

UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO DE CIÊNCIAS HUMANAS E NATURAIS
DEPARTAMENTO DE OCEANOGRAFIA E ECOLOGIA

FERNANDO TÚLIO CAMILO BARRETO

**APLICAÇÃO DO MODELO DE ONDAS FUNWAVE USANDO
ESPECTRO DIRECIONAL DE ONDA PARA DETERMINAR A
DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DE ONDAS IRREGULARES EM
PRAIA MOLE-ES**

VITÓRIA

2011

FERNANDO TÚLIO CAMILO BARRETO

APLICAÇÃO DO MODELO DE ONDAS FUNWAVE USANDO
ESPECTRO DIRECIONAL DE ONDA PARA DETERMINAR A
DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DE ONDAS IRREGULARES EM PRAIA
MOLE-ES

Trabalho de Conclusão de Curso
apresentado ao Curso de Oceanografia
do Departamento de Oceanografia e
Ecologia da Universidade Federal do
Espírito Santo, como requisito parcial
para avaliação.

Orientador: Prof. Dr. Julio Tomás Aquije
Chacaltana

Coorientador: MSc. Fábio Pavan Piccoli

VITÓRIA

2011

APLICAÇÃO DO MODELO DE ONDAS FUNWAVE USANDO ESPECTRO
DIRECIONAL DE ONDA PARA DETERMINAR A DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL
DE ONDAS IRREGULARES EM PRAIA MOLE-ES

por

Fernando Túlio Camilo Barreto

Submetido como requisito parcial para a obtenção de grau de

Oceanógrafo

na

Universidade Federal do Espírito Santo

Novembro de 2011

© Fernando Túlio Camilo Barreto

Por meio deste, o autor confere ao Colegiado do Curso de Oceanografia e ao Departamento de Oceanografia e Ecologia da UFES permissão para reproduzir e distribuir cópias parciais ou totais deste Trabalho de Conclusão de Curso para fins não comerciais

Assinatura do autor.....

Curso de graduação em Oceanografia
Universidade Federal do Espírito Santo
16 de Novembro de 2011

Certificado por

Julio Tomás Aquije Chacaltana
Dr. / Orientador

Certificado por

Fábio Pavan Piccoli
MSc./Coorientador

Certificado por

Daniel Rigo
Prof. Adjunto / Examinador interno
DEA/CT/UFES

Certificado por.....

Alexandre Braga Coli
Dr./ Examinador externo
CEPEMAR

Certificado por.....

Ângelo Fraga Bernardino
Prof. Adjunto / Coordenador do Curso de Oceanografia
Universidade Federal do Espírito Santo
CCHN/DOC/UFES

FERNANDO TÚLIO CAMILO BARRETO

SIMULAÇÃO DE ONDAS IRREGULARES UTILIZANDO COMO
DADO DE ENTRADA ESPECTRO DIRECIONAL

COMISSÃO EXAMINADORA

Prof. Dr. Julio Tomás Aquije Chacaltana

Orientador – DEA/UFES

MSc. Fábio Pavan Piccoli

Coorientador - DEA/UFES

Prof. Dr. Daniel Rigo

Examinador – DEA/UFES

Dr. Alexandre Braga Coli

Examinador – CEPEMAR

VITÓRIA (ES), _____ de _____ de _____

RESUMO

No presente trabalho são realizadas simulações de ondas irregulares através do modelo FUNWAVE 2.0, utilizando como dados de entrada espectro direcional (2D). Esse espectro corresponde à distribuição da energia (variância) ao longo da frequência e direção. No FUNWAVE 2.0 a entrada do espectro direcional ocorre de forma separada em relação a frequência e a direção. Enquanto o espectro no domínio da frequência foi obtido como dado de saída dos modelos SWAN/WW3 acoplados, o espectro no domínio da direção, também conhecido como espalhamento direcional, foi obtido a partir de uma formulação analítica. Devido a problemas no código original, este foi modificado no presente trabalho, sendo possível, após essa, executar o modelo. Foram realizados 3 simulações (casos) com ondas irregulares: apenas espectro de frequência (unidirecional), com espalhamento estreito (*swell* inicial), e espalhamento largo (mar inicial/ondas seas). Qualitativamente foram encontrados resultados satisfatórios para os três casos, sendo os principais fenômenos, como geração, quebra e refração simulados pelo modelo. Quantitativamente o caso com espalhamento largo mostrou-se inadequado, ao contrário dos outros dois casos, com este apresentando valores de elevação extremamente pequenos. Estes resultados indicam que o código ainda necessita de modificações na parte de geração de ondas, principalmente na relacionada ao espalhamento. Porém, utilizando como entrada ondas com espalhamento estreito, o código no estágio atual pode ser utilizado para simulação de um oceano real em uma região de interesse.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Área de estudo.....	12
Figura 2: Malha estruturada tridimensional.....	18
Figura 3: Padrão de cristas de swell recém chegados sendo refratados ao se aproximarem da costa (à direita) ao longo de uma praia plana	21
Figura 4: parâmetros das ondas.....	28
Figura 5: Série temporal da elevação da superfície em um ponto espacial fixo.....	28
Figura 6: Onda irregular resultado do somatório de duas senoidais.....	30
Figura 7: Ondas irregulares da superfície do oceano formadas pelo somatório de várias ondas monocromáticas com diferentes características.....	31
Figura 8: Série temporal da elevação da superfície e os correspondentes espectros de amplitude e fase.....	32
Figura 9: O modelo de amplitude/fase randômica: em cada frequência existe uma distribuição uniforme para a fase randômica e uma distribuição Rayleigh para a amplitude.....	34
Figura 10: A transformação do espectro de amplitude discreto do modelo de amplitude/fase randômico para o espectro da densidade da variância contínuo.....	36
Figura 11: O caráter irre(regular) das ondas para três diferentes larguras do espectro.....	37
Figura 12: Espectro direcional, em coordenadas polares, das ondas geradas pelo vento	39
Figura 13: Interpretação de um espectro obtido no Mar do Norte.....	40
Figura 14: Esquema da metodologia de entrada do espectro direcional no modelo FUNWAVE 2.0.....	51
Figura 15: Distribuições direcionais utilizadas nas simulações com espectros direcionais.....	52
Figura 16: Domínio computacional das simulações.....	54
Figura 17: Batimetria gerada para a entrada no modelo FUNWAVE 2.0.....	54
Figura 18: Localização das estações de coleta de dados.....	55

Figura 19: Mapa com a altura significativa e direção gerados pelo modelo SWAN.....	59
Figura 20: Espectro 1D gerado pelo modelo SWAN.....	60
Figura 21: Séries temporais dos últimos 200 de simulação, coletados em uma estação espacial próxima geradora.....	61
Figura 22: Séries temporais ao longo de um transecto perpendicular a linha de costa. Caso unidirecional.....	63
Figura 23: Séries temporais ao longo de um transecto perpendicular a linha de costa. Caso espalhamento estreito.....	64
Figura 24: Séries temporais ao longo de um transecto perpendicular a linha de costa. Caso espalhamento largo.....	65
Figura 25: Perfil Batimétrico transversal à linha da costa.....	67
Figura 26: Curva da Hrms.....	68
Figura 27: Transformação de ondas de crista curta offshore para ondas de crista longa onshore.....	69
Figura 28: Distribuição espacial da elevação superficial para o caso monocromático.....	71
Figura 29: Distribuição espacial da elevação superficial para o caso unidirecional.....	72
Figura 30: Distribuição espacial da elevação superficial para o caso espalhamento estreito.....	73
Figura 31: Distribuição espacial da elevação superficial para o caso espalhamento largo.....	74

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	9
2 OBJETIVO	11
2.1 OBJETIVO GERAL.....	11
2.2 OBJETIVOS ESPECIFICOS.....	11
3 ÁREA DE ESTUDO	11
4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	13
4.1 MODELOS TIPO BOUSSINESQ APLICADO AO ESTUDO DE ONDAS	13
4.2 MODELO FUNWAVE 2.0.....	14
4.3 MODELO SWAN.....	16
4.4 MALHA ESTRUTURADA	17
4.5 SIMULAÇÕES DE ONDAS IRREGULARES A PARTIR DE ESPECTROS UTILIZANDO MODELOS TIPO BOUSSINESQ.....	18
4.6 TIPOS DE ESPECTRO.....	19
4.7 ESPALHAMENTO DIRECIONAL	20
4.8 TRANSFORMAÇÃO E DEFORMAÇÃO DE ONDAS IRREGULARES	20
5 FUNDAMENTOS	22
5.1 REVISÃO HISTÓRICA DAS EQUAÇÕES QUE UTILIZAM O FUNWAVE.....	22
5.2 SIMULAÇÃO DE FENÔMENOS ONDULATÓRIOS PELO FUNWAVE 2.0.....	25
5.2.1 Geração das ondas	25
5.2.2 Quebra	26

5.2.3 Espreamento	26
5.3 DESCRIÇÃO FÍSICA DAS ONDAS.....	26
5.3.1 Características gerais das ondas	26
5.3.2 Espectro de ondas	30
5.3.3 Teoria de Boussinesq	44
6 METODOLOGIA	49
6.1 ASPECTOS GERAIS	49
6.2 EXECUÇÃO DO MODELO SWAN	49
6.3 UTILIZAÇÃO DOS DADOS DE ESPECTROS NO FUNWAVE 2.0.....	50
6.4 ENTRADAS DE DADOS NO FUNWAVE 2.0	51
6.4.1 Espectros	51
6.4.2 Dominio	53
6.4.3 Batimetria	53
6.4.4 Grade	53
6.4.5 Estações de coleta de séries temporais	53
6.4.6 Tempo de simulação	53
6.5 GERAÇÃO DE ONDAS DO FUNWAVE 2.0 A PARTIR DE ESPECTROS	55
6.6 CONDIÇÕES DE CONTORNO E INICIAS DO FUNWAVE 2.0.....	56
6.6.1 Condições de contorno	56
6.6.2 Condições iniciais	57
6.7 MODIFICAÇÃO DA SUBROTINA RESPOSNSÁVEL PELA GERAÇÃO 2.0. DE ONDAS NO FUNWAVE 2.0.....	57
7 RESULTADOS E DISCUSSÕES	58

7.1 DADOS DE SAIDA DO MODELO SWAN	58
7.2 COMPARAÇÃO ENTRE OS DADOS DE ALTURA SIGNIFICATIVA DO FUNWAVE 2.0 E DO SWAN	60
7.3 ANÁLISE DE SÉRIES TEMPORAIS DE ELEVAÇÃO DA SUPERFÍCIE DE UMA TRANSECTO PERPENDICULAR À LINHA DE COSTA.....	62
7.4 SIMULAÇÃO DA QUEBRA	65
7.5 EFEITO DA DISPERÇÃO E REFRAÇÃO SOBRE O TREM DE ONDAS IRREGULARES.....	69
7.6 ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO DA ELEVAÇÃO DE SUPERFICIE AO LONGO DO DOMÍNIO COMPUTACIONAL.....	71
7.7 PRINCIPAIS FENÔMENOS ONDULATÓRIOS NA ÁREA DE ESTUDO.....	76
8 CONCLUSOES	77
9 REFERÊNCIA	78

1. INTRODUÇÃO

No campo da modelagem numérica de ondas, simulações mais realísticas são obtidas quando são utilizados espectros direcionais como dados de entrada (PETTWAY, 1985).

Devido às diferentes fontes geradoras e aos diversos mecanismos de interação, com o fundo ou correntes, as ondas no oceano apresentam sempre um aspecto irregular. Apesar disso, segundo Yu & Togashi (1994), no âmbito da engenharia a maioria das análises do movimento ondulatório costeiro tem-se baseado na representação de ondas reais, irregulares, por ondas monocromáticas, utilizando o método da representação por ondas significativas. Contudo a inacuracidade de tal representação tem sido colocada por muitos pesquisadores, que compararam os resultados desse método com outros mais acurados (YU & TOGASHI, 1994).

Essa inacuracidade é normalmente representada por uma superestimação dos dados simulados com ondas monocromáticas em relação aos outros métodos. Esse erro está associado, dentre outras causas, à vasta dissimilaridade nos padrões de difração-refração resultantes do campos de ondas monocromáticas e irregulares (CHAWLA *et al.*, 1998)

Dentre os métodos mais acurados no estudo de ondas, um dos mais utilizados atualmente consiste na representação de ondas irregulares por espectros de energia.

A representação por espectro de energia está baseada na consideração de que uma onda irregular pode ser melhor compreendida como o somatório de um infinito número de componente harmônicas, apresentando estas diferentes frequências e direções, conhecida como método da superposição. Assim, segundo Goda (2000) a distribuição da energia em relação a direção e à frequência dessas componentes é conhecida como espectro direcional de energia (ou espectro direcional).

A utilização de espectros varia grandemente entre os modelos existentes atualmente. Enquanto os modelo espectrais de terceira geração, *phase averaging*, como SWAN e WW3, tem sua simulação baseada na propagação e transformação do espectro ao longo do domínio espacial e espectral; outros, como o FUNWAVE 2.0, *phase-resolving*, por simular a variação da elevação da superfície d'água, pode utilizar os espectros apenas para a geração de ondas irregulares, com estas

propagando-se ao longo do domínio espacial e temporal. À medida que propagam em direção à costa passam a atuar sobre essas ondas diferentes processos, como por exemplo reflexão, refração, difração, interação onda-correntes, dentre outros; sendo esses simulados com grande acurácia pelo FUNWAVE 2.0.

Devido à sua complexidade, o FUNWAVE 2.0 foi utilizado normalmente na simulação de ondas monocromáticas, sendo as irregulares simuladas através de séries temporais utilizadas como dados de entrada. No entanto, a simulação com séries temporais considera a incidência das ondas a partir de uma direção predominante, o que mascara a natureza multidirecional das ondas reais, representada na análise espectral pelo espalhamento direcional. Em seu estudo com um modelo físico, Collins *et al.* (1981) indicaram que a não consideração do espalhamento direcional gerou uma superestimação da altura significativa durante a refração de até 20 %.

Assim, espera-se obter resultados mais próximos da realidade executando-se o FUNWAVE 2.0 com ondas irregulares geradas a partir de espectros direcionais.

Espectros direcionais podem ser obtidos através de medições *in situ*, utilizando-se bóias oceanográficas, fórmulas analíticas, como de JONSWAP e TMA, ou através de modelos espectrais, como o SWAN. Neste trabalho os espectros utilizados são provenientes do modelo SWAN, estando este acoplado ao modelo de simulação global de ondas, o WW3.

JUSTIFICATIVA DO TRABALHO

O acoplamento entre os modelos SWAN e WW3 representa uma importante fonte de dados de ondas. Nesse, o WW3 é responsável por gerar as ondas a partir de um campo de ventos e propagar os espectros ao longo do oceano profundo, já o SWAN é responsável pela propagação ao longo da zona de águas intermediárias e rasas (região costeira). Contudo, o SWAN apresenta algumas limitações, como por exemplo a não simulação da difração e reflexão simultaneamente, e também das correntes induzidas pelas ondas, as quais são um grande problema em regiões extremamente rasas.

O FUNWAVE 2.0, além de simular os principais fenômenos físicos, é capaz de simular

as correntes induzidas pelas ondas, o que o torna mais aconselhável para a região de águas extremamente rasas. Assim a associação entre um modelo phase-resolving, o FUNWAVE 2.0, e os modelos espectrais, SWAN e WW3, representaria a simulação completa; ou seja da geração até os processos complexos e altamente heterogêneos da região costeira; sendo possível, através do FUNWAVE 2.0, simular a superfície do oceano em uma determinada região, o que com os modelos espectrais indicados não é possível.

2. OBJETIVOS

2.1 OBJETIVO GERAL

→ Simular fenômenos ondulatórios superficiais mais realisticamente em uma região litorânea do Espírito Santo.

2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Simular ondas irregulares utilizando como dado de entrada espectro direcional;
- Obter espectros unidirecionais a partir da execução dos modelos SWAN-WW3 acoplados;
- Calcular o espalhamento direcional através de uma formulação analítica bem estabelecida pela comunidade científica;
- Modificação da subrotina responsável pela geração de ondas implementada no FUNWAVE 2.0 para a correta geração de ondas irregulares;
- Análise dos fenômenos ondulatórios associados à propagação das ondas;
- Verificação da validade dos dados obtidos do FUNWAVE 2.0.

3 ÁREA DE ESTUDO

A área de estudo compreende a praia próxima ao do Porto de Praia Mole (Figura 1). Este compreende em um porto privado operado pelo consórcio Arcellor Mittal Tubarão (CST), Usiminas e Açominas.

A praia do Porto de Praia Mole está localizada na cidade de Vitória, Espírito Santo.

A região próxima à linha de costa apresenta uma batimetria extremamente complexa, devido a presença de formações rochosas.

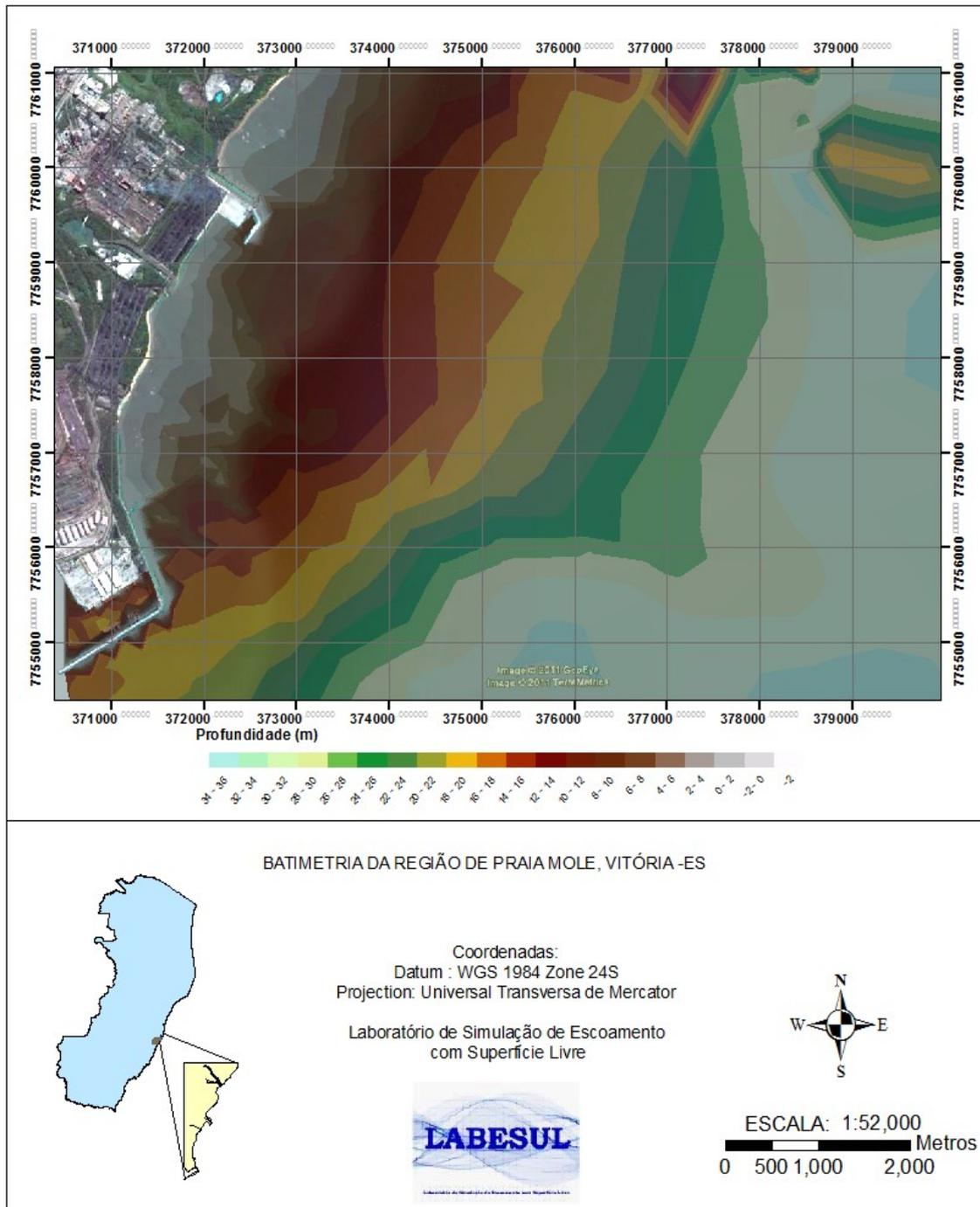


Figura 1: Área de estudo.

Algumas dessas rochas são expostas, o que aumenta ainda mais a complexidade batimétrica da região.

Em geral, Vitória está sujeita a ondas de maior energia vindas do sudeste, associadas com a passagem de sistemas frontais. Durante a maior parte do ano há o predomínio de ondas provenientes de leste/sudeste, associado ao estado de tempo bom.

4. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

4.1 MODELOS TIPO BOUSSINESQ APLICADOS AO ESTUDO DE ONDAS

Modelos tipo Boussinesq para a simulação de ondas gravitacionais superficiais têm se mostrado ferramentas poderosas na modelagem da evolução de ondas em regiões litorâneas. Avanços tanto na melhoria da relação da dispersão, para simulação em águas relativamente profundas (MADSEN & SØRENSEN 1992 ; NWOGU, 1993 apud SHI *et al.*, 2003), quanto na tecnologia computacional permitem a utilização dos modelos de Boussinesq em extensas regiões costeiras (SHI *et al.*, 2003).

A inclusão dos termos correspondentes à quebra e ao runup/rundown nos modelos de Boussinesq (KARAMBAS & KOUTITAS, 1992; SCHAFFER *et al.*, 1993; MADSEN *et al.*, 1997; VEERAMONY & SVENDSEN, 2000; KENNEDY *et al.*, 2000; CHEN *et al.* 2000a apud SHI *et al.*, 2003) permitem que esses possam ser aplicados às zonas de surf e espraiamento. Além disso, modelos de Boussinesq com grades curvilíneas estruturadas ou grades não-estruturadas foram desenvolvidos para a aplicação em domínios costeiros com morfologia e batimetria complexos (SHI *et al.*, 2003).

Nos últimos anos diversos pesquisadores desenvolveram vários modelos computacionais baseados em diferentes versões das equações de Boussinesq (ou seja, diferentes tipos e versões dos Modelos de Boussinesq).

As equações do tipo Boussinesq fornecem uma base geral para o estudo da propagação de ondas em duas dimensões horizontais. Originalmente são equações de águas rasas para a propagação linear e não dispersiva de ondas. Essa função básica é estendida pela adição de termos que incluem os efeitos não-lineares e dispersivos de baixa ordem (KIRBY *et al.*, 1998). Contudo termos não-lineares de

maior ordem são necessários na simulação de outros efeitos não-lineares, como geração harmônica de ondas e interações tríades (WEI *et al.*, 1995).

O modelo de Boussinesq é ideal para a simulação de ondas gravitacionais superficiais, já que este pode simular refração, difração, reflexão e, mais importante, pode modelar efeitos não-lineares, desconsiderados nos modelos lineares (SHI *et al.*, 2003).

Neste projeto é utilizado o modelo FUNWAVE 2.0, sendo este baseado nas equações tipo Boussinesq.

4.2 MODELO FUNWAVE 2.0

O modelo computacional FUNWAVE versão 2.0 é um modelo de código aberto, escrito na linguagem computacional FORTRAN. É baseado nas equações completamente não-lineares de Boussinesq em coordenadas curvilíneas (*Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model*).

O modelo FUNWAVE 2.0 é composto pelos arquivos `funwave2d248.f`, `paralong.fh`, `funwave2d.data`, além de todos os arquivos de entrada, como batimentria, tipo de malha, camada esponja, campo de velocidade inicial (condição inicial), elevação inicial (condição inicial), coordenadas, espectros de frequência e direção.

O arquivo `funwave2d248.f` contém o programa principal e todos os subprogramas internos.

