	-0.5019	-0.0243
2	-2.3238	-0.8882	-0.3876	-0.0229	-2.3228	-0.8408	-0.5478	0.0056
3	-2.8814	-0.8902	-0.4009	-0.0007	-2.8814	-1.1806	-0.6796	-0.0069
4	-2.2848	-0.7485	-0.2088	-0.0186	-2.2849	-1.0939	-0.1778	0.0298
5	-2.4470	-1.1218	-0.1753	-0.0136	-2.4474	-1.4687	-0.2370	0.0362
6	-2.7905	-1.0085	-0.1622	0.0361	-2.7909	-1.4628	-0.2740	-0.0260
7	-2.3306	-0.5865	-0.3398	-0.0110	-2.3297	-0.9994	-0.4351	0.0262
8	-2.7471	-0.6715	-0.3113	0.0137	-2.7466	-0.9035	-0.4112	-0.0029
9	-2.8725	-1.0125	-0.3277	-0.0077	-2.8718	-1.0442	-0.3494	-0.0227
10	-2.4727	-0.5281	-0.3872	0.0353	-2.4730	-0.9917	-0.6440	-0.0290
11	-2.6209	-0.7792	-0.4183	0.0241	-2.6211	-1.1057	-0.5987	-0.0003
12	-2.7598	-0.9500	-0.2696	0.0241	-2.7593	-0.9070	-0.3596	0.0060
13	-1.8634	-0.6097	-0.5970	-0.0096	-1.8617	-0.5043	-0.5973	-0.0175
14	-2.6614	-0.4707	-0.4644	0.0147	-2.6612	-0.8921	-0.4857	-0.0247
15	-2.6727	-0.8433	-0.3402	-0.0166	-2.6726	-1.2206	-0.5419	-0.0149
Fundo T = 8s					Fundo T = 10s			
Estações	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
1	-3.1606	-0.7056	-0.3321	-0.0038	-3.1606	-1.0924	-0.5074	-0.0059
2	-3.4881	-0.9283	-0.3913	-0.0041	-3.4881	-0.8720	-0.5568	-0.0053
3	-4.3252	-0.9312	-0.4037	-0.0070	-4.3252	-1.2326	-0.6845	-0.0102
4	-3.4304	-0.7732	-0.2134	-0.0080	-3.4304	-1.1299	-0.1872	-0.0116
5	-3.6734	-1.1405	-0.1793	-0.0028	-3.6734	-1.5048	-0.2410	-0.0037
6	-4.1886	-1.0356	-0.1622	-0.0017	-4.1886	-1.4915	-0.2789	-0.0024
7	-3.4994	-0.6034	-0.3380	-0.0059	-3.4994	-1.0265	-0.4354	-0.0099
8	-4.1241	-0.6921	-0.3152	-0.0012	-4.1241	-0.9267	-0.4131	-0.0017
9	-4.3109	-1.0368	-0.3313	0.0014	-4.3109	-1.0649	-0.3551	0.0014
10	-3.7121	-0.5456	-0.3981	-0.0062	-3.7121	-1.0038	-0.6592	-0.0115
11	-3.9337	-0.7938	-0.4224	-0.0013	-3.9337	-1.1253	-0.6053	-0.0018
12	-4.1414	-0.9708	-0.2706	-0.0023	-4.1414	-0.9360	-0.3616	-0.0019
13	-2.7958	-0.6142	-0.6062	-0.0066	-2.7958	-0.5106	-0.6218	-0.0053
14	-3.9936	-0.4826	-0.4651	0.0013	-3.9936	-0.8985	-0.4886	0.0005
15	-4.0103	-0.8676	-0.3445	0.0031	-4.0103	-1.2426	-0.5472	0.0044

Apêndice C

Tabela de dados adquiridos nas estações do modelo FUNWAVE no domínio com recife artificial.

B.1. Média dos valores (Nível Z(m) e componentes da velocidade Transversal (U), Longitudinal (V) e Vertical (W)) registrados pela passagem das ondas em cada estação.

Estações	SUDESTE				NORDESTE			
	Fundo T = 10s				Fundo T = 10s			
	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
16	-1.350	8.295	-14.180	0.626	-1.350	27.149	-14.719	-3.154
17	-1.500	-3.218	3.388	0.000	-1.500	-4.002	1.539	0.000
18	-3.000	-1.456	-0.430	0.000	-3.000	-1.412	-0.828	0.000
19	-4.167	-3.582	-0.359	-0.011	-4.167	-3.041	0.155	-0.009
20	-4.216	-2.888	-0.331	0.000	-4.216	-2.312	-0.307	0.000
21	-4.176	-0.713	0.283	0.078	-4.176	-1.596	-0.100	-0.018
22	-1.000	1.946	15.299	0.000	-1.000	-1.465	9.824	0.000
23	-2.250	-1.172	-0.042	0.000	-2.250	-1.608	-1.404	0.000
24	-3.000	-1.617	0.264	0.000	-3.000	-1.269	-0.553	0.000
Estações	Profundidade Média T = 10s				Profundidade Média T = 10s			
	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
	16	-0.900	8.543	-14.010	0.479	-0.899	27.706	-13.739
17	-1.004	-3.141	3.308	-0.051	-1.002	-3.937	1.510	-0.052
18	-2.000	-1.418	-0.425	0.000	-1.999	-1.373	-0.817	0.063
19	-2.776	-3.572	-0.357	-0.017	-2.776	-3.030	0.162	-0.003
20	-2.809	-2.865	-0.331	0.000	-2.808	-2.291	-0.300	-0.002
21	-2.783	-0.697	0.370	0.019	-2.783	-1.590	-0.114	-0.021
22	-0.669	2.108	15.204	-0.314	-0.670	-1.345	9.814	-0.215
23	-1.500	-1.092	-0.043	-0.002	-1.501	-1.544	-1.385	-0.011
24	-2.000	-1.581	0.274	-0.038	-1.998	-1.246	-0.555	-0.006
Estações	Superfície T = 10s				Profundidade Média T = 10s			
	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)	Z(m)	U(cm/s)	V(cm/s)	W(cm/s)
	16	0.000	9.699	-13.804	0.187	0.002	29.065	-12.198
17	-0.012	-1.728	3.218	-0.154	-0.006	-2.960	1.497	-0.155
18	0.000	-1.117	-0.389	-0.001	0.003	-1.059	-0.730	0.189
19	0.007	-3.495	-0.343	-0.029	0.006	-2.949	0.216	0.008
20	0.004	-2.690	-0.329	0.000	0.006	-2.128	-0.242	-0.007
21	0.004	-0.365	0.536	-0.098	0.002	-1.456	-0.099	-0.025
22	-0.006	3.401	15.185	-0.941	-0.010	-0.390	10.212	-0.646
23	-0.001	-0.737	0.001	-0.007	-0.002	-1.220	-1.246	-0.033
24	0.001	-1.293	0.357	-0.114	0.005	-1.059	-0.566	-0.018