O `paralong.fh` é um módulo externo que apresenta informações estruturais da simulação, como por exemplo o número máximo de pontos que a malha pode conter.

O `funwave2d.data` é um arquivo a partir do qual é possível escolher os valores dos coeficientes, o tamanho da grade, o valor da altura e período da onda, o número e o comprimento dos passos de tempo, além de escolher as equações que serão utilizadas, os números de componentes de ondas, dentre outras variáveis. Nesse arquivo também o usuário pode escolher se realizará simulações com ondas monocromáticas ou irregulares, sendo possível, no segundo caso, utilizar como dados de entrada séries temporais ou espectros.

Nas simulações que utilizam o FUNWAVE 2.0 as equações tipo Boussinesq de Wei

et. al. (1995) são as mais utilizadas, presentes a seguir

CONSERVAÇÃO DA MASSA

$$\eta_t + \nabla \cdot M = 0, \text{ onde} \quad \text{eq. 1}$$

$$M = (h + \delta\eta) \left(\vec{u}_\alpha + \mu^2 \left[\frac{1}{2} z_\alpha^2 - \frac{1}{6} (h^2 - h\delta\eta + \eta^2 \delta^2) \right] \right) \nabla (\nabla \cdot \vec{u}_\alpha) \\ + \mu^2 \left[z_\alpha + \frac{1}{2} (h - \delta\eta) \right] \nabla [\nabla \cdot (h \vec{u}_\alpha)] + O(\mu^4) = 0$$

CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

$$u_{\alpha t} + \delta (u_\alpha \cdot \nabla) u_\alpha + \nabla \eta + \mu^2 V_1 + \delta \mu^2 V_2 = O(\mu^4), \text{ onde} \quad \text{eq. 2}$$

$$V_1 = \frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla (\nabla \cdot u_{\alpha t}) + z_\alpha \nabla [\nabla \cdot (h u_{\alpha t})] - \nabla \left[\frac{1}{2} (\delta\eta)^2 \nabla \cdot u_{\alpha t} + \delta\eta \nabla \cdot (h u_{\alpha t}) \right]$$

$$V_2 = \nabla \left\{ (z_\alpha - \delta\eta) (u_\alpha \cdot \nabla) [\nabla \cdot (h u_\alpha)] + \left(\frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \delta^2 \eta^2) (u_\alpha \cdot \nabla) (\nabla \cdot u_\alpha) \right) \right\} \\ + \frac{1}{2} \nabla \left\{ [\nabla \cdot (h u_\alpha) + \delta\eta \nabla \cdot u_\alpha]^2 \right\}$$

Nas equações acima η é a elevação da superfície, h é a profundidade da água em repouso, \vec{u}_α é o vetor da velocidade horizontal para a profundidade $z = z_\alpha = -0.531 h$, ∇ o operador gradiente horizontal, o sub escrito t indica derivação parcial temporal, e \vec{g} a aceleração gravitacional (WEI *et al.*, 1995)

As eq. 1 e 2 descrevem a evolução não friccional das ondas sobre um fundo impermeável e com declividade suave, sem considerar a quebra. Com o objetivo de simular a fricção com o fundo e a quebra, além de estender os termos correspondentes à geração de ondas, absorção nos limites e movimentação da linha de costa, Kirby *et al.* (1998) reescreveram as equações de Wei *et al.* (1995) aplicando as modificações necessárias para simular esses processos; porém, mesmo com as modificações, essas equações continuam com o nome dos autores originais, Wei *et al.* (1995).

Wei *et al.* (1995) incluíram termos não-lineares às equações de Boussinesq derivadas por Nwogu (1993), além de estenderem os termos dispersivos dessas

equações para poderem simular em águas de profundidades intermediárias. Além disso, vale ressaltar que a inclusão da não-linearidade total por esses autores leva a uma correta simulação do efeito Doppler pelas equações quando uma corrente ambiente está presente (PALHA *et al.*, 2007).

4.3 MODELO SWAN

O SWAN é um modelo espectral de terceira geração que utiliza métodos numéricos implícitos para solucionar as equações diferenciais (HOLTHUIJSEN, 2007).

O modelo é baseado em uma formulação Euleriana do balanço espectral discreto da densidade da ação que considera a refração na propagação de ondas sobre uma batimetria arbitrária e campos de correntes (BOOIJ *et al.*, 1999). Assim a propagação de ondas é dada pela propagação de espectros de energia ao longo do domínio.

As formulações do SWAN incluem a simulação da geração de onda, interações onda-onda quádruplas e triplas, white-capping, fricção com o fundo e quebra induzida pela profundidade e interações onda-corrente.

As principais limitações do modelo SWAN estão relacionadas à difração e às correntes induzidas pela onda.

A apesar da difração estar implementada na versão utilizada neste trabalho, a 40.51, segundo Paes-Leme *et al.* (2008), os cálculos do SWAN não convergem quando este é configurado para computar difração e reflexão simultaneamente; sendo necessário, assim, escolher entre um e outro.

O SWAN não simula as geração das correntes induzidas pelas ondas (SWAN TEAM, 2006).

No SWAN ondas podem ser geradas através de um campo de vento ou a partir de espectros provenientes de outros modelos. Em relação ao segundo caso, o modelo SWAN pode ser aninhado com os modelos globais WAM ou WAVEWATCH III, dos quais recebe como condição de contorno o espectro de energia das ondas, estimado em águas profundas, para simular a propagação das ondas em águas rasas. Esse procedimento é realizado a partir de um sistema de múltiplas grades, em que o contorno de águas profundas do domínio SWAN deve estar contido no domínio

WAM ou WAVEWATCH III.

O modelo espectral SWAN pode gerar como dados de saída espectros de energia direcional 2D (também conhecido como espectros de densidade de energia, ou espectros direcionais) ou espectros 1D do tipo JONSWAP, que mostra a variação da energia na frequência.

4.4 MALHA ESTRUTURADA

Malhas estruturadas apresentam uma topologia regular, onde a relação de vizinhança entre todos os pontos é capturada com um vetor bi ou tri-dimensional. Incrementando-se ou decrementando-se o índice do vetor é possível calcular diretamente o valor do ponto vizinho (STRUCTURED GRID GENERATION, acesso em 01/07/2011). Nestas malhas (figura 2), segundo How Hydrodynamic Models Are Used (acesso em: 01/07/2011), as grades apresentam formas retangulares, ou quadradas, com tamanhos uniformes ao longo do domínio. Essa uniformidade limita a flexibilidade da malha quando realiza-se simulações em ambientes com batimetria complexa.

Dentre as vantagens da malha estruturada estão o menor tempo computacional necessário para uma iteração e a maior estabilidade de algoritmos utilizados na solução do escoamento de fluidos (STRUCTURED MESH PROPERTIES, acesso em: 01/07/2011).

Na figura 2 está presente uma malha tridimensional cartesiana.

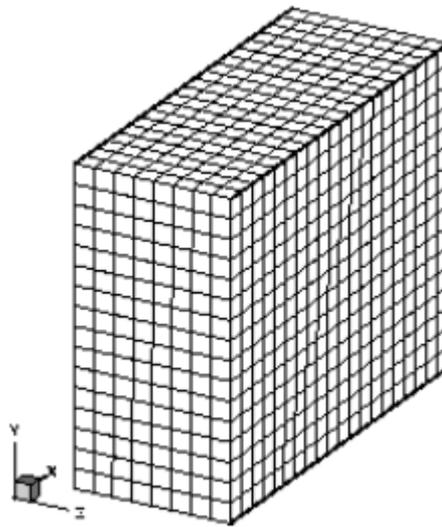


Figura 2: Malha estruturada tridimensional cartesiana. Fonte: Getting started (acesso em: 01/07/2011).

4.5 SIMULAÇÕES DE ONDAS IRREGULARES A PARTIR DE ESPECTROS UTILIZANDO MODELOS TIPO BOUSSINESQ

Simulação de ondas irregulares utilizando como dado de entrada espectros de energia é, em comparação à entrada com séries temporais e geração de ondas monocráticas, mais realística devido ao seu caráter contínuo e não-linear, o que é mais próximo ao encontrado na natureza.

Em Shi *et al.* (2003) ondas irregulares são geradas pelo método da função geradora de Wei *et al.* (1999), detalhado na metodologia, encontrando bons resultados quando validados com dados provenientes de um modelo físico.

Demirbilek & Nwogu (2007) também realizaram simulações com ondas irregulares, sendo essas também validadas com uma série de dados provenientes de modelos físicos.

Após modificação do código principal original, Chen *et al.* (2003) utilizaram o FUNWAVE 2.0 para geração de ondas irregulares, utilizando como entrada espectros 2D calculados analiticamente. Os resultados foram comparados com dados obtidos de modelos físicos, encontrando-se boas correlações.

4.6 TIPOS DE ESPECTRO

A formulação para a obtenção de espectros de energia foi derivada por diferentes autores, como Pierson & Moskowitz (1964), Mitsuyasu (1968), Hasselmann *et al.* (1973), Ochi and Hubble (1976), Buows (1990), Holthuijsen (2007). Cada equação apresenta suas peculiaridades, como por exemplo a inclusão da velocidade do vento na formulação de Pierson & Moskowitz (1964) e Hasselmann *et al.* (1973).

No estudo de previsão de ondas, enquanto o espectro de Pierson & Moskowitz (1964) é utilizado para condição de mar completamente desenvolvido, o de Hasselmann *et al.* (1973) se aplica principalmente às condições iniciais do mar (HOLTHUIJSEN, 2007).

O estado completamente desenvolvido correspondente a um mar em que ocorre um equilíbrio entre as ondas e o vento que está atuando por muito tempo em uma grande área (STEWART, 2005).

Em sua derivação, Hasselmann *et al.* (1973) se baseou nos resultados do programa de observação conjunta de ondas do Mar do Norte (referido como JONSWAP). Assim, os espectros obtidos através da formulação desses autores são conhecidos como espectros do tipo JONSWAP (GODA, 2000).

Apesar das outras alternativas, segundo HOLTHUIJSEN (2007) o espectro do tipo JONSWAP é o mais utilizado atualmente. Esta afirmação decorre do fato de que segundo Ochi (1998) o estado do mar nunca está completamente desenvolvido, pois este continua a desenvolver-se através das interações não-lineares do tipo onda-onda.

Contudo, segundo Pettway (1985) predições de ondas mais acuradas são obtidas quando se utiliza espectros direcionais, e não apenas espectros no domínio da frequência, como é o caso de Jonswap. O espectro direcional pode ser obtido multiplicando-se o espectro de Jonswap por uma função conhecida como espalhamento direcional.

4.7 ESPALHAMENTO DIRECIONAL

No estágio inicial de geração as cristas das ondas são muito curtas, podendo estas serem vistas propagando-se em muitas direções diferentes da do vento. Com o distanciamento da região de geração, conhecida como fetch, as cristas das ondas se alongam, e passam a se propagar geralmente na direção do vento. Contudo, ainda existe um espalhamento direcional da energia do vento em torno da direção principal, o que torna o espectro direcional de fundamental importância quando se pretende simular mais realisticamente possível as ondas em uma determinada região.

Estudos de Collins *et al.* (1981) e Forristall *et al.* (1978) mostram que a não consideração do espalhamento direcional nas simulações pode superestimar a previsão da altura significativa na refração e a previsão da velocidade das correntes induzidas por ondas de tempestade, respectivamente.

4.8 TRANSFORMAÇÃO E DEFORMAÇÃO DE ONDAS IRREGULARES

REFRAÇÃO

Em uma área onde a profundidade é maior que a metade do comprimento da onda, região de águas profundas, esta propaga-se sem ser afetada pelo fundo. Quando a onda entra uma região de águas rasas, contudo, a direção de propagação dessa gradualmente deriva e a crista entorna no sentido de ficar paralela aos contornos de profundidade (GODA, 2000). Esse fenômeno, conhecido como refração, é causado pela variação da velocidade de propagação ao longo da onda, quando partes desta estão em regiões com profundidades diferentes.

A Figura 3 exibe o padrão das cristas de swell recém gerados (condição de mar inicial) se aproximando de uma linha de costa plana com uma inclinação uniforme de $0,01^\circ$, da profundidade de 20 m até 0.1 m. Nesta figura a direção de incidência da onda é de 30° . À medida que as ondas se aproximam da costa, os comprimentos de onda diminuem e as cristas se alongam (GODA, 2000).

No estudo da refração, um dos principais focos consiste no cálculo do coeficiente de refração da onda, que mede o efeito da refração sobre a altura da onda (GODA,

2000).

Para ondas reais, compostas por várias componentes, a variação da altura da onda é determinada pela contribuição de todas as componentes, com cada uma sofrendo o efeito da refração individualmente.

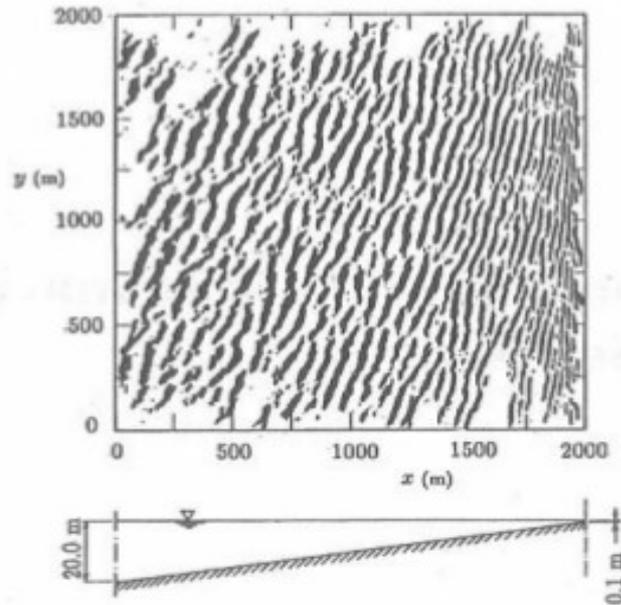


Figura 3: Padrão das cristas de swell recém gerados sendo refratados ao se aproximarem da costa (à direita) ao longo de uma praia plana (figura abaixo). Fonte: Goda (2000).

DIFRAÇÃO

Quando as ondas encontram um obstáculo, como por exemplo um quebra-mar, ilha, ou barra, durante a propagação estas giram em torno da ponta do obstáculo e se propagam na zona de sombra deste. Este fenômeno é chamado difração (GODA, 2000).

O efeito da difração sobre a altura das ondas, calculado através do coeficiente de difração da onda, também deve levar em conta os efeitos da dispersão no domínio da frequência e direção (espectro direcional).

EMPINAMENTO

À medida que as ondas se propagam em um canal em que a profundidade diminui gradualmente, porém com largura constante, o comprimento e a celeridade

diminuem como aproximadamente determinado pela teoria de ondas de pequena amplitude. Ao mesmo tempo, a altura da onda também muda. A mudança da altura devido à variação da profundidade é chamada empinamento (GODA, 2000).

A causa da variação da altura é a variação na velocidade de propagação da energia da onda, velocidade de grupo, com a profundidade (GODA, 2000).

O cálculo da variação da altura da onda devido ao empinamento pode ser obtido através do coeficiente de empinamento. Para ondas irregulares a formulação deste coeficiente deve considerar o efeito da distribuição da energia no domínio da frequência (espectro de frequência) e o efeito da amplitude finita das ondas individuais. O primeiro efeito pode ser avaliado através do cálculo do coeficiente de empinamento da onda nos vários intervalos de frequência do espectro e somando-se os resultados, assim como no cálculo da difração e da refração de ondas randômicas (GODA, 2000).

Contudo, estudos indicam que a dispersão no domínio da frequência (considerando o espectro) pode ser desconsiderada no cálculo do empinamento devido à sua pequena influência (GODA, 2000).

O segundo efeito, amplitude finita das ondas, pode ser calculada através de várias teorias.

5 FUNDAMENTOS

5.1 REVISÃO HISTÓRICA DAS EQUAÇÕES CONTIDAS NO FUNWAVE

A primeira versão do modelo FUNWAVE, a 1.0, foi produzida pelo Centro de Pesquisa Costeira Aplicada (Universidade de Delaware), publicada em 1998. O modelo é capaz de simular ondas superficiais gravitacionais na região litorânea, incluindo a zona de surf interna e externa (Kirby *et al.*, 2003). O FUNWAVE 1.0 se baseou estritamente na pesquisa teórica de Wei *et al.* (1995), contendo no código do programa as equações de Boussinesq completamente não-lineares derivadas por esses pesquisadores. Wei *et al.* (1995) retiveram nas equações os termos dispersivos e não-lineares de alta ordem, permitindo, portando, a simulação em profundidades de águas intermediárias à rasas.

Após a liberação do modelo à comunidade científica, diferentes derivações das

equações de Boussinesq foram continuamente realizadas por Gobbi *et al.* (2000, apud KIRBY *et al.*, 2003), Kennedy *et al.* (2001, apud KIRBY *et al.*, 2003), Chen *et al.* (2000), Shi *et al.* (2000, apud KIRBY *et al.*, 2003), Chawla & Kirby (2000, apud KIRBY *et al.*, 2003), além das já existentes antes da publicação do modelo FUNWAVE 1.0; como Peregrine (1967), Nwogu (1993) e Madsen (1992, 1993, apud KIRBY *et al.*, 2003).

O programa FUNWAVE permite que o usuário possa escolher a equação tipo Boussinesq desejada.

As equações padronizadas de Boussinesq, que são a base de toda a pesquisa dos modelos de Boussinesq, para uma profundidade de água variável foram pela primeira vez derivadas por Peregrine (1967), em que este utilizou a média vertical da velocidade como uma variável dependente. Apesar dos modelos numéricos baseados nas equações de Boussinesq de Peregrine (1967) conterem apenas termos lineares e não dispersivos (fraca dispersão), estes apresentam resultados bem semelhantes aos dados reais, quando aplicados as regiões de águas rasas (KIRBY *et al.*, 1998).

O pressuposto da fraca dispersão de frequência faz com que as equações padronizadas de Boussinesq sejam inválidas em águas intermediárias e profundas. Nessas equações a relação da dispersão é uma aproximação polinomial da função hiperbólica tangencial, sendo a aplicação desta permitida apenas em águas rasas (KIRBY *et al.*, 1998).

Recentemente, formas estendidas das equações de Boussinesq foram derivadas por Madsen *et al.* (1991, apud KIRBY *et al.*, 2003), Nwogu (1993), dentre outros. Na derivação de Madsen *et al.* (1991, apud KIRBY *et al.*, 2003), termos adicionais são introduzidos às equações da conservação do *momentum*. As formas desses termos são condicionadas ao objetivo de se obter tanto a melhor relação da dispersão linear possível quanto a ideal propriedade de empinamento linear (MADSEN & SORENSEN, 1992, apud KIRBY *et al.*, 2003). Nwogu (1993) utilizou a velocidade em uma determinada profundidade como variável dependente, sendo a escolha dessa profundidade condicionada à obtenção da relação da dispersão mais acurada possível (KIRBY *et al.*, 1998).

Devido aos termos dispersivos incluídos nas equações estendidas de Nwogu (1993)

e Madsen & Sorensen (1992, apud KIRBY *et al.*, 2003), essas são, em teoria, capazes de simular a propagação de ondas de águas relativamente profundas até águas rasas (KIRBY *et al.*, 1998).

Contudo, apesar da melhoria da relação da dispersão, as equações estendidas são ainda restritas a situações com fracas interações não-lineares (Kirby *et al.*, 1998). Essas podem ser exemplificadas pelas interações entre ondas, ondas e correntes, e gerações harmônicas (PALHA *et al.*, 2003).

Assim, como na maioria dos casos práticos os efeitos não-lineares são extremamente importantes, as equações estendidas de Boussinesq tornam-se inviáveis em muitas situações.

Para contornar esse problema da não-linearidade, Wei *et al.* (1995) derivou um novo conjunto de equações, em que incluiu termos dispersivos não-lineares (KIRBY *et al.*, 1998). Esses novos conjuntos de equações, conhecidas como equações de Boussinesq completamente não-lineares, não apenas são capazes de simular as propagações de ondas em profundidades intermediárias, devido aos termos dispersivos, como também simular em ambientes com fortes interações não-lineares.

Enquanto no FUNWAVE 1.0 as equações mais estendidas existentes no programa são as de Wei *et al.* (1995), na versão 2.0 várias outras derivações das equações de Boussinesq estão presentes; como Gobbi *et al.* (2000, apud KIRBY *et al.*, 2003), Kennedy *et al.* (2001, apud KIRBY *et al.*, 2003), Chen *et al.* (2000), Shi *et al.* (2000, apud KIRBY *et al.*, 2003), Chawla & Kirby (2000, apud KIRBY *et al.*, 2003).

Gobbi *et al.* (2000) estendeu, em comparação a Nwogu (1993) e Wei *et al.* (1995), a dispersão à quarta ordem de acuracidade, além de introduzir um nível de multi-referência (*“multi-reference-level”*) (KIRBY *et al.*, 2003).

Kennedy (2001, apud KIRBY *et al.*, 2003) estendeu o nível de referência de Wei *et al.* (1995) para um nível acoplado à elevação da superfície (KIRBY *et al.*, 2003).

Chen *et al.* (2000) incorporou às equações de Boussinesq um termo de vorticidade vertical de segunda ordem. Este é capaz de simular vórtices horizontais na zona de surf gerados após a quebra da onda (KIRBY *et al.*, 2003).

Em Shi *et al.* (2000), as equações de Wei *et al.* (1995) são solucionadas no sistema de coordenadas curvilíneas e implementadas em malhas escalonadas, sendo essas

técnicas realizadas com o intuito de se obter maior acuracidade e taxa de convergência. Podendo, através dessas equações, simular ondas em uma região com geometria complexa (KIRBY *et al.*, 2003).

Por último Chawla & Kirby (2000, apud KIRBY *et al.*, 2003) estabeleceram a teoria do gerador de ondas de um sentido (*one-way waker maker*) para o modelo através da adição de um termo de pressão à equação de *momentum* (KIRBY *et al.*, 2003).

Todas essas melhorias foram introduzidas na versão 2.0 do FUNWAVE; incluindo-se também nessa limites internos de estruturas submarinas, como ilhas e quebra-mares (KIRBY *et al.*, 2003).

Em suma os novos componentes do FUNWAVE 2.0 são o sistema de grades escalonadas, o sistema de coordenadas curvilíneas generalizadas, multi níveis de referência móveis (*multi-moving-reference-levels*), termo de vorticidade vertical retido, e gerador de onda unidimensional (KIRBY *et al.*, 2003).

Assim a nova versão é a mais utilizada atualmente já que, segundo Kirby *et al.* (2003) esta pode simular mais quantidades dinâmicas e cinemáticas, como estações espacial e temporal de ondas, pressão, corrente média, set-up/set-down, altura de onda, vorticidade potencial.

A simulação da quebra, mistura intra grade (subgrid-mixing), camada esponja, e método *slot* são mantidos os mesmos que na versão 1.0 (KIRBY *et al.*, 2003).

5.2 SIMULAÇÃO DE FENÔMENOS ONDULATÓRIOS PELO FUNWAVE 2.0

5.2.1 Geração das ondas

O mecanismo de geração de ondas é baseado no método da função geradora (*“source function method”*), sendo esta uma fonte interna distribuída espacialmente no domínio computacional (BRUNO *et al.*, 2009).

Matematicamente este método consiste na adição de termos fonte nas equações tipo Boussinesq. Enquanto na equação da continuidade é adicionado um termo de geração de massa, na equação da quantidade de movimento (ou equação do momentum) é adicionado um termo de pressão (WEI *et al.*, 1999).

Muitos dos antigos problemas de instabilidade dos modelos eram devido à interação entre as ondas refletidas nos vários limites, da grade ou internos (como quebra-

mares), e o gerador de ondas. Para contornar esse problema são utilizados atualmente duas metodologias. Uma é a aplicação do método da camada esponja, proposto por Israeli & Orszag (1981 apud WEI *et al.*, 1999), e a outra consiste na colocação do gerador de ondas na parte interna da grade, e não mais junto a borda. Nesta borda é colocada camada esponja (WEI *et al.*, 1999).

5.2.2 Quebra

No modelo FUNWAVE 2.0, a dissipação de energia devido à quebra é simulada através de uma formulação da viscosidade turbulenta, na qual redistribui o *momentum* e dissipa a energia localmente na face da frente da onda. A viscosidade turbulenta é proporcional ao gradiente da velocidade horizontal, e é extremamente localizada na face frontal da onda em quebra. (CHEN *et al.*, 2000).

Assim, o FUNWAVE 2.0 consegue simular apenas a dissipação de energia associada à quebra, e não esta propriamente dita.

5.2.3 Espriamento

O espriamento na face da praia é modelado através da utilização da técnica *slot*, na qual considera a praia como sendo um ambiente semipermeável. Nesta técnica o domínio da solução (*“solution domain”*) inclui a região onde a praia está acima do nível de água em repouso (CHEN *et al.*, 2000).

5.3 DESCRIÇÃO FÍSICA DAS ONDAS

5.3.1 Características gerais das ondas

De acordo com Dean & Dalrymple (1991) ondas mecânicas na superfície de um fluido são uma manifestação de forças atuando no fluido, tendendo a deformá-lo contra a ação da gravidade e da tensão superficial; que juntas agem no sentido de manter a superfície original do fluido. As forças geradoras de ondas podem ser provenientes de diferentes fontes, com uma rajada de vento ou uma queda de bloco de rocha em um corpo de água.

Uma vez criado o movimento ondulatório, a gravidade e a tensão superficial (com a predominância de uma dessas forças, dependendo do tipo de onda) são os mecanismos que possibilitarão a onda propagar.

Como exemplo básico da relação de predominância da força de gravidade e tensão superficial na onda, Dean & Dalrymple (1991) afirmam que quanto maior o comprimento da onda, mais importante será a componente gravitacional como mecanismo restaurador da onda.

Na geração de ondas gravitacionais superficiais alguns fatores, como a pressão e a magnitude das forças de geração, assim o deslocamento de fluido, irão influenciar no comprimento, período, e forma das ondas geradas, dentre outros parâmetros (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

Os parâmetros mais importantes para se caracterizar as ondas são o seu comprimento, altura e profundidade de propagação, já que qualquer outro parâmetro, como por exemplo as velocidades e acelerações induzidas pelas ondas, pode ser deduzidas teoricamente a partir desses parâmetros (DEAN & DALRYMPLE, 1991)

Na figura 4 um esquema bidimensional da propagação de onda no eixo x é mostrado.

O comprimento da onda (L) é a distância horizontal entre dois pontos sucessivos, como por exemplo cristas; o comprimento L da onda está diretamente relacionado à profundidade h e ao período T , sendo este definido como o tempo requerido para duas cristas ou cavas sucessivas passarem por um ponto particular (DEAN & DALRYMPLE, 1991). Verticalmente, os parâmetros são a altura (H), definida como a distância entre a crista e a cava, e a elevação da superfície (η), definida como a distância entre a superfície da onda e o eixo x ($z=0$). É importante ainda ressaltar que enquanto a altura é uma medida fixa da onda, a elevação varia nas dimensões tempo (t) e espaço horizontal (x e y).

Como a onda deve percorrer a distância L no tempo T , defini-se a velocidade de fase da onda, ou celeridade, como $C=L/T$. Enquanto a onda se move com celeridade C , as partículas fluidas que compõem a onda transladam na direção dessa (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

O sistema cartesiano utilizado para descrever o movimento das ondas apresenta a origem localizada na linha de água parada, $z=0$, com o eixo x paralelo a essa superfície. O fundo está localizado em $z=-h$.

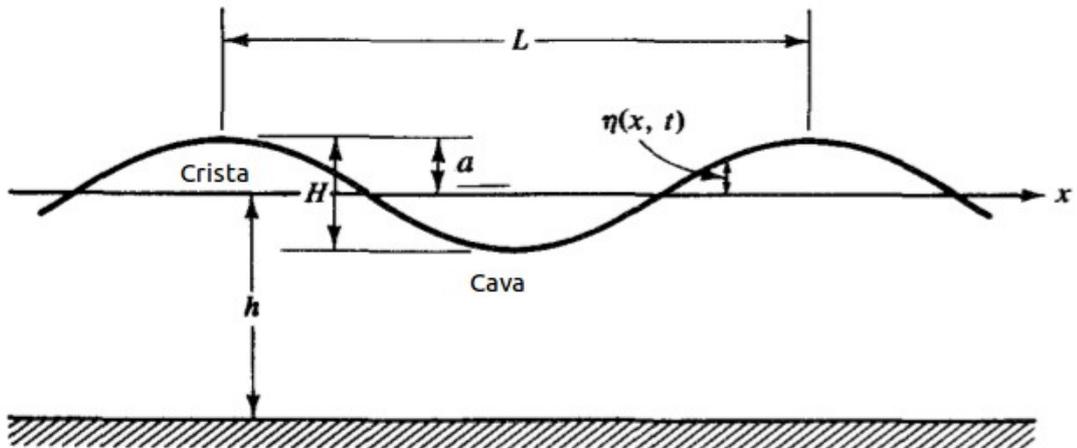


Figura 4: Parâmetros das ondas (DEAN & DALRYMPLE, 1991)

Se um instrumento fosse instalado em ponto espacial no oceano para medir a elevação da superfície no tempo, este obteria um registro temporal como o da figura 5.

A obtenção de séries temporais reside no fato de que segundo Ochi (1998), estatisticamente as ondas podem ser consideradas processos ergódicos e fracamente estacionários; permitindo assim, que suas propriedades sejam avaliadas através de uma única série temporal.

O registro apresentado na figura 5 pode ser interpretado como uma sobreposição de um grande número de ondas senoidais (monocromáticas), provenientes de inúmeras fontes, propagando em diferentes direções.



Figura 5. Série temporal da elevação da superfície em um ponto espacial fixo (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

Como exemplo dessa sobreposição está a figura 6, que mostra uma onda irregular como a soma de duas monocromáticas de diferentes frequências; sendo esta irregularidade resultado dos fenômenos de interferência provenientes da interação das duas ondas senoidais.

Através de análises espectrais e de Fourier é possível identificar as componentes monocromáticas de uma onda irregular. Possibilitando assim, prever os diferentes estados do mar através da modelagem de diferentes interferências entre essas ondas (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

Devido ao fato da aleatoriedade fazer parte da dinâmica oceânica, inúmeras técnicas estatísticas são também utilizadas com o intuito de se encontrar padrões nos fenômenos ondulatórios, nas correntes, entre outros.

Ondas muito compridas, e também as de águas mais rasas (porém longe da zona de quebra), tendem a ser mais regulares que as mais curtas e de águas profundas. Nesse exemplo ondas de águas mais rasas, longes da região de geração, tendem (sobre uma perspectiva) a ser mais regulares devido ao processo de dispersão durante a propagação em direção à costa. Contudo, devido aos processos não-lineares inerentes às regiões de pouca profundidade, mais de um harmônico é necessário para descrever a onda (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

Porém, estudos com um harmônico apenas tem apresentado resultados razoavelmente satisfatórios para alguns propósitos, o que tem mantido a popularidade da teoria linear, ou de pequena amplitude, de ondas.

As vantagens de teoria linear (ou teoria de pequena amplitude) sobre as não-lineares são que, além da maior facilidade de uso, a teoria de pequena amplitude também pode ser utilizada na superposição e em outras manipulações complicadas. Quando ondas propagam de águas profundas em direção às águas rasas, a não-linearidade da onda aumenta, sendo esta indicada pelo aumento do número de Ursel (1953) $Ur = (2HL)/h^3$, onde H é a altura da onda, L o comprimento, e h a profundidade. Como exemplo da manifestação da não-linearidade em águas rasas, está a geração de harmônicos de alta frequência na região de espraiamento (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

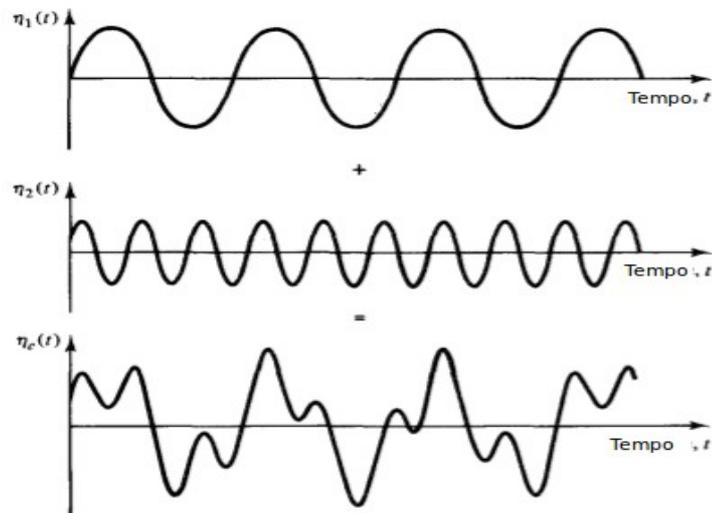


Figura 6: Onda irregular resultado do somatório de duas senoidais (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

5.3.2 Espectro de ondas

A superfície do oceano é composta por uma grande variedade de ondas que se movem com diferentes direções, frequências, fases e amplitudes. Portanto, para uma adequada descrição da superfície do oceano um grande número de ondas devem ser superimpostas, para que essa seja a mais realística possível -figura 7- (DEAN & DALRYMPLE, 1991).

De acordo com Holthuijsen (2007) a descrição de ondas através de um espectro se constitui em um processo estocástico, sendo possível identificar todas as possíveis séries temporais que poderiam surgir através das atuais condições observadas.

Em uma linguagem mais informal o espectro de onda pode ser entendido como a distribuição de uma determinada propriedade (como amplitude ou energia) ao longo das frequência e/ou direções das componentes que formam uma onda.

Para uma superfície oceânica, conhecendo-se o espectro é possível fazer o caminho inverso; ou seja, estimar, por exemplo, a amplitude de uma onda como o somatório das amplitudes das componentes das ondas. Podendo estas amplitudes serem obtidas através de espectros de amplitude, ou calculadas através de espectros de energia.

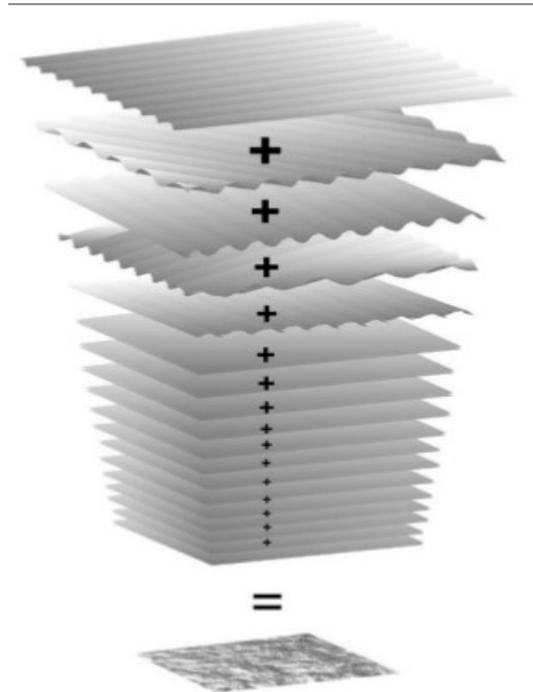


Figura 7: Ondas irregulares da superfície do oceano formadas pelo somatório de várias ondas monocromáticas com diferentes características. Fonte: PIERSON *et al.*, 1955 apud HOLTHUIJSEN, 2007.

Considerando um registro temporal com duração D , a elevação da superfície $\eta(t)$ para uma determinada localização espacial pode ser obtida através da seguinte expressão (HOLTHUIJSEN, 2007)

$$\eta(t) = \sum_{i=1}^N a_i \cos(2\pi f_i t + \alpha_i) . \quad \text{eq. 3}$$

Onde N corresponde a um grande número de frequências, a_i e α_i são a amplitude e a fase (variáveis randômicas), respectivamente, de cada frequência $f_i = i/D$ ($i = 1, 2, 3, \dots$); o intervalo de frequência é portanto $\delta f = 1/D$.

Com uma análise de Fourier, pode-se determinar os valores de amplitude e fase para cada frequência; assim, encontraria-se o espectro de fase e amplitude (figura 8) para cada registro (HOLTHUIJSEN, 2007).

Considerando que no caso de ondas não muito íngremes (fracamente não-lineares) a fase varie entre 0 e 2π , sem qualquer preferência por determinados valores (HOLTHUIJSEN, 2007), o espectro de fase será desconsiderado nesse trabalho.

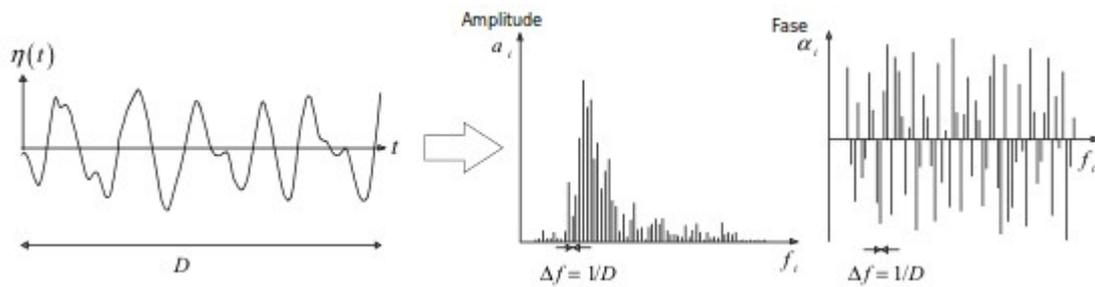


Figura 8: Série temporal da elevação da superfície e os correspondentes espectros de amplitude e fase.

Se fossem coletadas séries temporais de vários experimentos reproduzidos sob condições estatisticamente idênticas, esses registros, e consequentemente os respectivos espectros de amplitude, iriam ser diferentes uns dos outros (HOLTHUIJSEN, 2007); possivelmente devido às diferentes interferências ondulatórias que ocorreriam.

Para remover essa característica amostral do espectro, deve-se repetir o experimento M vezes e tomar a média sobre todos os experimentos, para encontrar o espectro da amplitude média (HOLTHUIJSEN, 2007)

$$\bar{a}_i = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M a_{i,m}, \text{ para todas as frequências } f_i. \quad \text{eq. 4}$$

Onde $a_{i,m}$ é o valor da amplitude no experimento de número M . Como o valor de \bar{a}_i converge para grandes valores de M , o problema de amostragem é contornado quando se realiza elevados números de coleta, ou repetição de uma experimento (HOLTHUIJSEN, 2007).

Contudo, de acordo com Holthuijsen (2007) é mais comum e estatisticamente relevante utilizar nos espectros não a amplitude, e sim a variância de cada componente harmônica (eq. 5), dado origem ao espectro da variância.

$$\frac{1}{2} \bar{a}^2 \quad \text{eq.5}$$

Esse espectro é discreto. Porém como todas as frequências estão presentes no oceano, se utiliza o espectro da densidade da variância (dividindo a variância por δf , e levando este à 0), que apresenta a vantagem de ser contínuo

$$E(f) = \lim_{\delta f \rightarrow 0} \frac{1}{\delta f} \frac{1}{2} a^2 \quad \text{eq.6}$$

Neste Trabalho a média (eq.5) é substituída pelo valor esperado $E\left(\frac{1}{2} a^2\right)$

O MODELO DE AMPLITUDE/FASE RANDÔMICAS

É um modelo básico de descrição do movimento da elevação da superfície ($\eta(t)$), onde essa é considerada como uma soma de grande número de ondas harmônicas, cada uma com uma amplitude e fase constantes escolhidas aleatoriamente para cada realização do registro temporal – eq. 3. - (HOLTHUIJSEN, 2007).

A amplitude e a fase, sendo variáveis randômicas, são completamente caracterizadas através de suas respectivas funções de densidade probabilísticas.

Neste modelo a fase em cada frequência f_i está uniformemente distribuída entre 0 e 2π (figura 9)

$$p(\alpha_i) = \frac{1}{2\pi}, \text{ para } 0 < \alpha_i < 2\pi \quad \text{eq. 7}$$

Enquanto isso, a amplitude a_i é em cada frequência distribuída na forma Rayleigh (com apenas o parâmetro μ_i variando entre cada frequência -figura 9- (HOLTHUIJSEN, 2007)

$$p(a_i) = \frac{\pi}{2} \frac{a_i}{\mu_i^2} \exp\left(-\frac{\pi a_i^2}{4\mu_i^2}\right) \quad \text{eq. 8}$$

para amplitudes positivas (figura 9)

Onde μ_i é o valor esperado de amplitude ($E(a_i)$)

A função que mostra a amplitude (ou valor esperado da amplitude) ao longo do eixo das frequências é chamado de espectro de amplitude [$E(a_i)$] (figura 9)

O modelo de amplitude/fase randômica é aplicado preferencialmente em águas profundas à intermediárias (HOLTHUIJSEN, 2007); já que em águas rasas a forte interação entre as componentes faz com que a separação dessas seja um processo não muito confiável.

Como esse modelo é uma somatória dos componentes das ondas em frequências

discretas

(f_i), e essas são na verdade contínuas no oceano real, aparece um novo espectro mais realístico para determinadas aplicações

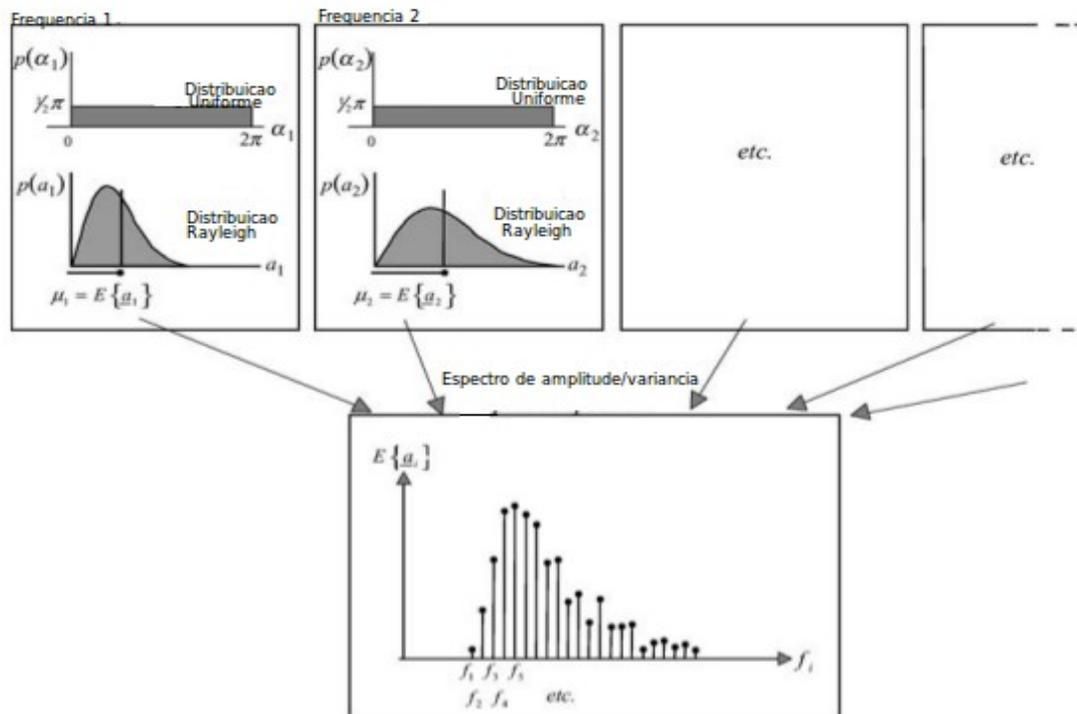


Figura 9: O modelo de amplitude/fase randômica: em cada frequência existe uma distribuição uniforme para a fase randômica e uma distribuição Rayleigh para a amplitude [caracterizada pelo valor esperado $E(a_i)$]. Painéis superiores: para uma série de frequências. Painel superior: o valor esperado da amplitude com uma função da frequência, ou seja o espectro de amplitude. Fonte: HOLTHUIJSEN, 2007.

O ESPECTRO DA DENSIDADE DE VARIÂNCIA

De acordo com (HOLTHUIJSEN, 2007) o espectro de amplitude fornece informação suficiente para descrever realisticamente a elevação da superfície como um processo Gaussiano, estacionário. Contudo, é mais relevante apresentar a

informação neste espectro de uma maneira diferente: através da variância $\{ E\left(\frac{1}{2} a_i^2\right) \}$. Ou seja, considerando o espectro da variância ao invés da amplitude.

Como os espectros de amplitude e variância são baseados em frequências discretas, e o oceano não seleciona tais frequências (apresenta uma gama muito maior, na verdade), o modelo de amplitude/fase randômica será modificado. Essa modificação é feita através da distribuição da variância $E\left(\frac{1}{2}a_1^2\right)$ sobre o intervalo de frequência δf_i na frequência f_i . (HOLTHUIJSEN, 2007).

Esse processo resulta no espectro de densidade da variância descontínuo (figura 10)

$$E(f_i) = \frac{1}{\delta f_i} E\left(\frac{1}{2}a^2\right), \text{ para todas as frequências.} \quad \text{eq. 9}$$

onde $E\left(\frac{1}{2}a^2\right)$ é a variância.

Esse espectro é definido para todas as frequências, mas ainda varia descontinuamente de um intervalo de frequência para o outro. Uma versão contínua, mais realística é dada pela equação eq. 6.

O espectro de densidade da variância dá, no sentido estatístico, uma descrição completa da elevação da superfície das ondas, desde que essa possa ser considerada como um processo Gaussiano, estacionário. Isto faz com que todas as características do campo de ondas possam ser expressas em termos desse espectro (figura 10) (HOLTHUIJSEN, 2007).

A unidade SI da densidade da frequência é m^2/Hz .

Fisicamente o espectro de densidade da variância é interpretado como sendo a distribuição da variância total da elevação da superfície sobre as frequências. Assim, devido à dificuldade de visualização desse conceito, multiplica-se esse espectro por ρg , obtendo, como consequência (apenas na teoria linear), o espectro da densidade da energia. A palavra densidade aparece pois a energia é por unidade de área da superfície horizontal do oceano (HOLTHUIJSEN, 2007).

O espectro da densidade da energia mostra como a energia da onda é distribuída entre as frequências, o que é muito mais fácil de visualizar (HOLTHUIJSEN, 2007).

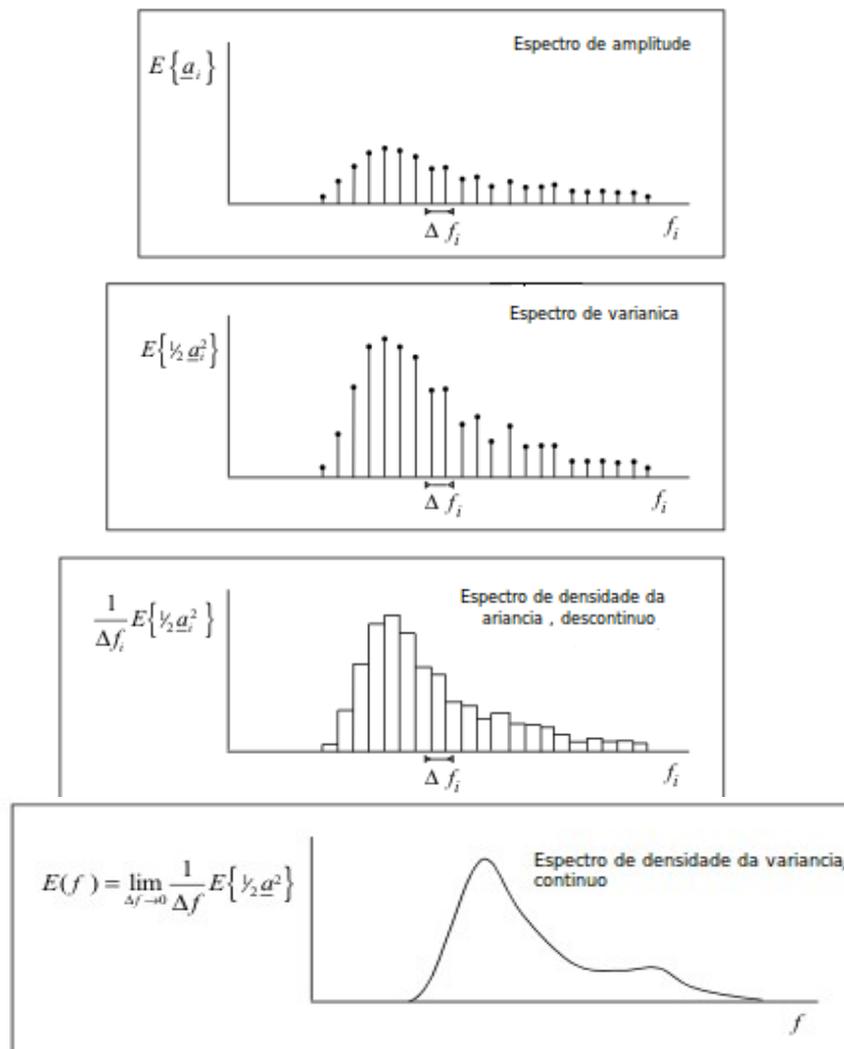


Figura 10: A transformação do espectro de amplitude discreto do modelo de amplitude/fase randômico para o espectro da densidade da variância contínuo.

Fonte: HOLTHUIJSEN, 2007.

RELAÇÃO ENTRE A FORMA DO ESPECTRO E A ONDA

Basicamente, a aparência geral das ondas pode ser inferida através da forma do espectro: mais curto o espectro, mais regular a onda. À partir dessa informação, é possível concluir que o espectro de uma onda harmônica é constituído apenas por uma frequência; ou seja, de acordo com Holthuijsen (2007) o espectro desta onda consiste-se em um função delta, infinitamente alta e fina (figura 11).

A variância distribuída sobre uma banda de frequência um pouco maior gera uma

onda harmônica de lenta modulação, já que as componentes envolvidas diferem apenas um pouco na frequência e portanto saem de fase vagarosamente; criando um campo de onda aproximadamente regular -espectro estreito- (figura 11) (HOLTHUIJSEN, 2007).

A distribuição da variância sobre um banda de frequência larga gera um campo de ondas caótico (ondas irregulares), já que as componentes no registro temporal mudam de fase uma em relação a outra rapidamente -espectro largo-(figura 11) (HOLTHUIJSEN, 2007).

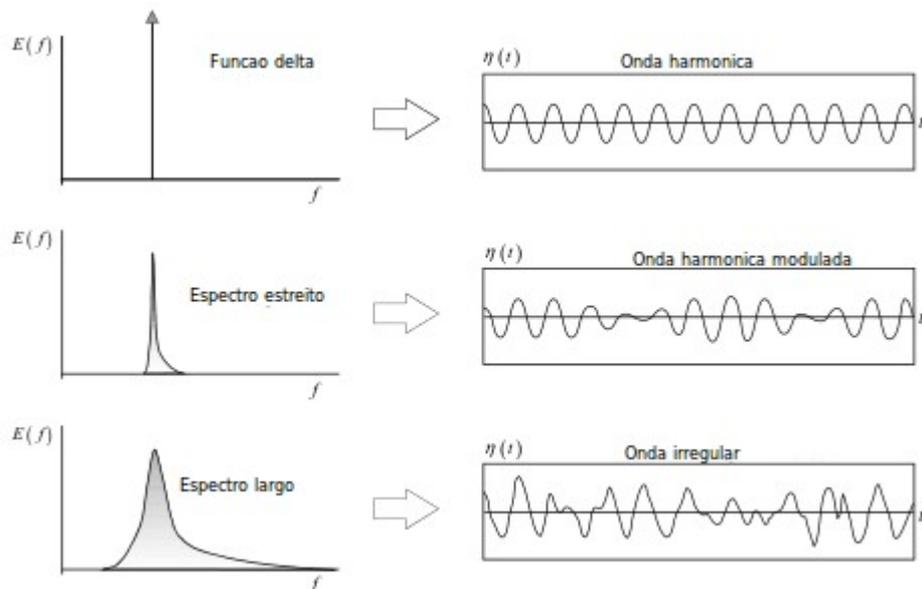


Figura 11: O caráter irre(regular) das ondas para três diferentes larguras do espectro (HOLTHUIJSEN, 2007).

O ESPECTRO DA FREQUÊNCIA-DIREÇÃO (OU ESPECTRO DIRECIONAL)

De acordo com Holthuijsen (2007) o espectro da densidade da variância 1D (tempo) descrito acima caracteriza a elevação da superfície Gaussiana como uma função do tempo (para um ponto espacial). Para descrever o movimento real, 3D, das ondas, a dimensão horizontal deve ser adicionada. Para este fim, expande-se o modelo de amplitude/fase randômica; esta expansão é feita considerando uma onda harmônica que se propaga no espaço $x - y$, na direção θ relativa ao eixo x positivo (se utiliza a frequência angular, ω , ao invés da frequência f)

$$\eta(x,y,t) = a \cos(\omega t - kx \cos\theta - ky \sin\theta + \alpha) \quad . \quad \text{eq. 10}$$

onde $k = 2\pi/L$ é o número de onda, $k_x = k \cos\theta$ a componente no eixo x , e $k_y = k \sin\theta$ a componente no eixo y (HOLTHUIJSEN, 2007).

Analogamente ao modelo de amplitude/fase randômica 1D, o correspondente em 3D (x,y,t ou k,θ,ω) é a soma de um grande número de ondas harmônicas propagantes (HOLTHUIJSEN, 2007)

$$\eta(x,y,t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=i}^M a_{i,j} \cos(\omega t - k_i x \cos\theta_j - k_i y \sin\theta_j + \alpha_{i,j}) \quad \text{eq. 11}$$

Contudo, como pela relação da dispersão ($\omega^2 = gk \tanh(kd)$) da teoria linear k e ω estão intrinsecamente relacionados, ou seja, cada número de onda corresponde à uma frequência angular, o espectro 3D é reduzido em uma dimensão (correspondente à k ou ω). Portanto cada componente de onda (eq.11) é descrito por dois índices i (k ou ω) e j (θ) (HOLTHUIJSEN, 2007). Neste trabalho o índice i corresponde à ω .

No modelo 2D, assim como no 1D, cada componente de onda individual apresenta amplitude $a_{i,j}$ (distribuída de forma Rayleigh) e fase $\alpha_{i,j}$ (distribuída de forma uniforme) aleatórias (HOLTHUIJSEN, 2007).

O espectro contínuo da densidade da variância 2D (ou espectro direcional), obtido através do espectro discreto da amplitude bidimensional (assim como para 1D) é, em termos de frequência (ou ω)

$$E(f, \theta) = \lim_{\delta f \rightarrow 0} \lim_{\delta \theta \rightarrow 0} \frac{1}{\delta f \delta \theta} E\left(\frac{1}{2} a^2\right) \quad \text{eq.12}$$

A unidade S.I. da função acima é $m^2/\text{Hz}/\text{radiano}(\text{graus})$.

O espectro $E(f,\theta)$, podendo também ser escrito $S(f,\theta)$, mostra como a variância de $\eta(x,y,t)$ (ou a energia) está distribuída sobre as frequências e direções (figura 12), assim como o espectro da frequência 1D mostra como a variância está distribuída sobre as frequências (HOLTHUIJSEN, 2007).

Um espectro de frequência $S(f)$, que não contém qualquer informação sobre

direção, pode ser obtido de um espectro 2D $S(f, \theta)$ através da remoção de toda informação direcional pela integração sobre todas as direções (HOLTHUIJSEN, 2007).

$$S(f) = \int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta \quad \text{eq. 13}$$

O mesmo também pode ser feito com a frequência.

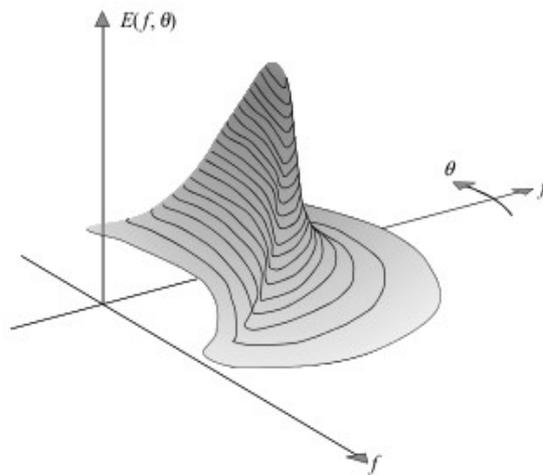


Figura 12. Espectro direcional, em coordenadas polares, das ondas geradas pelo vento (HOLTHUIJSEN, 2007).

O ESPECTRO NO MAR

Swell, gerado em alguma tempestade no oceano profundo, aproximando-se da costa passa a interagir com ondas geradas por ventos locais (*wind sea*). Assim, a partir do espectro das ondas resultantes dessa interação (1D ou 2D) é possível identificar esses dois sistemas de ondas: o *swell*, com características mais regulares e cristas bem longas (espectro mais estreito), e os *wind sea*, com características não-lineares (espectro mais largo) (figura 13).

O *swell* apresenta, geralmente, uma frequência muito menor que os *wind sea*, o que também ajuda na identificação desses sistemas no espectro

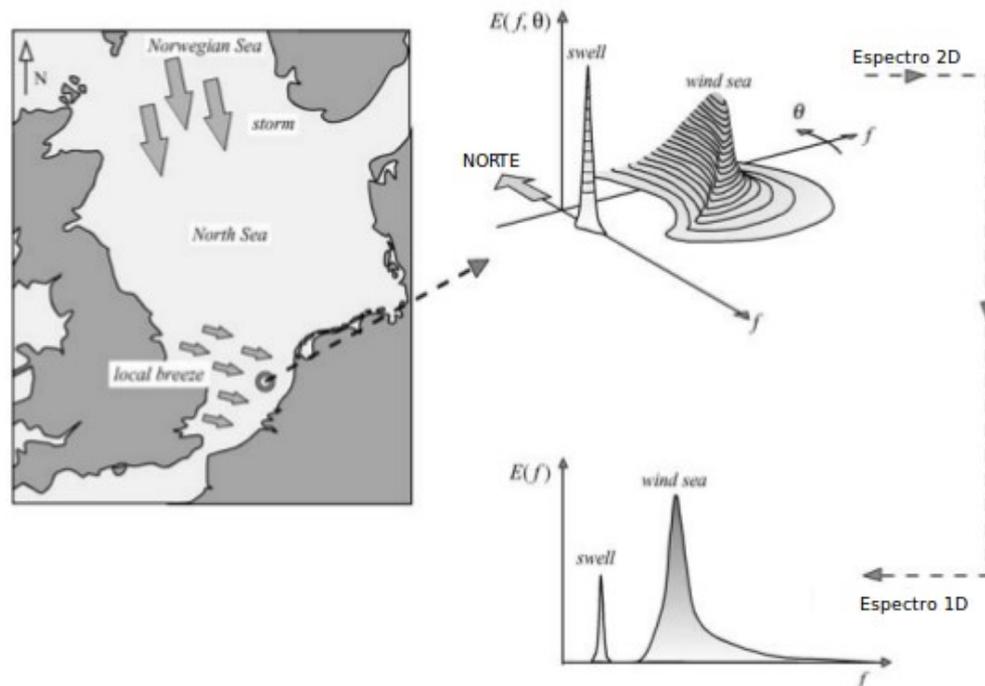


Figura 13: Interpretação de um espectro obtido no Mar do Norte, próximo à costa Holandesa. Nesse espectro é possível observar o *swell* de norte, na parte sul do eixo, e os *wind sea* provenientes de noroeste, na direita inferior (HOLTHUIJSEN, 2007).

AQUISIÇÃO DO ESPECTRO

Dentre as técnicas utilizadas para a aquisição de espectros uni-bi dimensionais, Holthuijsen (2007) cita a análise de registros, aplicando séries de Fourier, da elevação da superfície obtidos *in situ* ou através de técnicas de sensoriamento remoto, e a predição de espectros através de modelos computacionais que utilizam como dados de entrada de ventos, marés, e topografia de fundo.

Modelos espectrais operacionais de ondas sempre assumem ondas lineares e geram como dados de saída espectros bi-dimensionais (normalmente $S(f, \theta)$). Mais especificamente no caso dos espectros utilizados neste trabalho, estes serão obtidos de uma modelo que gera como dados de saída espectros 2D da densidade da energia, de unidade $J/m^2/Hz/grau$, em coordenadas retangulares.

Medidas *in situ* (com uma boia oceanográfica), tratadas como análises espectrais, podem gerar estimativas razoáveis de espectros (HOLTHUIJSEN, 2007).

ANÁLISE ESPECTRAL

Devido às características não-lineares das ondas encontradas no oceano real, onde o estado do mar é composto por ondas de diferentes direções, comprimentos, e períodos; segundo (MENDES, 2005), a análise estatística de uma série temporal da elevação da superfície consiste no primeiro passo da obtenção de informações úteis dos dados. Contudo, devido ao comportamento periódico das ondas, parâmetros estatísticos convencionais, como média e variância, por si sós, não se prestam a avaliar a variabilidade do sinal.

A análise espectral, ou análise no domínio da frequência, está baseada na chamada Série de Fourier, que consiste em uma teoria desenvolvida por Jean Baptiste Joseph Fourier (1768-1830) (MENDES, 2005)

Basicamente esta teoria está baseada na capacidade de se reconstruir uma série temporal através do somatório de funções seno e cosseno, como no caso abaixo, em que a série está definida no intervalo $[0, T]$.

$$y(t) = \bar{y}(t) + \sum_p \left[A_p \cos(w_p t) + B_p \text{sen}(w_p t) \right], \quad \text{eq.14}$$

onde $\bar{y}(t)$ é o valor médio do registro, A_p e B_p os coeficientes de Fourier e a frequência angular w_p são números inteiros ($p = 1, 2, \text{etc.}$) múltiplos da frequência fundamental $w = 2\pi * f = 2\pi / T$, sendo T é o tamanho da série temporal (MENDES, 2005).

De acordo com Mendes (2005) o conceito central das técnicas de análise espectral está no fato de que a contribuição relativa de uma componente de determinada frequência à variância total da série é uma medida da importância dessa componente particular no sinal observado.

Como, de acordo com Holthuijsen (2007), na teoria linear a variância de um registro está associada à energia das ondas (o espectro de densidade energia é o espectro de densidade de variância multiplicado por $\vec{g}\rho$), o conjunto de coeficientes de

Fourier permite a construção de um periodograma, o qual define a contribuição de cada componente periódica na energia total.

A curva descrita por este periodograma, chamada da Função de Densidade Espectral (FDS), Espectro de densidade da variância (ou da energia) ou simplesmente espectro (figura 11), descreve, portanto, o estado de mar através da magnitude da variância em função da frequência das oscilações

A energia média \bar{E} de uma série, por sua vez, corresponde a área sobre a FDS, representada por $E(f)$, multiplicada por $\bar{g}\rho$, conforme a expressão

$$\bar{E} = \bar{g}\rho \int_0^{\infty} E(f) df \quad \text{eq. 15}$$

Segundo Mendes (2005) espectros de estados do mar reais comumente apresentam um valor máximo, o pico principal, e um ou mais valores máximos relativos, os picos secundários, indicando as frequências dominantes em termos do conteúdo energético. Contudo, tal informação não pode ser interpretada sob o ponto de vista da ocorrência relativa, o que somente pode ser feita através da análise no domínio da probabilidade (MENDES, 2005).

O FDS pode ser encontrado por dois métodos, o direto e o indireto, sendo o primeiro o mais difundido pela comunidade científica (MENDES, 2005). Este consiste na construção do periodograma pela obtenção dos componentes de frequência diretamente pela Transformada de Fourier da série temporal $\eta(t)$, sendo muito utilizado o algoritmo da Transformada Rápida de Fourier (FFT) de COOLEY & TUKEY (1965)

Como o espectro da energia 1D desconsidera a direção na superposição das componentes, e a consideração desta é extremamente importante na reconstituição da superfície do mar e no cálculo de cargas dinâmicas sobre estruturas (espectros de energia 1D podem gerar superestimação de alguns resultados), aparece um outro espectro, conhecido como espectro direcional ou função de densidade espectral direcional $E(f,\theta)$; esse espectro apresenta uma descrição mais completa e acurada da distribuição da energia de ondas de gravidade em função das frequências de oscilação e direção de propagação (MENDES, 2005).

A energia média total é dada pela expressão

$$\bar{E} = \rho \vec{g} \sum_{\delta f} \sum_{\delta \theta} \frac{1}{2} a_j = \rho \vec{g} \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} E(f, \theta) df d\theta \quad \text{eq. 16}$$

O método convencional para a obtenção $E(f, \theta)$ é, segundo Borgman (1969 apud MENDES, 2005), através do produto do espectro 1D de energia $E(f)$ com a Função de Dispersão Direcional $D(f, \theta)$

$$E(f, \theta) = S(f) D(f, \theta) \quad \text{eq.17}$$

ESPECTRO DE JONSWAP

O espectro de JONSWAP inclui a velocidade do vento como um parâmetro para a previsão de ondas. Originalmente o espectro de JONSWAP corresponde à um espectro da densidade de energia no domínio da frequência (LIU, 1985)

$$S(f) = \alpha \frac{g^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{f^5} \exp\left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right] \gamma^{\exp[-(f-f_m)^2/2(\sigma f_m)^2]} \quad , \text{ onde} \quad \text{eq.18}$$

onde $\gamma = 3,3$, em média

$$\alpha = 0,076 \bar{F}^{-0,22}$$

$$\sigma = \sigma_a = 0,07 \text{ para } f \leq f_m$$

ou

$$\sigma = \sigma_b = 0,09 \text{ para } f \leq f_m$$

$f_m = 3,5(g/\bar{U})\bar{F}^{-0,33}$; \bar{F} = pista adimensional = gF/\bar{U}^2 ; F = comprimento da pista; \bar{U} = velocidade média do vento a 10 m de altura; α e f_m são parâmetros de escala do espectro de ondas; γ é o parâmetro de picosidade.

FUNÇÃO DE ESPALHAMENTO DIRECIONAL

A Função de Dispersão Direcional, $D(\theta, f)$ (ou $G(\theta, f)$), também conhecida como espalhamento direcional, representa a distribuição da densidade da energia sobre as direções, para uma determinada frequência (HOLTHUIJSEN, 2007). Essa função é adimensional, porém com unidade $1/\text{ângulo}$ (GODA, 2000). Contudo, para aplicações práticas é conveniente não considerar a frequência no cálculo da dispersão direcional, ou seja $D(\theta, f)$ passa a ser $D(\theta)$ (HOLTHUIJSEN, 2007).

Quando não é possível a medição direta de espectros direcionais, a obtenção deste pela multiplicação entre o espectro de frequência e a função de espalhamento direcional compreende um bom modelo (PETTWAY, 1985).

Existem diversas formulações de $D(\theta)$, podendo esta ser obtida através de métodos paramétricos e não-paramétricos. Enquanto os primeiros correspondem a modelos ou formas funcionais da dispersão direcional, os métodos não-paramétricos baseiam-se na reconstrução da distribuição de energia a partir de dados medidos (MENDES, 2005).

Neste trabalho a dispersão direcional foi modelada utilizando a função de dispersão direcional normal (*wrapped normal directional spreading function*) de Borgman (1984), dada por

$$D(\theta) = \frac{1}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^j \exp\left[-\frac{(j\sigma_m)^2}{2}\right] \cos j(\theta - \theta_m) \quad , \quad \text{eq.19}$$

onde θ_m = direção média das ondas, j =número de termos da série, e σ_m = um parâmetro que determina a largura do espalhamento direcional.

5.3.3 Teoria de Boussinesq

Equações Clássicas de Boussinesq

Primeiramente deve-se esclarecer a diferença existente entre as expressões equações de Boussinesq e as equações tipo Boussinesq. Enquanto a primeira representa as equações originais derivadas por Boussinesq, a segunda corresponde às equações derivadas à partir das mesmas técnicas utilizadas por esse autor;

porém, normalmente acrescentando novos termos às equações originais, com o intuito de capturar os fenômenos não simulados por essas.

O sistema de equações mais simples que captura tanto os efeitos não-lineares quanto dispersivos são as equações de Boussinesq e do tipo Boussinesq.

Vários métodos de se derivar o sistema de equações tipo Boussinesq, à partir das equações originais de Peregrine (1967), tem sido discutidas na literatura (WALKLEY, 1999). Apesar de ter derivado suas equações à partir das originais de Boussinesq, as equações de Peregrine (1967) são conhecidas como as equações clássicas do tipo-Boussinesq. Sendo essas, e não as originais, a base para as derivações modernas, conhecidas como equações estendidas do tipo Boussinesq.

O princípio por trás das formulações de Boussinesq é a incorporação da pressão não hidrostática, eliminando a coordenada vertical; gerando, assim, uma diminuição no esforço computacional que existiria com uma solução 3D (FUHRMAN, 2004). Esse princípio, obviamente, foi primeiro apresentado por Boussinesq (1872, apud FUHRMAN, 2004), em suas equações originais.

Boussinesq (1872, apud FUHRMAN, 2004) derivou suas equações sob a consideração de que a velocidade vertical aumenta polinomialmente (linearmente no seu caso) do fundo até a superfície livre. Este tipo de aproximação leva inevitavelmente à algum tipo de limitação da profundidade nas propriedades não-lineares e dispersivas. Assim, as equações de Boussinesq estão convenientemente associadas às regiões de águas rasas (FUHRMAN, 2004). Porém, atualmente, com as equações estendidas de Boussinesq, as limitações de águas rasas e fracamente não-lineares foram em partes removidas (FUHRMAN, 2004).

A teoria de ondas de Boussinesq representa uma aproximação de águas rasas para o problema de ondas aquáticas completamente não-lineares e dispersiva, sendo que as equações incorporam um balanço entre os termos não-lineares e dispersivos de menor ordem (BOUSSINESQ, 1872, apud FUHRMAN, 2004).

A utilização original das equações de Boussinesq (1872, apud FUHRMAN, 2004) se concentra na propagação de ondas solitárias fracamente não-lineares. Porém, no final dos anos 1970, a utilização dessas equações começou a se popularizar na engenharia costeira, sendo o seu foco direcionado em direção às ondas irregulares e cnoidais regulares (FUHRMAN, 2004)

Boussinesq (1872, apud PEGO & WEINSTEIN, 1997) foi o primeiro a explicar a existência da onda solitária de Scott Russel matematicamente, aplicando uma variedade de equações equivalentes assintoticamente para descrever ondas aquáticas longas de pequena amplitude (PEGO & WEINSTEIN, 1997)

À partir das equações de Euler para um escoamento 2D, invíscido e irrotacional abaixo de uma superfície livre, Boussinesq introduziu aproximações apropriadas para ondas longas de pequena amplitude/fracamente não-lineares (PEGO & WEINSTEIN, 1997)

As equações foram expandidas na potência de ε , negligenciando os termos de elevada ordem. O ε é um parâmetro diretamente proporcional à amplitude, ou seja, também de pequena magnitude (PEGO & WEINSTEIN, 1997).

O resultado desse procedimento é um sistema de equações que governam a evolução temporal das variáveis, que é a elevação da superfície livre e velocidade horizontal, sobre um fundo de profundidade uniforme

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h + \eta) u_b] = \frac{1}{6} h^3 \frac{\partial^3 u_b}{\partial x^3} \quad \text{eq.20}$$

$$\frac{\partial u_b}{\partial t} + u_b \frac{\partial u_b}{\partial x} + \bar{g} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{2} h^2 \frac{\partial^3 u_b}{\partial t \partial x^2} \quad \text{eq.21}$$

onde u_b corresponde à velocidade horizontal no fundo.

Na superfície livre $z = \eta(x, t)$, a condição de contorno cinemática é (WALKLEY, 1999)

$$w - u \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad \text{eq.22}$$

Em relação à condição de contorno superficial dinâmica, assume-se que não existem tensões sendo aplicadas na superfície livre (WALKLEY, 1999), $p = 0$.

No fundo, a condição de contorno é dada por (WALKLEY, 1999)

$$w + u \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad \text{eq.23}$$

Peregrine (1967) derivou um conjunto de equações tipo Boussinesq 1D, à partir das

equações originais de Boussinesq, sendo estas a base de muitos trabalhos modernos. Contudo, esse sistema de equações é limitado à águas extremamente rasas; em águas profundas, as características dispersivas linearizadas divergem rapidamente dos valores reais (WALKLEY, 1999).

O sistema de equações tipo Boussinesq 2D de Peregrine (1967), modificado para 2D por Walkley (1999), para a descrição de ondas aquáticas não-lineares de pequena amplitude sobre um fundo de profundidade variável é dado a seguir

$$\frac{\partial \bar{\vec{u}}}{\partial t} + (\bar{\vec{u}} \cdot \nabla) \bar{\vec{u}} + \vec{g} \nabla \eta + \frac{h^2}{6} \nabla (\nabla \cdot \frac{\partial \bar{\vec{u}}}{\partial t}) - \frac{h}{2} \nabla (\nabla \cdot (h \frac{\partial \bar{\vec{u}}}{\partial t})) = 0 \quad \text{eq.24}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot ((h + \eta) \bar{\vec{u}}) = 0 \quad , \quad \text{eq.25}$$

onde $\bar{\vec{u}}(x, y, t)$ corresponde ao campo de velocidade 2D médio ao longo da profundidade.

As equações acima, em comparação às de Euler ou Navier-Stokes, apresentam termos de terceira ordem que misturam as dimensões espacial e temporal (WALKLEY, 2004). Na Equação do Momento, eq. 24, esses termos estão presentes na terceira e quarta posições, da esquerda para a direita.

As equações de Peregrine (1967) foram derivadas à partir das seguintes considerações: a relação entre a amplitude e a profundidade é pequena, e esta é pequena comparada com o comprimento da onda.

Assim como nas equações originais, as de Peregrine (1967) são apenas fracamente não-lineares e dispersivas, sendo esta proporcional ao parâmetro ϵ .

EQUAÇÕES ESTENDIDAS DE BOUSSINESQ

As equações estendidas de Boussinesq são equações derivadas principalmente à partir das de Peregrine (1967), utilizando os métodos de Boussinesq, sendo estas desenvolvidas com o intuito de se ampliar a aplicação dos modelos para simular fenômenos extremamente não-lineares e dispersivos.

Vários autores derivaram novos sistemas de equações tipo Boussinesq, sendo

alguns desses apresentados aqui.

Madsen *et al.* (1996) melhorou as características dispersivas das equações de Peregrine adicionando termos dispersivos extras na equação do Momento (eq. 24).

Nwogu (1993) derivou um sistema de equações estendidas de Boussinesq à partir das equações de Navier-Stokes, através da consideração da velocidade em um profundidade de referência como uma das variáveis dependentes. A profundidade de referência é utilizada como uma parâmetro livre de otimização das características dispersivas das equações (WALKLEY, 1999).

As equações da quantidade de movimento e da continuidade de Nwogu (1993), derivadas à partir das de Peregrine (1967), são dadas à seguir, respectivamente (WALKLEY, 1999)

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{g} \nabla \eta + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + A_1 h^2 \nabla (\nabla \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}) + A_2 h \nabla (\nabla \cdot (h \frac{\partial \vec{u}}{\partial t})) = 0 \quad \text{eq. 26}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot ((h + \eta) \vec{u}) + \nabla \cdot (B_1 h^3 \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) + B_2 h^2 \nabla (\nabla \cdot (h \vec{u}))) = 0 \quad \text{eq. 27}$$

Onde o vetor velocidade $\vec{u}(x, y, t) = (u, v)$ representa o campo de velocidade 2D na profundidade de referência $z = \alpha h$.

Comparando as equações acima com as de Peregrine (1967) é possível observar a inclusão dos termos dispersivos. Na Equação da Continuidade, os termos dispersivos são o terceiro e o quarto da esquerda da direita.

A equação da continuidade de Nwogu (1993), em comparação às de Euler ou Navier-Stokes, apresenta derivada espacial de terceira ordem. Essa derivada está presente no terceiro termo, da esquerda para a direita, da equação da quantidade de movimento.

As equações estendidas de Boussinesq descritas acima tem todas o principal foco de melhorar as características dispersivas das equações básicas. Assim, as equações continuam a ser fracamente não-lineares, e portanto podem ser aplicadas a simulações onde a relação entre a amplitude e a profundidade é pequena.

Outros autores derivaram novas equações com o intuito de simularem ondas em ambientes extremamente não-lineares, gerando assim as equações completamente

não-lineares e dispersivas. Com exemplo são as equações de Wei et al. (1995), já previamente apresentada.

Nos novos conjuntos de equações, além da inclusão dos termos relacionados à dispersão e não-linearidade, outros termos foram adicionados com o objetivo de incluir novos fenômenos às simulações. Chen *et al.* (2000), por exemplo, incorporou um termo de segunda ordem (eq. 28) da vorticidade vertical às equações de Wei et al. (1995), sendo esse capaz de simular vórtices no plano horizontal gerados após a quebra da onda na zona de surf (Kirby *et al.*, 2003).

$$\vec{V}_3 = (V_3^x, V_3^y) = \Omega_1 \times \vec{u}_\alpha \quad \text{eq.28}$$

6. METODOLOGIA

6.1 ASPECTOS GERAIS

Foram realizadas simulações com o modelo computacional FUNWAVE 2.0, utilizando-se, como dados de entrada, espectros de energia (variância), provenientes do modelo de ondas SWAN, espalhamento direcional calculado a partir da formulação de Borgman (1984) e batimetria da região litorânea adjacente ao porto da praia mole.

Para execução do FUNWAVE 2.0, o modelo SWAN foi modificado para gerar espectros 1D, ou seja variância em relação à frequência.

À partir da batimetria é gerada, pelo próprio modelo, uma malha estruturada retangular.

Nas simulações foram utilizadas as equações completamente não-lineares de Wei *et al.* (1995), previamente apresentadas.

6.2 EXECUÇÃO DO MODELO SWAN

O modelo SWAN foi executado no modo climatológico, ou seja, para reconstituição de estados do mar, sendo o espectro de ondas no limite offshore do domínio obtido da solução do modelo espectral NOAA WAVEWATCH III (WW3). O acoplamento entre o SWAN e o WW3 ocorreu através da utilização de grades aninhadas.

Foram simulados 18 dias, se 1º à 18º de agosto de 2008. Os 15 primeiros dias são utilizados para um pré-aquecimento do modelo, sendo utilizado neste projeto o 18º dia.

Estes dias foram escolhidos pela ausência de frentes frias.

Como dados de saída o SWAN gera figuras e tabelas com altura significativa, período e direção, e arquivos de espectros. Estes últimos podem ser gerados no modo 1D ou 2D com a dimensão em variância (m^2) ou em energia (joule). Devido ao formato de entrada do FUNWAVE, foi escolhido como saída espectro de frequência (1D) com a dimensão ($m^2 * s$).

Na grade computacional da Baía do Espírito Santo foi colocado um ponto de coleta de dados, de onde provém os espectros utilizados na execução do FUNWAVE 2.0. A localização desse ponto foi obtida com o intuito de se coincidir com a localização do gerador de ondas do FUNWAVE 2.0.

6.3 UTILIZAÇÃO DOS DADOS DE ESPECTROS NO FUNWAVE 2.0

De acordo com a fórmula eq.17 o espectro direcional (2D) pode ser obtido pela multiplicação entre o espectro 1D e o espalhamento direcional. Devido a impossibilidade de execução do modelo FUNWAVE com o espectro direcional diretamente, este é entrado no modelo considerando o estabelecido pela eq.17. A geração das séries de elevação das ondas a partir do espectro é feita através do método da função geradora de Wei *et al.* (1999), detalhado adiante.

Enquanto o espectros de frequência 1D foram obtidos do SWAN, o espalhamento direcional foi obtido pela formulação de Borgman (1984, figura 14).

ESPALHAMENTO DIRECIONAL

Testes realizados indicam que a escolha do espalhamento direcional é de crucial importância para uma simulação mais realística em uma região de estudo específica. Seguindo a metodologia de Chawla *et al.* (1998) foram realizadas simulações com o espalhamento obtido a partir da formulação analítica de Borgman (1984). Chawla *et al.* (1998) utilizaram dois valores do parâmetro σ_m (em graus). Para um espalhamento direcional largo (figura 15) o parâmetro apresentou o valor

de 20° , associado à um estado de mar não desenvolvido (*ondas seas*); e para um espalhamento direcional estreito o parâmetro apresentou o valor de 5° (figura 15), associado à um estado do mar desenvolvido (*swell* inicial).

Foram realizadas simulações com esse estes parâmetros com o intuito de se verificar qual é o mais indicado para a região de estudo.

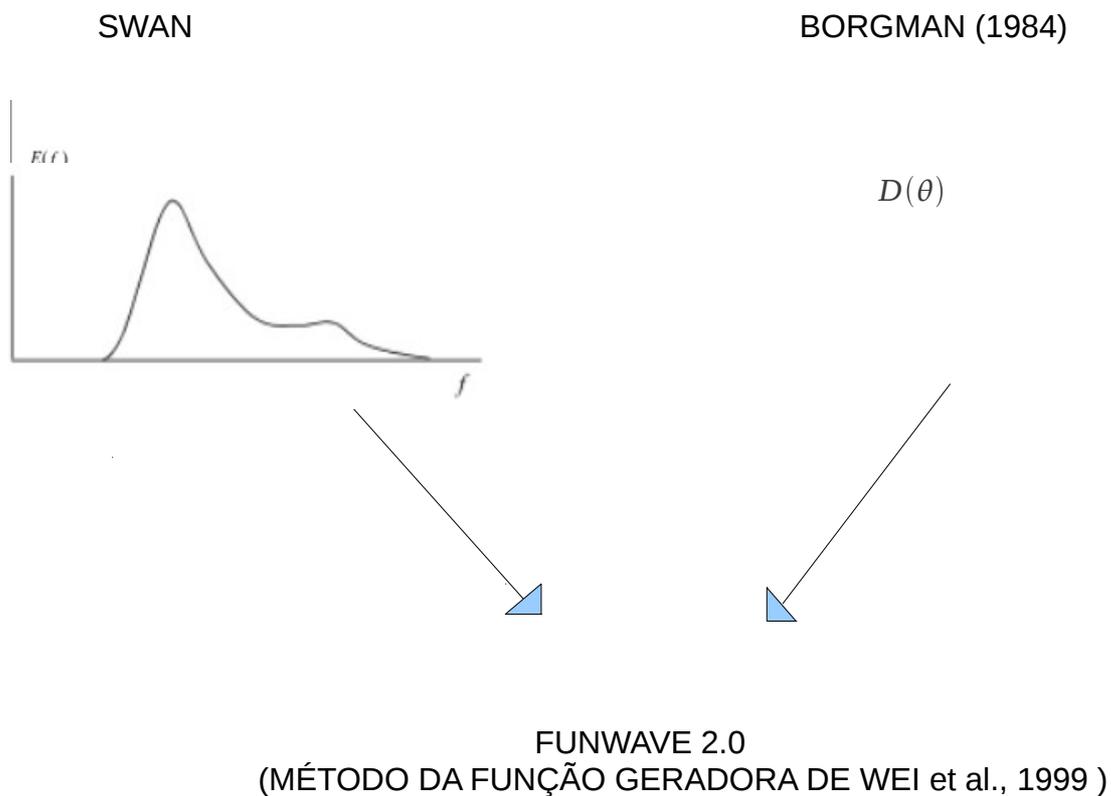


Figura 14: Esquema da metodologia de entrada do espectro direcional no modelo FUNWAVE 2.0.

6.4 ENTRADA DE DADOS NO FUNWAVE 2.0

6.4.1 Espectros

Todos os dados de entrada do FUNWAVE 2.0 estão escritos em arquivos com extensão *.dat*, sendo focado nesta seção os arquivos de crucial importância para a realização deste projeto, os de entrada dos espectros 1D.

Nas simulações de ondas irregulares por espectros, a entrada desses será feita diretamente através dos arquivos de entrada do FUNWAVE 2.0.

No FUNWAVE 2.0 a entrada dos espectros é ativada pelo arquivo `funwave2d.dat`, previamente discutido, sendo necessário especificar neste a quantidade de componentes harmônicas para cada espectro unidimensional, o de frequência e o de direção.

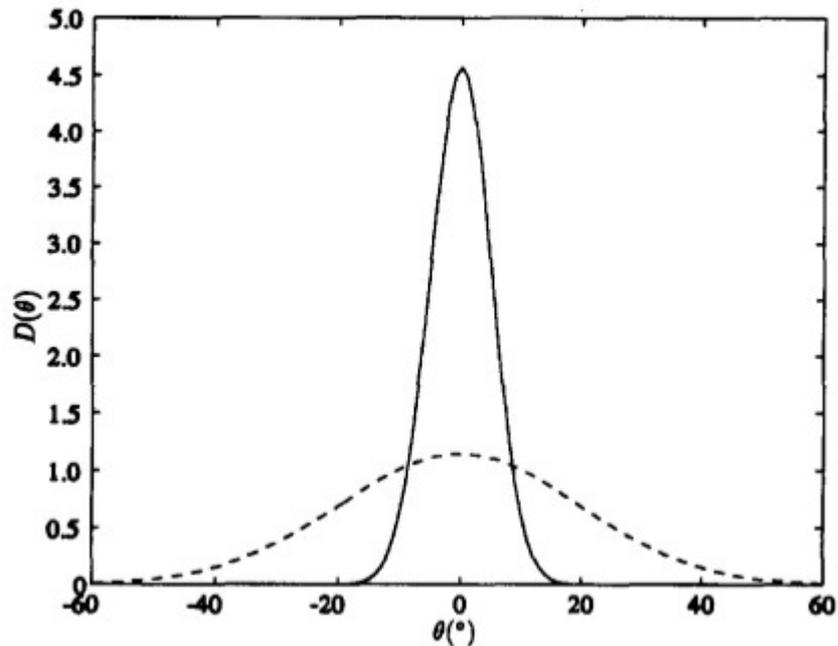


Figura 15: Distribuições direcionais utilizadas nas simulações com espectros direcionais. Linha contínua: espalhamento estreito; linha tracejada: espalhamento largo. Fonte: Chawla *et al.* (1998).

A entrada da informação dos espectros é colocada nos arquivos de entrada `directspect.dat` e `freqspect.dat`. Esses arquivos correspondem a matrizes de 3 colunas, em que cada linha representa uma componente harmônica.

Em relação ao espectro de frequência, a informação espectral é lida através do arquivo `frespect.dat` da seguinte maneira: na primeira coluna é colocada a frequência angular (ω), na segunda o intervalo de frequência angular entre as componentes, e na terceira a função espectral da densidade da energia (em $m^2 * s$). Essa descrição também se aplica ao espalhamento direcional, chamado no modelo FUNWAVE 2.0 de espectro direcional (arquivo `directspect.dat`).

6.4.2 Domínio

O domínio de simulação do FUNWAVE compreende a praia localizada entre o Terminal de Barcaças da AMT e o Porto de Tubarão (figura 16). O ponto marrom próximo ao limite leste do domínio corresponde ao local de coleta de espectros no domínio do SWAN. A coordenada horizontal da linha geradora corresponde à mesma coordenada do ponto de coleta do espectro.

6.4.3 Batimetria

A batimetria, figura 17, foi obtida através da digitalização de cartas náuticas disponíveis gratuitamente no site do DHN (DIRETORIA DE HIDROGRAFIA E NAVEGAÇÃO). Nesta batimetria é possível observar uma grande complexidade devida a presença de formações rochosas, sendo importante ressaltar um terraço de rochas (delimitado por um quadrado na figura 17) extremamente importante no processo de dissipação da energia das ondas.

O ponto branco em torno da latitude 7.7525 UTM e longitude 3.716 UTM corresponde a uma parte emersa da formação rochosa.

6.4.4 Grade

A grade computacional utilizada é do tipo estruturada, apresentando 650 pontos longitudinalmente e 320 latitudinalmente, com espaçamento de 10 metros. Esta foi girada, em relação a uma linha latitudinal, 1.6 grau no sentido horário, seguindo a metodologia de Chawla *et al.* (1998). Esse valor corresponde ao ângulo médio de entrada de ondas.

6.4.5 Estações de coleta de séries temporais

Séries temporais de elevação foram geradas em estações espaciais localizadas em diversos pontos do domínio (Figura 18).

6.4.6 Tempo de simulação

Foram simulados 9001 passos de tempo de 0.1 s. Ou seja, as simulações tiveram duração de 15 minutos.

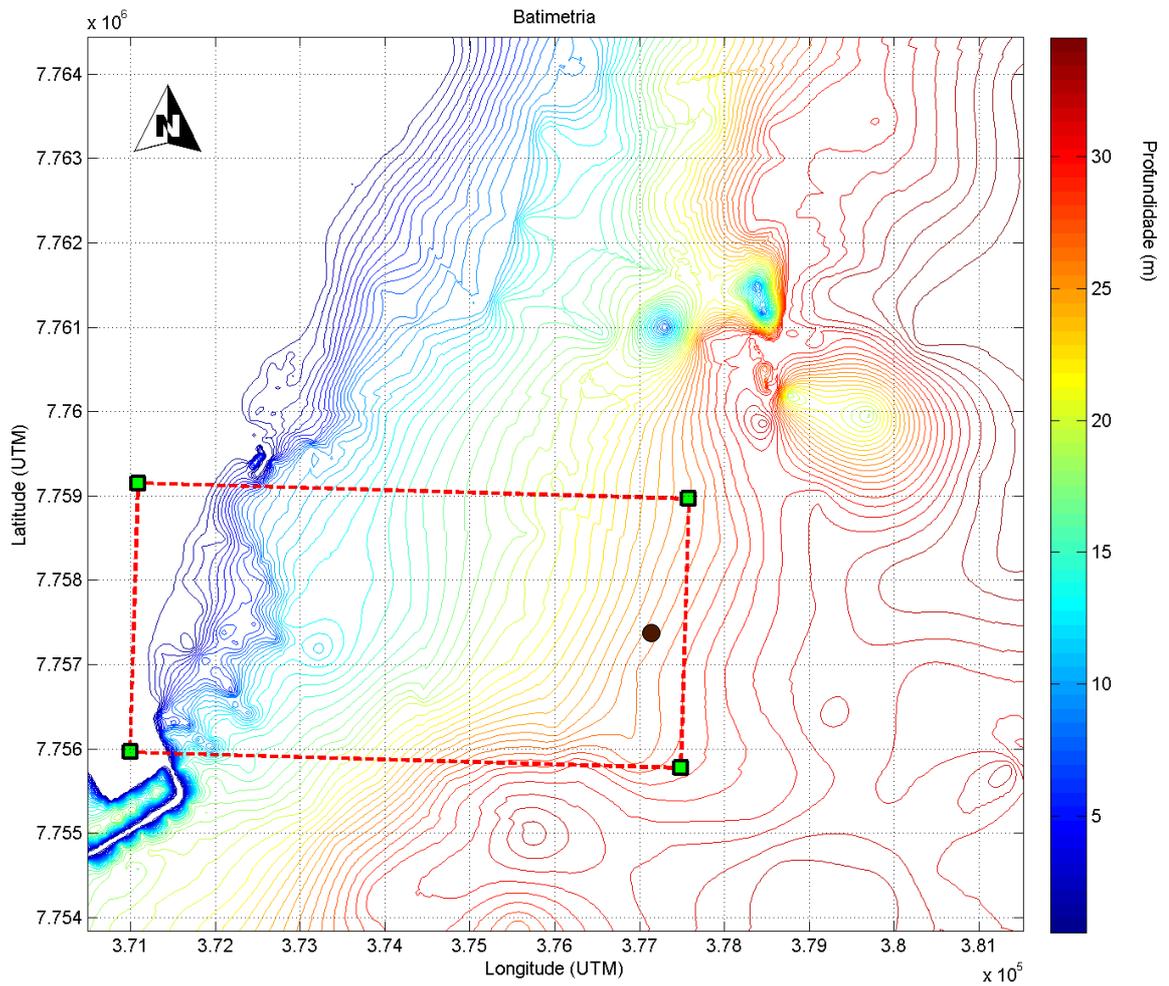


Figura 16: Domínio computacional das simulações

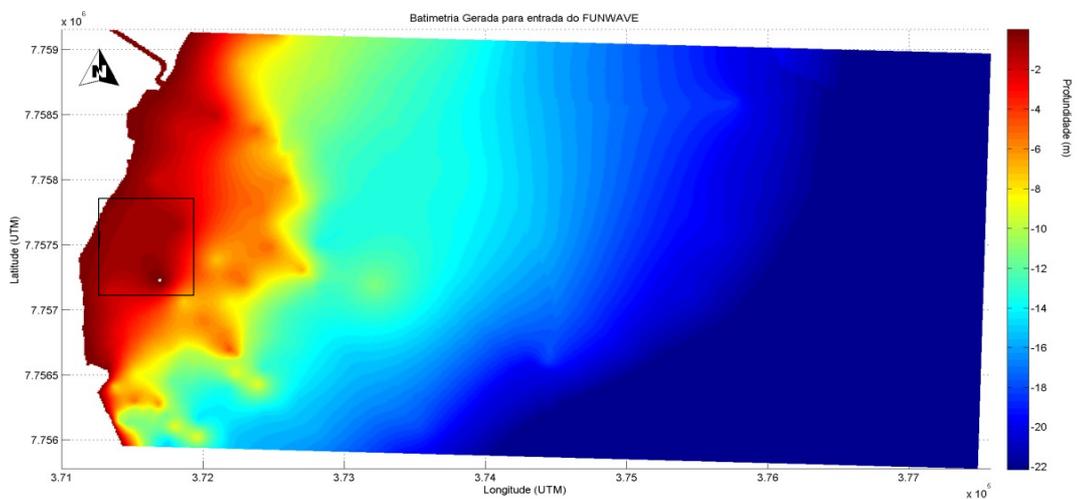


Figura 17: Batimetria gerada para entrada no modelo FUNWAVE. O quadrado está

delimitando a região do terraço de rochas.

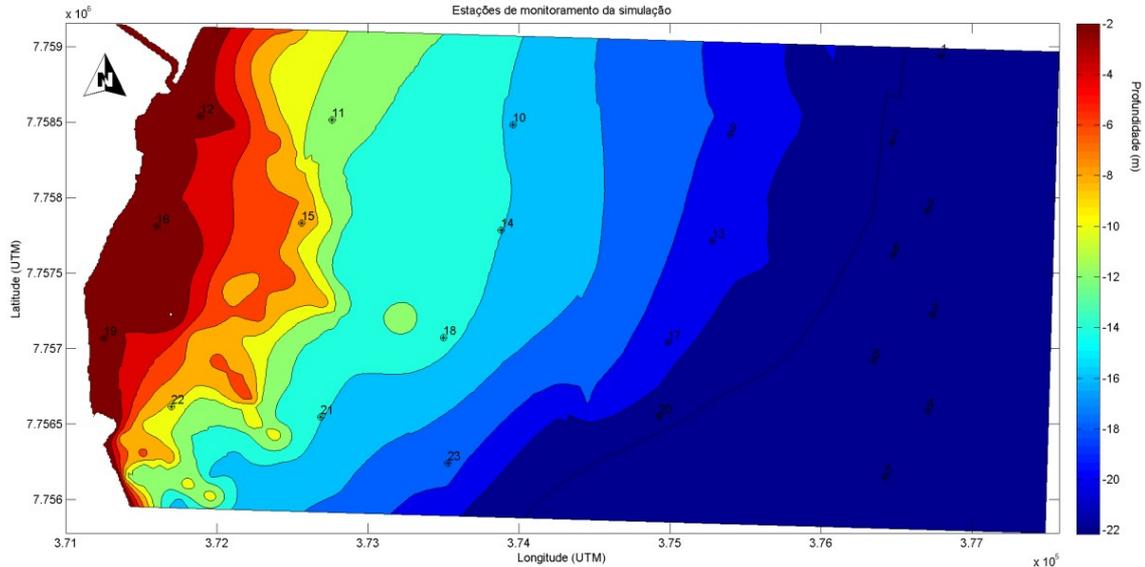


Figura 18: Localização das estações de coleta de dados.

6.5 GERAÇÃO DE ONDAS NO FUNWAVE 2.0 A PARTIR DE ESPECTROS

Para realizar a geração de ondas o FUNWAVE 2.0 utiliza a série temporal da função geradora $f(y,t)$, ao longo da linha geradora (y). Esta pode ser obtida dos espectros através de dois métodos (Wei *et al.* 1999).

O primeiro método consiste na utilização do método FFT 2D. Dado o espectro 2D (incluindo o espectro de frequência e o espectro direcional), a amplitude da elevação da superfície $(\eta_0)_{i,j}$ correspondente à frequência ω_i e à direção direcional θ_j é primeiro obtida. Assim obtém-se a correspondente amplitude da função geradora $D_{i,j}$ para cada componente através da seguinte equação (WEI *et al.*, 1999)

$$D = \frac{2\eta_0(\omega^2 - \alpha_1 \vec{g} k^4 h^3) \cos \theta}{\omega I_1 k (1 - \alpha (kh)^2)} \quad \text{eq. 29}$$

Adicionando a fase randômica para cada componente gera-se o coeficiente de Fourier complexo para a função geradora $F(y,t)$. Aplicando o IFFT, inverso do FFT, aos coeficientes de Fourier complexos obtém-se as séries temporais da

$F(y, t)$ através da equação (WEI *et al.*, 1999)

$$F(y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int D(\lambda, \omega) \exp(i(\lambda y - \omega t)) d\omega d\lambda . \quad \text{eq. 30}$$

O segundo método é uma computação direta. Dividindo-se o espectro 2D em N componentes no domínio da frequência e M componentes no domínio da direção, primeiro obtém-se $(\eta_0)_{i,j}$. O correspondente $D_{i,j}$ é obtido através da eq. 29, e o $F(y, t)$ através da seguinte equação (WEI *et al.*, 1999)

$$F(x, y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M D_{i,j} \cos(\omega_i t - K_i \cos(\theta_j) y + \xi_{i,j}) , \quad \text{eq. 31}$$

onde $\xi_{[i,j]}$ é a fase randômica com valor entre 0 e 2π .

6.6 CONDIÇÕES DE CONTORNO E INICIAIS DO FUNWAVE 2.0

6.6.1 Condições de contorno

O FUNWAVE é um modelo baseado em diferentes derivações das equações de Boussinesq, ou seja cabe ao pesquisador escolher o conjunto de equações para seu determinado projeto. Com isso as condições de contorno irão diferenciar entre os diferentes tipos de equações utilizadas.

Como a equação primária a ser utilizada será a derivada por Wei *et al.* (1995), as condições de contorno serão em relação à essas equações originais (sem as modificações dos autores de modelo).

A condição de contorno do fundo é (KIRBY *et al.*, 2003).

$$\phi_z + \mu^2 \nabla h \cdot \nabla \phi = 0 , \quad \text{eq. 32}$$

para $z = -h$

À partir dessa condição é possível que na presença de declividade aparece a componente da velocidade vertical ($\phi_z = w$).

A condição de contorno cinemática da superfície livre é (KIRBY *et al.*, 2003)

$$\eta_t + \delta \nabla \phi \cdot \nabla \eta - \frac{1}{\mu^2} \phi_z = 0 , \quad \text{eq. 33}$$

A condição de contorno dinâmica da superfície livre é

$$\eta + \phi_t + \frac{1}{2} \delta \left[(\nabla \phi)^2 + \frac{1}{\mu^2} (\phi_z)^2 \right] = 0 \quad \text{eq. 34}$$

Em relação às condições laterais, as ondas são geradas dentro do domínio pela técnica da função geradora, podendo estas interagir, lateralmente, com paredes totalmente refletoras ou camadas esponjas absorventes de energia (KIRBY *et al.*, 1998).

Neste trabalho, uma das condições de contorno corresponde ao espectro de variância 1D utilizado como dado de entrada.

6.6.2 Condições iniciais

As condições iniciais do Funwave 2.0 são definidas pelo pesquisador através da modificação dos arquivos de entrada da elevação da superfície e das componentes do campo de velocidade. Em relação ao campo de velocidade, tanto nas simulações de ondas regulares quanto nas de ondas não-lineares, costuma-se considerar todas as velocidades como sendo 0; ou seja, condição inicial de não movimento. Em relação ao η , inicialmente o seu valor será 0 ao longo de todo o domínio.

6.7 MODIFICAÇÃO DA SUBROTINA RESPONSÁVEL PELA GERAÇÃO DE ONDAS NO FUNWAVE 2.0

Devido à impossibilidade de simulação de ondas irregulares com espectros à partir do código original do FUNWAVE 2.0 disponível online, este teve de ser modificado. Chen *et al.* (2003) também modificaram o código para poder simular ondas irregulares no FUNWAVE 2.0, sendo encontrado por estes autores resultados extremamente satisfatórios quando comparados com medidas *in situ*.

O código foi modificado na subrotina responsável pela geração das ondas irregulares.

Após a modificação o modelo passou a executar, estando os dados de saída presentes a seguir.

7. RESULTADOS E DISCUSSÕES

7.1 DADOS DE SAÍDA DO MODELO SWAN

Os resultados do 18º dia do mês de agosto de 2008 da simulação do SWAN foi utilizado neste trabalho. As simulações do SWAN apresentaram passo de tempo de 1 hora, sendo utilizada a primeira hora do dia.

Na figura 19 é apresentado um mapa gerado pelo modelo SWAN contendo a altura significativa e a direção de ondas para a região adjacente à Baía do Espírito Santo. A direção predominante de leste e a altura em torno de 1 m mostram que esses resultados simulam o estado do mar de tempo bom.

O espectro 1D utilizado neste trabalho está presente na figura 20. Este foi coletado no ponto de coordenadas -20.283177 (latitude) e -40.168186 (longitude), localizado na isóbata de 22 metros (a localização da coleta do espectro está indicada por um ponto vermelho na figura 19). A altura significativa correspondente a esse espectro é de 1,07 metro. A direção da componente de pico é $67,5^\circ$, e da média é $91,66^\circ$ em relação ao norte geográfico.

A altura significativa obtida pelo modelo SWAN está de acordo com o encontrado na literatura. Durante o ano de 1979, na década de 80 e parte da década de 90 (1990 a 1994) medições de onda pelo INPH (Instituto Nacional de Pesquisas Hidroviárias) nas proximidades do Porto de Praia Mole em uma isóbata 20,0 m, mostraram que a Hs média da onda é da ordem de 1m.

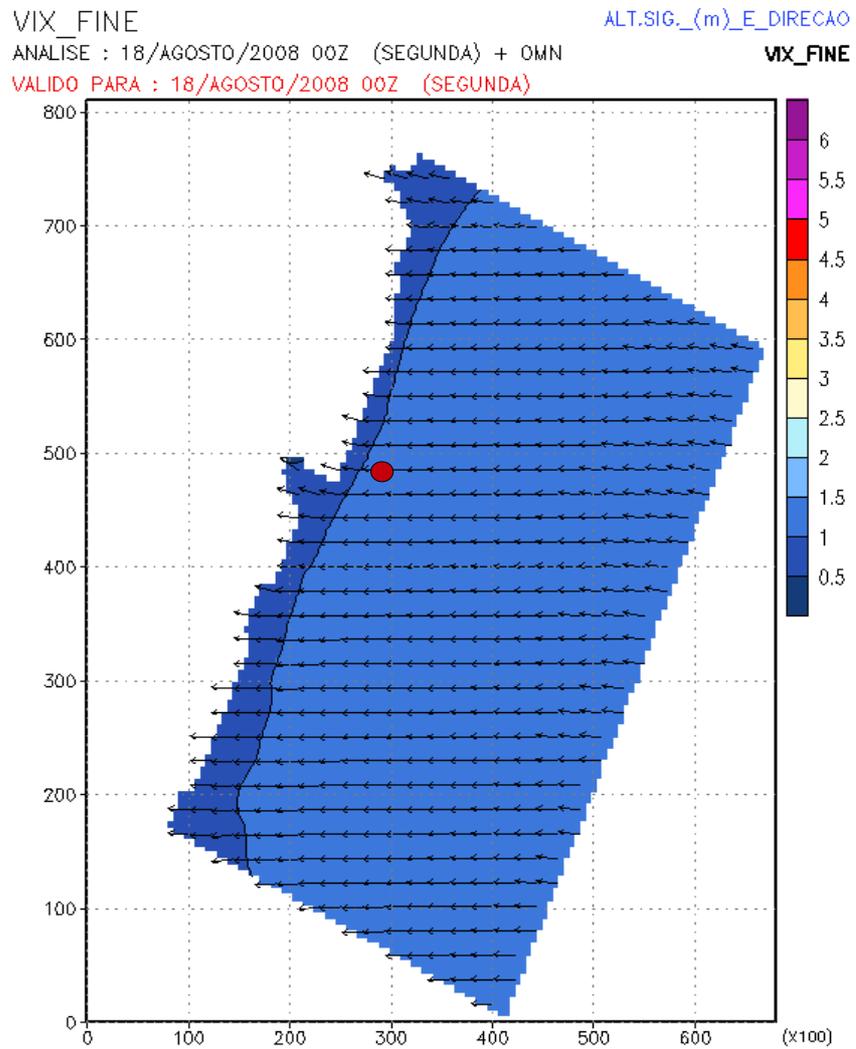


Figura 19: Mapa com a altura significativa e direção gerados pelo modelo SWA para a primeira hora do dia 18 de outubro. Ponto vermelho corresponde ao local de coleta de espectros 1D utilizados como entrada no FUNWAVE 2.0.

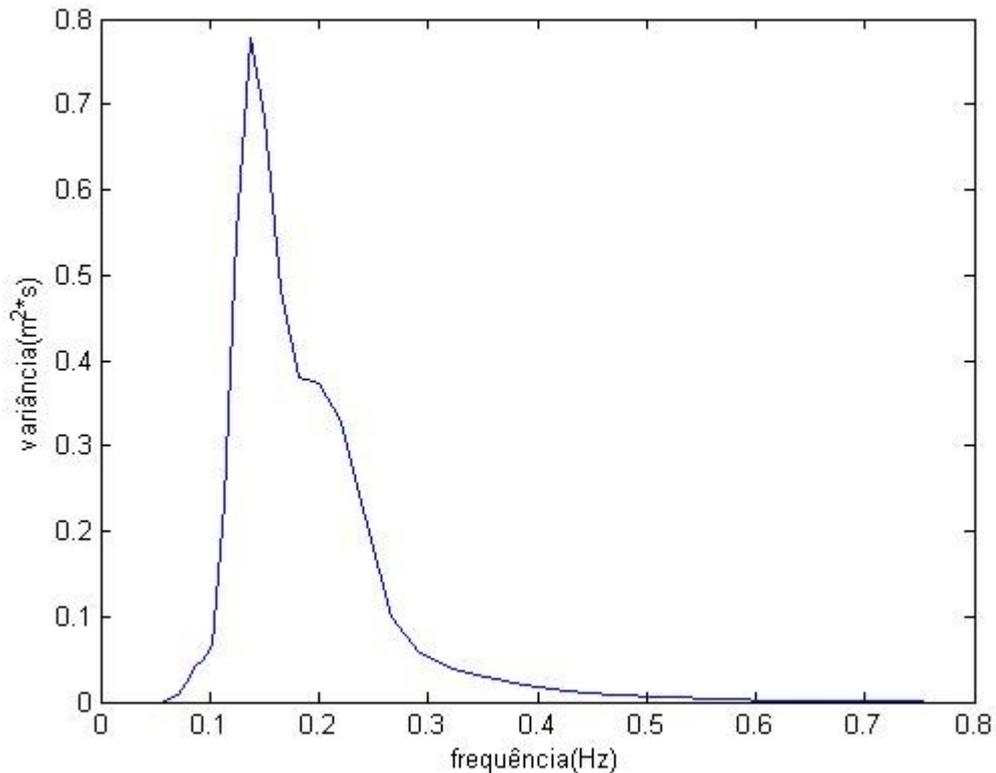


Figura 20. Espectro 1D gerado pelo modelo SWAN no ponto de coordenadas -20.283177 (latitude) e -40.168186 (longitude).

7.2 COMPARAÇÃO ENTRE OS DADOS DE ALTURA SIGNIFICATIVA DO FUNWAVE 2.0 E DO SWAN

Na figura 21 estão presentes as séries temporais da elevação da superfície dos últimos 200 segundos de simulação do FUNWAVE para os seguintes casos: apenas espectro de frequência (unidirecional), espectro direcional com espalhamento estreito e espectro direcional com espalhamento largo. Estas séries foram coletadas em um ponto próximo à fonte geradora de onda com o intuito de se comparar com a altura do espectro gerado pelo SWAN. Ou seja as alturas obtidas a partir destas séries temporais devem ser semelhantes à altura do espectro, de 1,07 m, utilizado como dado de entrada.

Na figura 21 estão plotados os máximos e mínimos locais, calculando-se, a partir destes, a altura significativa (H_s) através do método de zero-crossing.

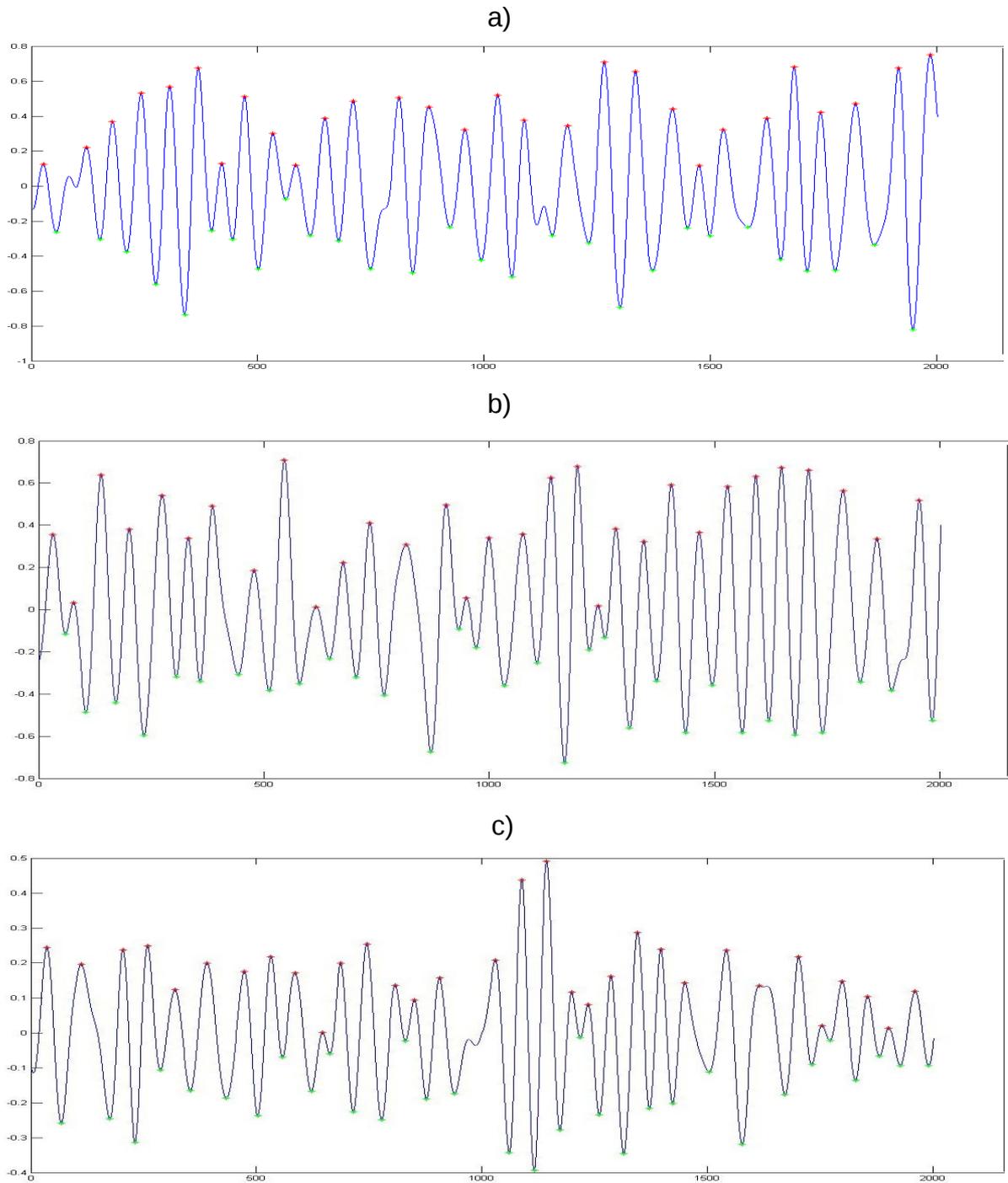


Figura 21. Séries temporais dos últimos 200 segundos de simulação, coletados em uma estação espacial próxima a fonte geradora. a) espectro de frequência (unidirecional). b) espectro direcional com espalhamento estreito. c) espectrodirecional com espalhamento largo

Para o caso unidirecional a Hs calculada foi de 1,1802 m, apresentando assim uma superestimação de 10 % em relação ao SWAN.

Para o caso espalhamento direcional estreito o valor de altura significativa foi de 1,1721 m. Apresentando assim uma superestimação em relação ao SWAN de 9.5 %.

Para o caso espalhamento direcional largo o valor do Hs é 0,5846 m. Apresentando assim uma subestimação em relação ao SWAN de 45%.

Para os dois primeiros casos o resultado gerado apresenta uma boa concordância com a Hs esperada, o que não ocorreu no terceiro.

A grande disparidade associada à simulação com o espalhamento largo está relacionada à implementação do método de geração de ondas de Wei *et al.* (1999) no FUNWAVE 2.0. Neste modelo o espalhamento direcional aplicado a cada frequência está normalizado, ou seja, a integral deste ao longo das direções é 1. Assim, quanto mais largo o espalhamento maior é a distribuição da energia em uma determinada frequência ao longo das direções, o que implica em menores energias das ondas geradas, e conseqüentemente menores alturas.

Em relação aos casos unidirecional e espalhamento direcional estreito as superestimações podem estar associadas às diferenças no método de cálculo da altura significativa entre o SWAN e o utilizado neste trabalho. Enquanto no SWAN a Hs é calculada pelo momento do espectro, neste trabalho a Hs foi calculada pelo método zero-crossing.

7.3 ANÁLISE DE SÉRIES TEMPORAIS DE ELEVAÇÃO DA SUPERFÍCIE AO LONGO DE UM TRANSECTO PERPENDICULAR À LINHA DE COSTA

Foram analisadas duas séries temporais da elevação da superfície em um transecto perpendicular a linha de costa, um coletada offshore e outra onshore, para os casos com ondas irregulares, com o intuito de se identificar os principais fenômenos ondulatorios.

As séries temporais offshore (ponto 13 da figura 18) e onshore (ponto 16 da figura 18) para o caso unidirecional estão presentes na figura 22. A série temporal offshore (figura 22.a) confirma qualitativamente o encontrado por Shener *et al.* (2010). Estes autores utilizaram as equações de Schrodinger para a simulação de ondas

irregulares unidirecionais com fase aleatória, encontrando como característica predominante nesta simulação a presença de grupos de ondas. Na figura 22.a) observa-se a presença de grupos de ondas (estando um grupo indicado um destaque no retângulo).

Analisando as duas séries é possível observar uma modificação na forma da onda à medida que esta se aproxima de águas rasas. Uma das causas desta modificação é apresentada por Shemer *et al.* (2010), em que esta é explicada pela troca de energia entre as várias componentes e a transferência dessa pela interações não-lineares.

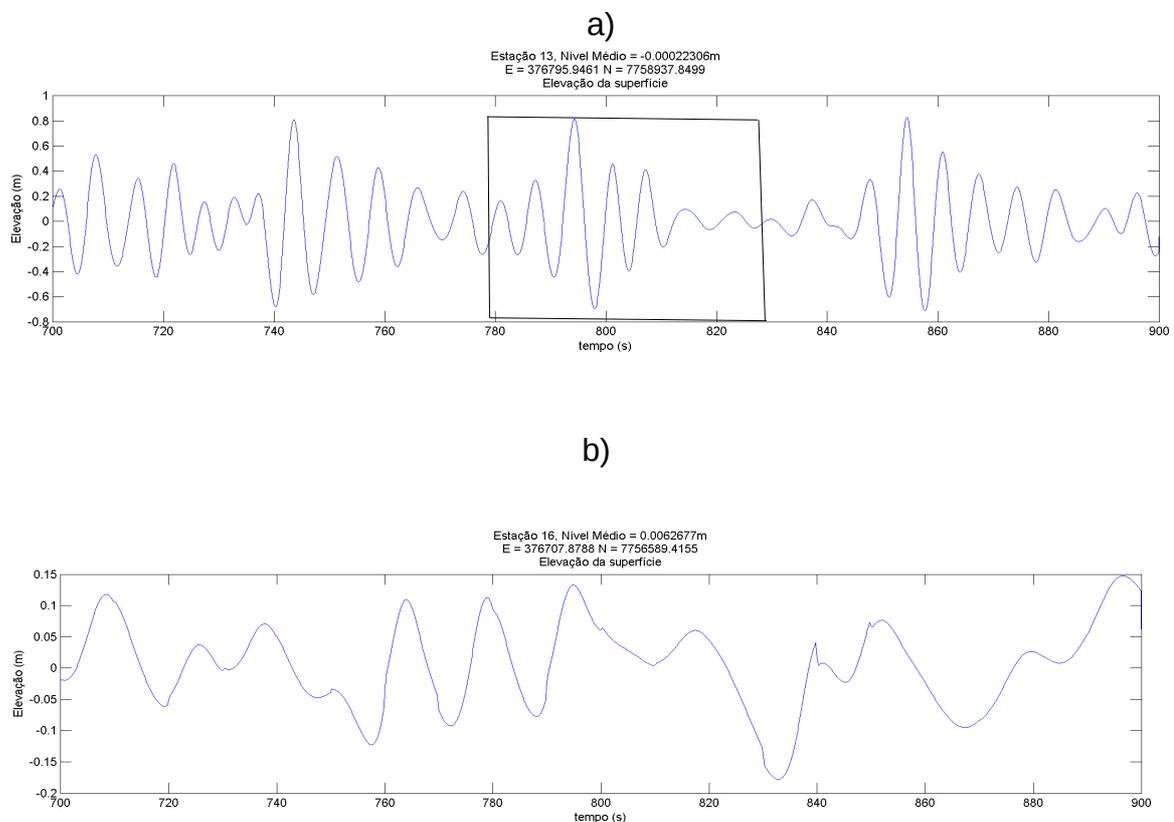


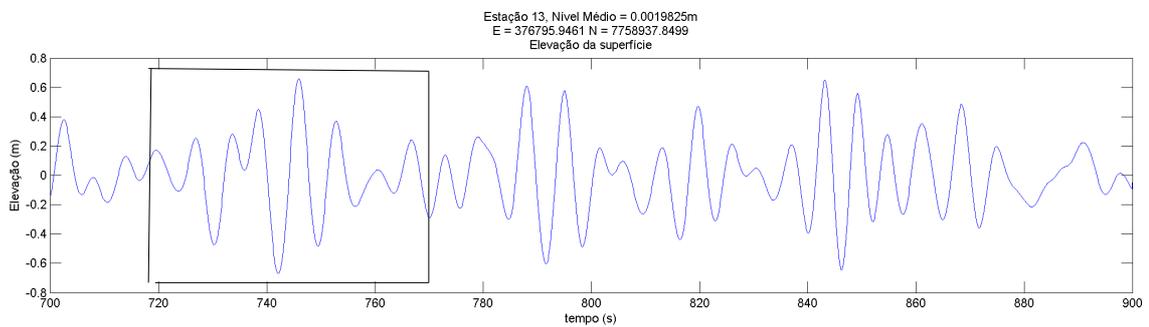
Figura 22. Séries temporais da elevação ao longo de um transecto perpendicular à linha de costa. Caso unidirecional. Figura superior, offshore (ponto 13), inferior, próximo a linha de costa (ponto 16 da figura 18). Na figura superior está delimitado um grupo de onda.

As séries temporais da elevação da superfície para os casos espalhamento direcional estreito e largo estão nas figuras 23 e 24, respectivamente. Devido ao efeito do espalhamento direcional, a formação de grupos de ondas é dificultada pela

diferentes direções de propagação das componentes (porém ainda é possível perceber grupos). Segundo Goda (2000), apesar da superfície do oceano parecer totalmente irregular, as ondas estão distribuídas em grupos, o que mostra a efetividade no método de geração de Wei et al. (1999).

Assim como no caso unidirecional observa-se a simulação da modificação da forma das ondas mediante a atuação dos efeitos não-lineares.

a)



b)

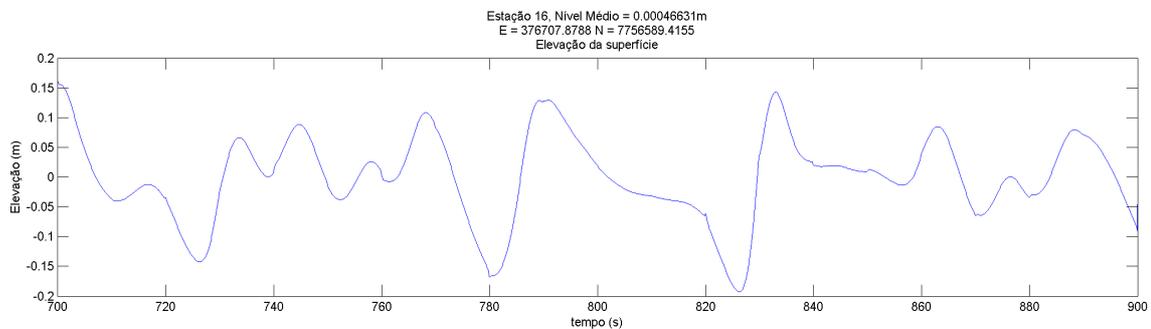


Figura 23. Séries temporais da elevação ao longo de um transecto perpendicular à linha de costa. Caso de espalhamento direcional estreito. Figura superior, offshore (ponto 13), inferior, próximo a linha de costa (ponto 16). Na figura superior está delimitado um grupo de onda

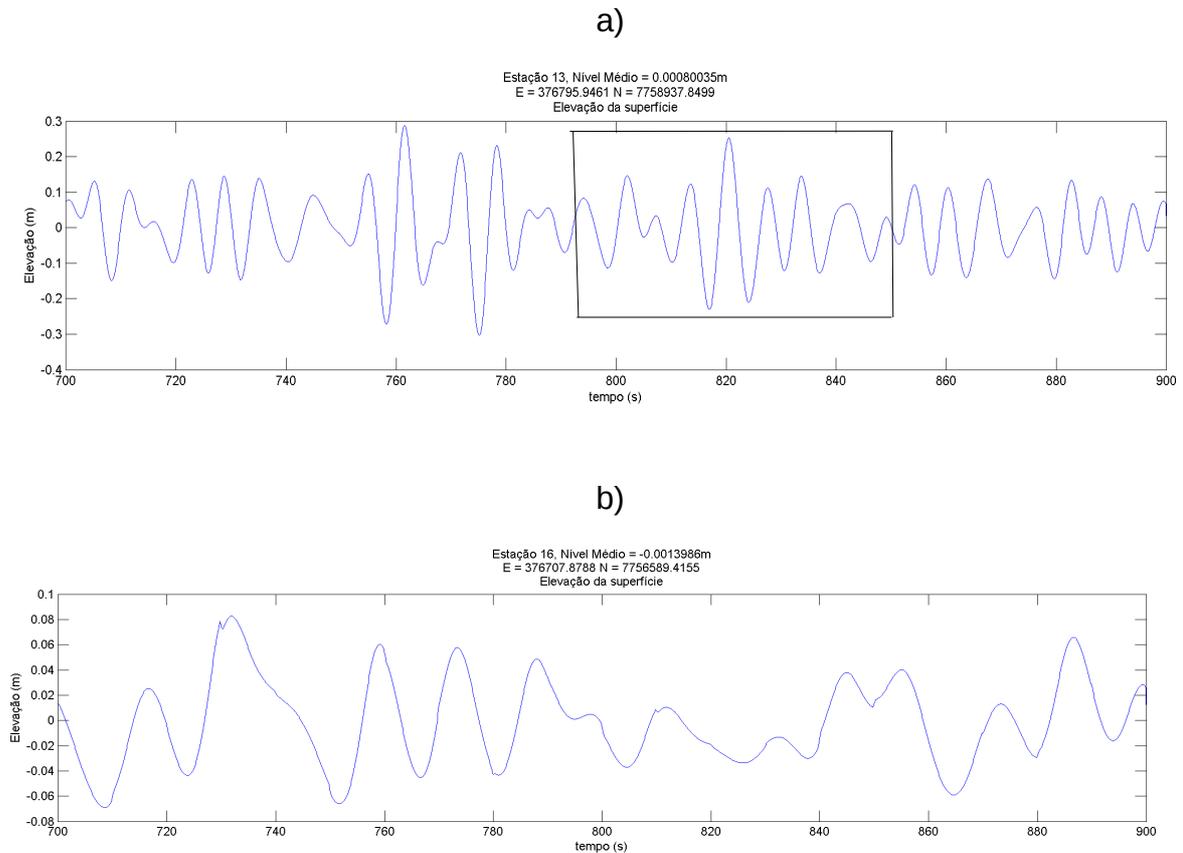


Figura 24. Séries temporais da elevação ao longo de um transecto perpendicular à linha de costa. Caso de espalhamento direcional largo. Figura superior, offshore (ponto 13), inferior, próximo à linha de costa (ponto 16). Na figura superior está delimitado um grupo de onda

7.4 SIMULAÇÃO DA QUEBRA

A formulação para simular a dissipação da energia devida à quebra, representada pelo termo de viscosidade turbulenta, é adequada para a simulação de quebra tipo deslizante (MIL-HOMENS *et al.*, 2009). Assim a quebra é representada por uma região e não por um ponto exato.

Devido à impossibilidade de simulação do tipo de quebra pelo FUNWAVE 2.0, as análises sobre esse processo são principalmente concentradas na identificação do ponto de início da quebra. Essa identificação pode ser realizada através da análise

dos resultados de vorticidade relativa ou de altura.

Segundo Chen et al. 1999B (apud CHEN *et al.* 2003) o movimento das ondas de gravidade é basicamente irrotacional, sendo a quebra a principal fonte de vorticidade relativa. Assim, análise do campo de vorticidade na região de simulação daria uma indicação da região de quebra. Contudo o perfil de Hrms (altura média quadrática) ao longo do domínio constitui o método mais aplicado para a identificação do ponto exato de início da quebra.

No perfil de Hrms o início da quebra é indicada pela diminuição da altura após o empinamento.

Na figura 26 estão as curvas de Hrms para os casos de ondas monocromática, unidirecional, espalhamento estreito e espalhamento largo, respectivamente. As curvas de Hrms são dadas ao longo de um perfil transversal à linha de costa, localizado na latitude 7.75725 UTM, estando a batimetria deste presente na figura 25. No perfil de batimetria é possível observar uma região extremamente rasa em torno da coordenada horizontal 580. Esta região corresponde a um ponto onde parte da formação rochosa está emersa.

Os inícios da primeira e da segunda quebra estão indicados pelas setas de cor preta e vermelha, respectivamente.

Para os quatro casos, a primeira quebra começou em localizações semelhantes. Essa quebra ocorre devido à interação entre as ondas e a região de grande gradiente batimétrico associado à formação rochosa emersa indicada na Figura 25. Duas diferenças básicas entre o caso monocromático e os casos com ondas irregulares estão na altura e na extensão da primeira quebra. Em relação à altura, as ondas monocromáticas apresentam maior altura de quebra que as irregulares, o que está de acordo com o encontrado por Mase *et al.* (1982).

Em relação à extensão da primeira quebra, as ondas irregulares apresentam maior extensão devido ao grande número de componentes com diferentes amplitudes e períodos que compõem essas ondas. Segundo Goda (2000) na região costeira de mares reais desenvolve-se uma região relativamente extensa de quebra, conhecida como zona de surf, onde as ondas normalmente quebram; assim como era de se esperar é possível observar o desenvolvimento dessa região para os casos com ondas irregulares.

Após a primeira quebra observa-se, principalmente nos casos irregulares, um reagrupamento das ondas e uma segunda quebra após a formação rochosa emersa. No caso com ondas monocromáticas não é possível observar a segunda quebra devido a total dissipação das ondas na borda do terraço de rochas. Em contrapartida, as várias componentes de diferentes amplitudes e direções do caso irregular, propagando-se sobre o terraço, iniciam um segunda quebra sobre este. Conhece-se, por informações visuais, a presença de quebra ao longo da linha costa, o que constata a maior veracidade dos resultados obtidos com as ondas irregulares. Em relação ao caso espalhamento largo, a pequena altura de quebra esta relacionado a dois fatores principais. O primeiro é devido à formulação do código da subrotina de geração de ondas, que faz com que quanto maior o número de componentes direcionais menor é a H_s das ondas geradas. Outra causa está relacionada à grande dissipação da energia das ondas lateralmente nas camadas esponja devido ao grande espalhamento; ou seja as ondas geradas com maiores ângulos acabam por propagar-se em direção às camadas esponja laterais, sendo assim dissipadas.

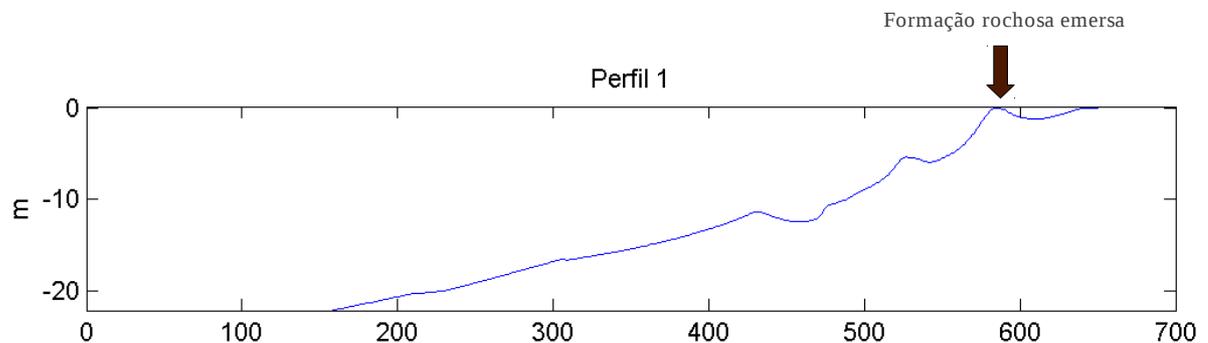


Figura 25: Perfil batimétrico transversal à linha de costa.

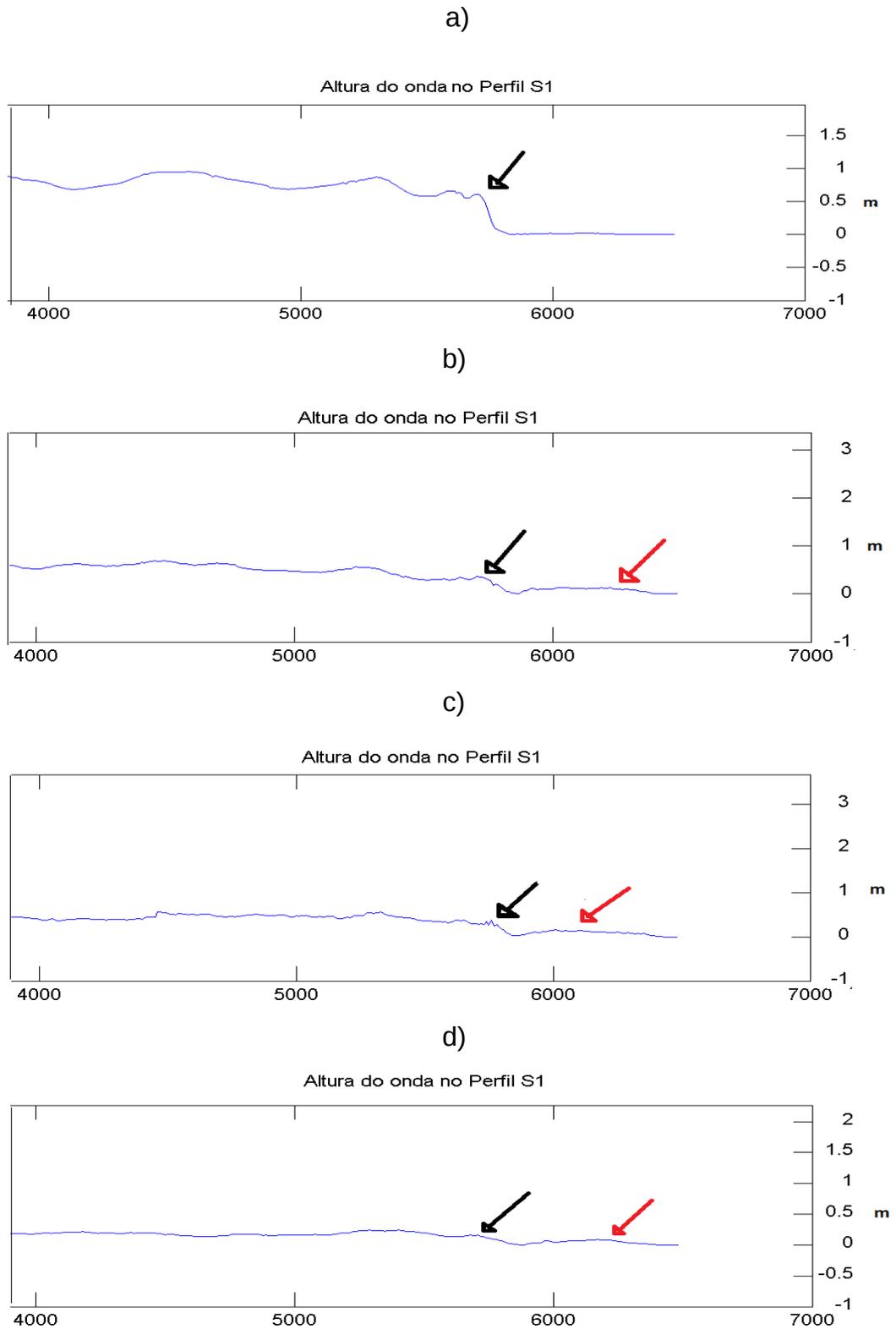


Figura 26. Curva da Hrms para os casos a) monocromática, b) unidirecional, c) espalhamento estreito e d) espalhamento largo, respectivamente. O vetor de cor preta indica a primeira quebra e o vetor de cor vermelha indica a segunda quebra.

7.5 EFEITO DA REFRAÇÃO E DISPERSÃO SOBRE O TREM DE ONDAS IRREGULARES

Na figura 27 está presente a distribuição espacial em 3D da elevação da superfície ao longo do domínio para o caso de espalhamento estreito. Observando a evolução das linhas de crista/cava ao longo do domínio percebe-se que o FUNWAVE 2.0 considera um importante efeito resultante da diminuição da profundidade, que é a transformação de cristas/cavas curtas offshore, para cristas/cavas longas à medida que se aproximam da costa. Esse fenômeno também foi observado por Shi *et al.* (2003) e Kofoed-Hansen *et al.* (2005), sendo utilizado por esses outros modelos de Boussinesq.

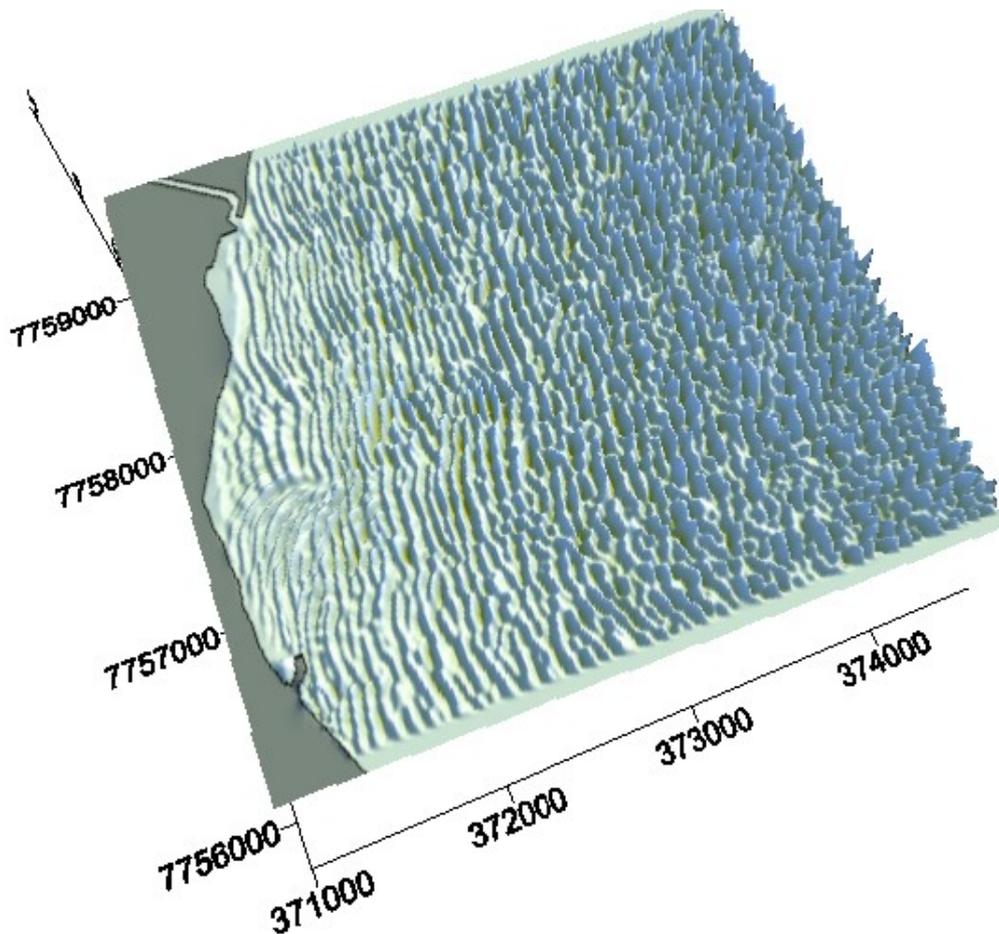


Figura 27. Transformação de ondas de crista curta offshore para ondas de crista longa onshore.

Essa transformação ocorre devido ao efeito de refração e dispersão.

Segundo Goda (2000) uma causa da transformação do comprimento das cristas está relacionada à refração. Devido a propagação direcionada resultante desta, diferentes ondas com pequenas extensões de crista/cava se associam, dando origem a uma onda com grande extensão de crista/cava.

No efeito da dispersão as ondas de maior comprimento apresentam maior celeridade, causando uma separação das componentes de onda. Assim ocorre a transformação de um oceano com características de mar inicial offshore para um oceano com característica de mar desenvolvido onshore (figura 27).

7.6 ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO DA ELEVAÇÃO DE SUPERFÍCIE AO LONGO DO DOMÍNIO COMPUTACIONAL

Nas figuras 27, 28, 29, 30 estão presentes os mapas de distribuição espacial da elevação superficial para os casos monocromático, unidirecional, espalhamento estreito e espalhamento largo,

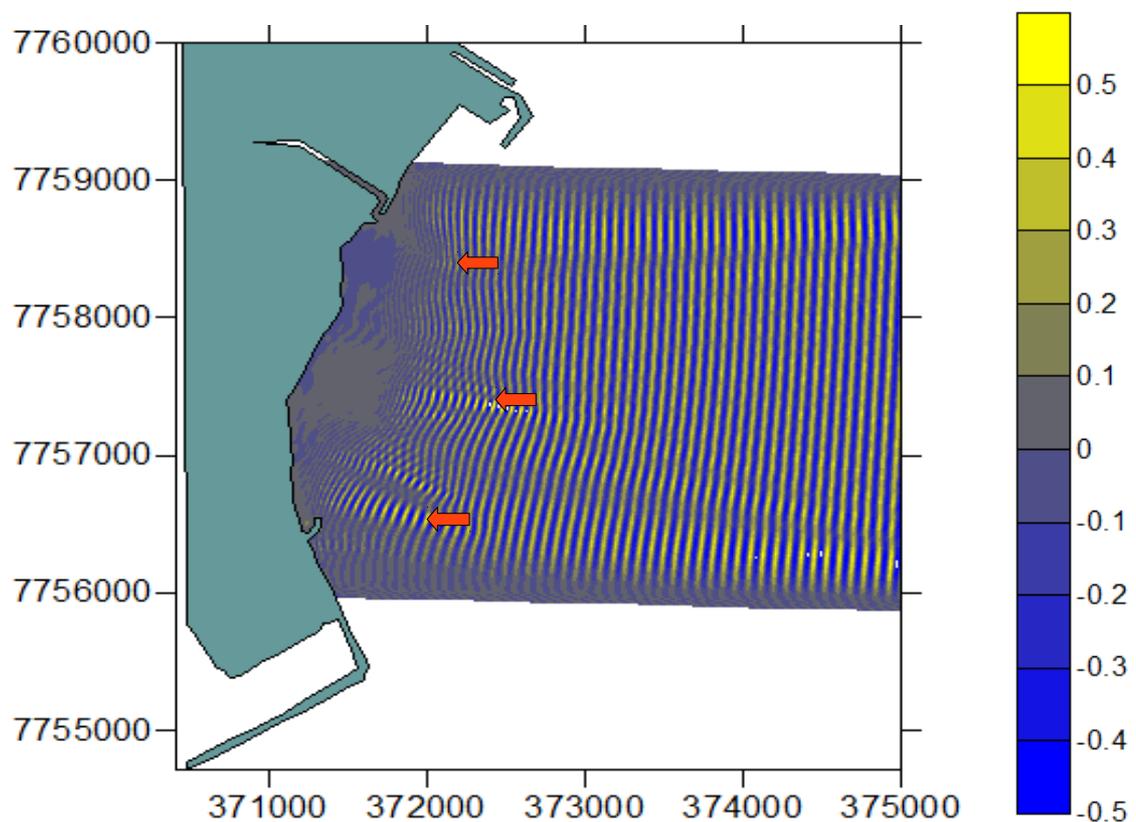


Figura 28. Distribuição espacial da elevação superficial para o caso monocromático. As setas vermelhas indicam as regiões onde a refração ocorre mais proeminentemente estão indicadas pelas setas vermelhas

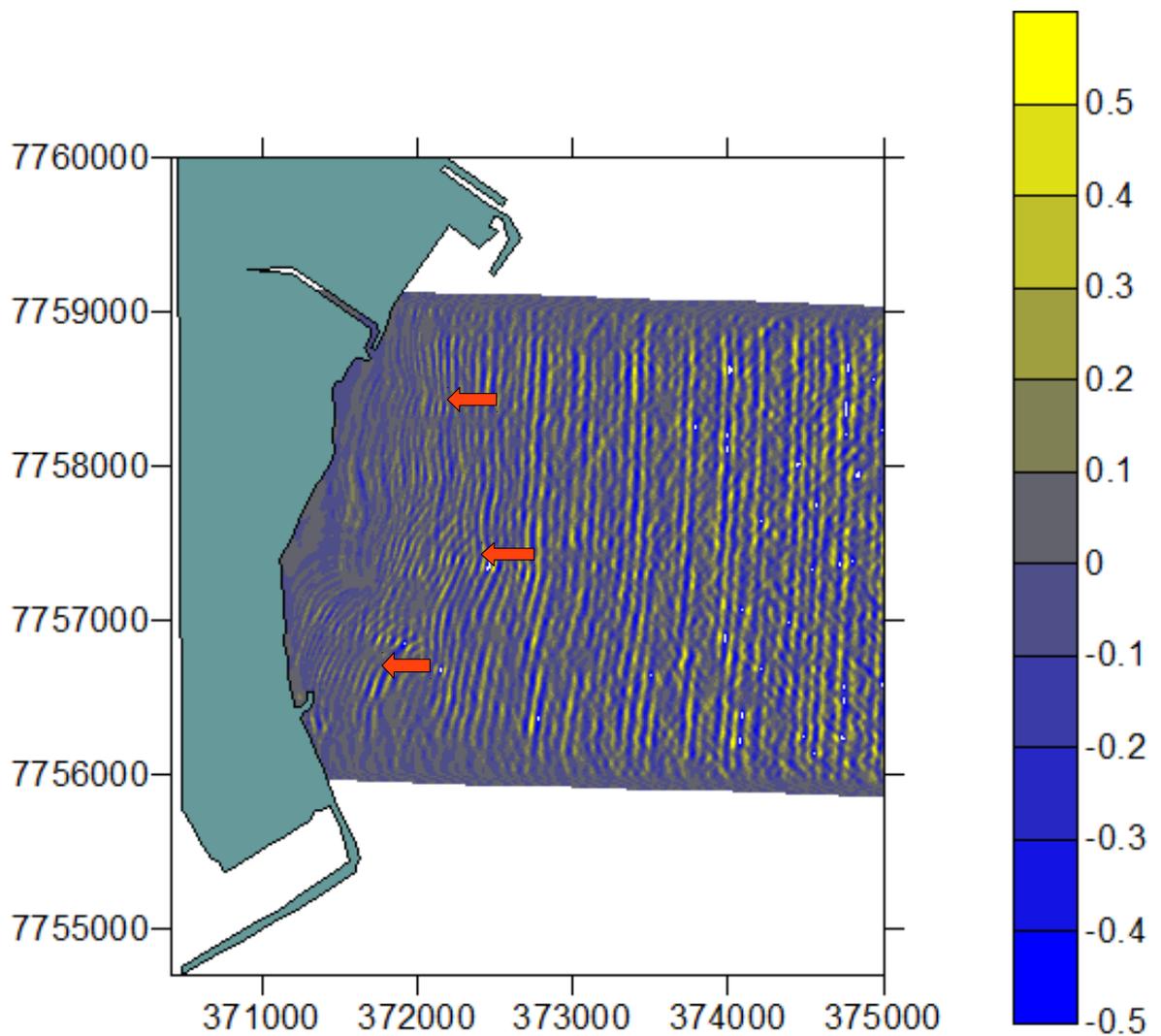


Figura 29. Distribuição espacial da elevação superficial para o caso unidirecional. As setas vermelhas indicam as regiões onde a refração ocorre mais proeminentemente estão indicadas pelas setas vermelhas

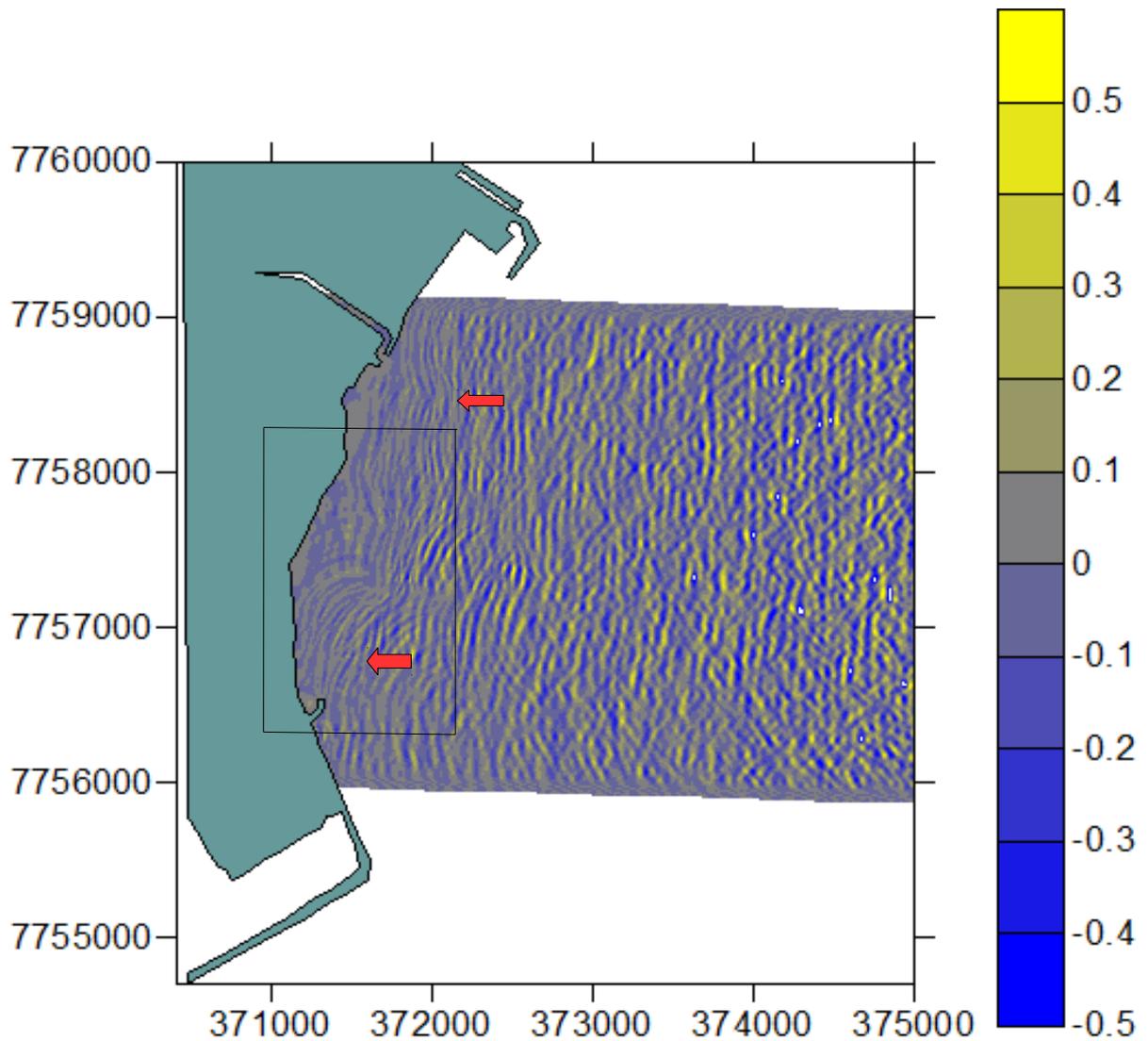


Figura 30. Distribuição espacial da elevação superficial para o caso espalhamento estreito. As setas vermelhas indicam as regiões onde a refração ocorre mais proeminentemente estão indicadas pelas setas vermelhas. Os retângulos delimitados a regiões discutidas mais detalhadamente na discussão

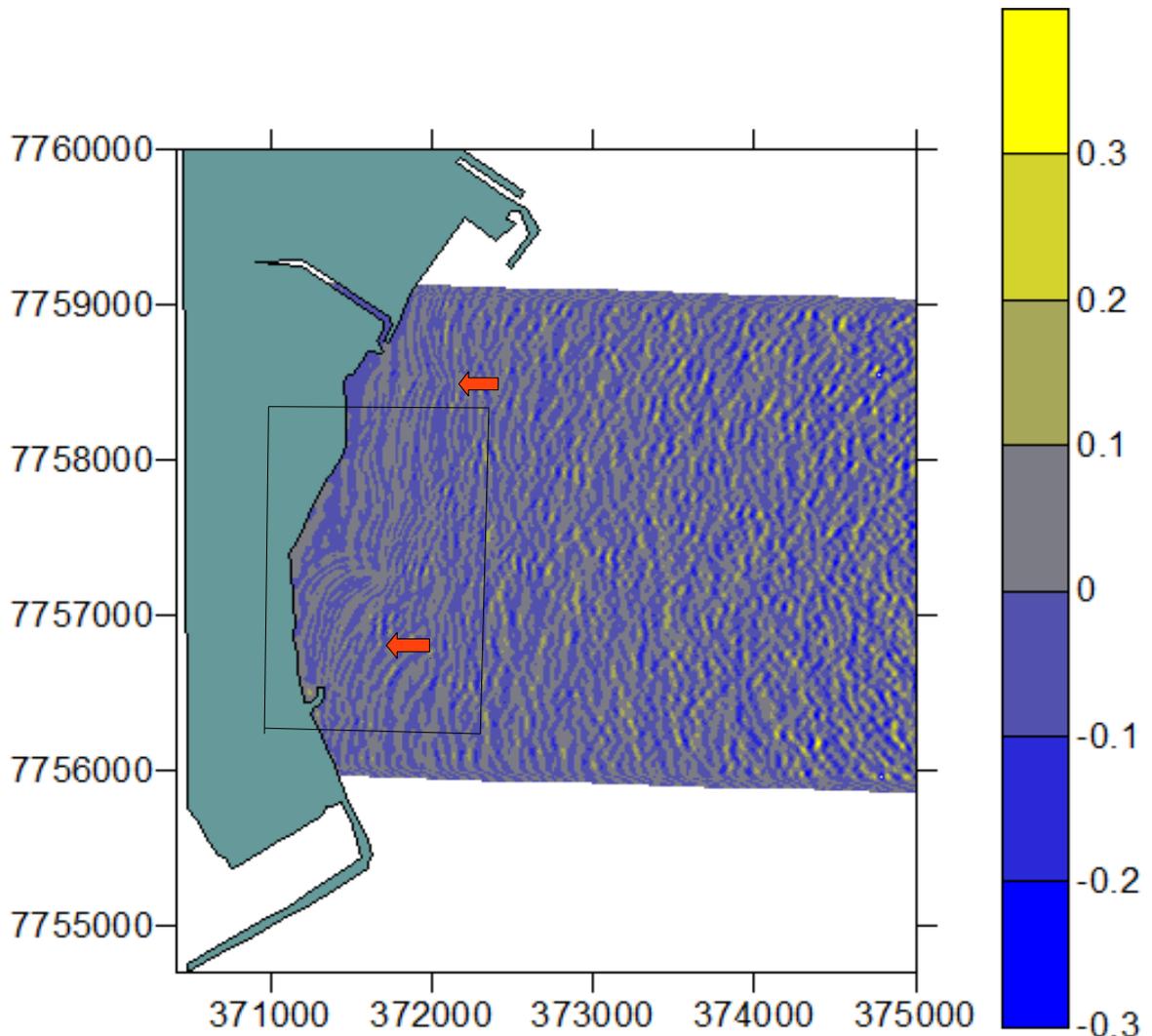


Figura 31. Distribuição espacial da elevação superficial para o caso espalhamento largo. As setas vermelhas indicam as regiões onde a refração ocorre mais proeminentemente estão indicadas pelas setas vermelhas. Os retângulos delimitados a regiões discutidas mais detalhadamente na discussão.

O encurtamento do comprimento de onda em direção à costa, como resultado da fricção com o fundo e subsequente empinamento, é observado em todas as simulações, sendo porém mais perceptível no caso monocromático e unidirecional devido à ausência de componentes de múltiplas direções.

No caso monocromático é possível perceber claramente o efeito da refração associado principalmente às regiões de formações rochosas. As regiões com refração mais proeminente estão indicados por setas vermelhas.

Devido à utilização de fase randômica nas equações, as ondas unidirecionais apresentam um aspecto irregular (SHEMER *et al.*, 2010). Contudo ainda é possível perceber o mesmo padrão de refração como nas ondas monocromáticas, como era de se esperar devido à ausência de múltiplas direções.

A principal diferença entre o caso monocromático e unidirecional aparece na região do terraço de rochas, em que devido às características da quebra no primeiro, aparece sobre este uma região com ausência de ondas, o que como citado anteriormente, representa um fato inverídico para a região.

Nos casos com espalhamento direcional, devido à grande gama de ondas com diferentes comprimentos e períodos, os processos de refração são menos evidenciados (SHI *et al.* 2003).

Analizando atentamente os mapas dos casos com espalhamento direcional é possível perceber na região offshore uma maior irregularidade da superfície para o caso com espalhamento largo, o que justifica-se pelo maior número de componentes directionais. Neste caso, na região offshore o mar é caracterizado como inicial, sendo dominado por ondas seas. Por outro lado no caso com espalhamento estreito observa-se offshore um padrão menos irregular, sendo caracterizado como swell inicial. Assim, o FUNWAVE 2.0 simulou com sucesso diferentes condições de mar para diferentes configurações de espalhamento direcionais.

Na região próxima à linha de costa (indicada por um retângulo preto nas figuras 29 e 30) observa-se padrões de refração bem semelhantes entre os dois casos com espalhamento. Em Chen *et al.* (2003), contudo, é observado um padrão claramente mais irregular da superfície do mar próximo à linha de costa para o caso com espalhamento largo.

Um dos motivos da semelhança no estado do mar encontrada neste trabalho pode estar associada à enorme região do domínio, que fez com que a longa região de interação com o fundo compensasse o maior número de componentes direcionais.

Basicamente, a principal diferença entre os dois casos com espalhamento está nos valores de elevação, muito menores no caso com maior espalhamento largo (como discutido anteriormente). Contudo, nas simulações de Chen *et al.* (2003) os resultados dos valores de elevação para as simulações com os dois espalhamentos foram semelhantes, o que indica uma irregularidade nos dados gerados a partir do

espectro com espalhamento largo.

As explicações para a diferença entre o encontrado neste trabalho e por Chen *et al.* (2003) pode estar baseada em algumas causas. A principal parece estar relacionada na necessidade de melhorias no código utilizado neste trabalho. A rotina relacionada à geração de ondas ainda apresenta algumas incossitências, pretendendo-se saná-los em futuros trabalhos.

Outra diferença pode estar relacionada às grades utilizadas. Neste trabalho devido principalmente à capacidade computacional foram utilizadas grades com espaçamento de 10 metros. Em uma simulação com ondas irregulares o refinamento da grade apresenta grande importância devido à presenças de componentes de menores comprimentos que, em grades de menor resolução, não são computadas Chen *et al.* (2003).

Outra causa pode estar relacionada ao tempo de computação empregado. Enquanto no trabalho de Chen *et al.* (2003) foram realizados 214 minutos de simulação, neste trabalho foram realizados 15 minutos.

Assim no atual estágio do código, a simulação com espalhamento estreito (swell) apresenta melhores resultados quanto se pretende simular um oceano real.

7.7 PRINCIPAIS FENÔMENOS ONDULATÓRIOS NA ÁREA DE ESTUDO

Considerando que o caso espalhamento estreito ocasionou melhores resultados, quando simulando ondas irregulares direcionais, as informações a seguir são dadas baseadas neste caso.

Na região offshore as ondas estão distribuídas em forma de grupos, sendo a energia destas dissipadas à medida que se propagam em direção à linha de costa.

Para ondas provenientes de leste é possível observar refração principalmente nas partes norte e sul do domínio.

Em relação à difração, não é possível identificar esta em torno da formação rochosa emersa, devido principalmente às diferentes direções das componetes monocromáticas.

Algumas regiões podem apresentar duas quebras, estando a primeira associada às regiões de formações rochosas extremamente rasas.

8. CONCLUSÕES

Após modificação do código do modelo FUNWAVE 2.0 foi possível a simulação de um oceano mais realístico, utilizando como dados de entrada espectros provenientes do modelo SWAN.

Qualitativamente o FUNWAVE 2.0 simulou com sucesso o estado do mar para os dois diferentes espalhamentos direcionais utilizados. No caso do espalhamento estreito foi gerado um oceano com características *swell* inicial e no caso do espalhamento largo foi gerado um oceano com característica de mar inicial.

Quantitativamente os dois tipos de espalhamento geraram resultados muito diferentes, contrariando o encontrado por Chen *et al.* (2003). A principal diferença encontrada está associada a uma formulação incorreta do código. Indicando assim a necessidade em melhorias futuras na parte do código relacionada a geração de ondas irregulares.

Porém para o caso com espalhamento estreito os resultados apresentaram valores condizentes tanto qualitativamente quanto quantitativamente com o esperado; indicando assim a possibilidade da utilização do FUNWAVE, com a subrotina de geração de ondas modificada neste trabalho, para a simulação de ondas irregulares. Com a entrada dos espectros no FUNWAVE 2.0 foi possível observar a superfície de um oceano real adjacente à área de estudo, o que seria impossível utilizando tanto o FUNWAVE no modo monocromático quanto o SWAN. Com o desenvolvimento dos estudos o SWAN pode passar a constituir em uma importante fonte de dados de entrada para o FUNWAVE; existindo assim uma conexão entre um modelo de Boussinesq de águas rasas, FUNWAVE, e um modelo espectral de águas profundas, WW3.

9 REFERÊNCIAS

BOOIJ, N.; RIS, R. C.; HOLTHUIJSEN, L. H. **A third-generation wave model for coastal regions 1. Model description and validation.** Journal of Geophysical Research. 1999

BRUNO, D.; SERIO, F.; MOSSA, M. **The FUNWAVE model application and its validation using laboratory data.** Coastal Engineering journal. 2009.

CARLEY, K.M. **Validating Computational Models** . Carnegie Mellon University, 1996.

CHAWLA, A.; OZKAN-HALLER, H.T.; KIRBY, J.T. **Spectral model for wave transformation and breaking over irregular bathymetry.** Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering, 1998.

CHEN *et al.* **Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. II: 2D.** Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering . 2000.

COLLINS *et al.* **Refraction of Directional Spectra.** Proceedings, Directional Wave Spectra Applications, ASCE, New York, N.Y. 1981

COOLEY, J. W.; TUKEY, J.W. **An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series.** *Math. Comput.*, 1965.

DEAN, R.G.; DALRYMPLE, R.A. **Water wave mechanics for engineers and scientists.** World Scientific Pub Co Inc, 1991.

DEMIRBILEK, Z. & NWOGU, O. G. **Boussinesq Modeling of Wave Propagation and Runup over Fringing Coral Reefs, Model Evaluation Report.** US Army Corps of Engineers. 2007.

DOWNEY, A. **Computational Modeling and Complexity Science.** Green Tea Press. 2008.

FORRISTALL, *et al.* **The Directional Spectra and Kinematics of Surface Gravity Waves in Tropical Storm Delia.** Journal of Physical Oceanography. 1978.

FUHMANN, D. R. **Numerical Solutions of Boussinesq Equations for Fully Nonlinear and Extremely Dispersive Water Waves** . Tese de doutorado. Technical University of Denmark. 2004.

GETTING STARTED. Acesso em: 01/07/2011. Acesso em: http://www.grc.nasa.gov/WWW/cgns/CGNS_docs_current/user/started.html.

GODA, Y. **Random seas and design of maritime structures.** World scientific. 2000.

HISTÓRIA DO PORTO, acesso em: 27/05/2011. Disponível em: <http://www.codesa.gov.br/site/OPorto/Hi%C3%B3ria/tabid/59/language/ptBR/Default.aspx>.

HOLTHUIJSEN, L. **Waves in oceanic and coastal waters**. Cambridge University Press, 2007.

HOW HYDRODYNAMIC MODELS ARE USED. Disponível em: http://www.nauticalcharts.noaa.gov/csdl/learn_models.html. Acesso em: 01/07/2011.

KIRBY, J.T.; LONG, W.; SHI, F. **FUNWAVE 2.0**. Documentação e manual do usuário. 2003.

KIRBY *et al.* **FUNWAVE 1.0**. Documentação e manual do usuário. 1998.

KNEPELL, P.L.; ARAGNO, D.C. 1993. **Simulation Validation: A Confidence Assessment Methodology**. Los Alamitos, CA: IEEE Computer Society Press.
MADSEN *et al.* **Boussinesq type equations with high accuracy in dispersion and nonlinearity**. In Proc. 25th Int. Conf. on Coastal Engineering. 1996.

MAYHEW, B. **Baseline Models of Sociological Phenomena**. The Journal of Mathematical Sociology. 1984.

MASE, H., IWAGAKI, Y., ASCE, M. **Wave height distributions and wave grouping in surf zone**. Coastal engineering journal. 1982.

McCOMB, P.; JOHNSON, D.; BEAMSLEY, B. **Numerical model study to reduce swell and long wave penetration to Port Geraldton**. Proceedings of the 2009 Pacific Coasts and Ports Conference, Wellington, New Zealand. 2009.

MENDES, A. L. T. **Investigação sobre a dispersão direcional de ondas de gravidade na Baía de Campos, Rio de Janeiro**. Rio de Janeiro. VII, 91p. 29,7 cm. COPPE/UFRJ, M. Sc., Engenharia Oceânica, 2005.

NWOGU, O. **Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave**

propagation. J. WATERWAY, PORT, COASTAL, AND OCEAN ENGINEERING. Port C-ASCE. 1993.

OCHI, M. K. **Ocean Waves: The Stochastic Approach.** Cambridge University Press. 1998.

PAES-LEME *et al.* **Modelagem física e computacional de ondas geradas pelo vento em um terminal portuário: o desempenho do modelo SWAN 40.51 em uma região com elevada reflexão e difração.** Revista Brasileira de Geofísica. 2008.

PALHA *et al.* **Numerical simulation of random wave runup on seawall near shoreline with FUNWAVE .** The International Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE) , 2007.

PEGO, R.L.; WEINSTEIN, M.I. **Convective Linear Stability of Solitary Waves for Boussinesq Equations.** Studies in applied mathematics. 1997.

PEREGRINE, D.H. **Long waves on a beach.** Journal of Fluid Mechanics. 1967.

PETTWAY, J. W. **Directional wave spectra using cosine-squared and cosine 2S spreading functions.** Coastal Engineering Technical note. 1985.

PORTO DE BARRA DO RIACHO. Acesso em: 27/05/2011. Disponível em: <http://www.antaq.gov.br/porta1/pdf/Portos/BarraRiacho.pdf>.

SHI *et al.*. **Wave Simulations in Ponce de Leon Inlet Using Boussinesq Model.** Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 2003.

STEWART, J. **Cálculo.**Vol. 1, 6a. edição, Cengage Learning, 2010.

STRUCTURED GRID GENERATION. Acesso em: 01/07/2011. Disponível em: <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/fleischmann/node33.html>

STRUCTURED MESH PROPERTIES. Acesso em: 01/07/2011. Disponível em: <http://www.cgl-erlangen.com/downloads/Manual/ch05s04.html>.

SWAN TEAM. **Swan User Manual Version 40.51**. 2006

WALKLEY, M. A. **A numerical method for extended boussinesq shallow-water wave equations**. Tese de doutorado. The University of Leeds. 1999.

WEI, G.; KIRBY, J.T.; SINHA, A. **Generation of waves in Boussinesq models using a source function method** . Coastal Engineering, Elsevier.. 1999.

WEI et al. **A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves, Part 1: Highly nonlinear unsteady waves**. J. Fluid Mechanics, 1995.

YU, X.; TOGASHI, H. **Irregular waves over an elliptical shoal**. Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering. 1994.