

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

LEONARDO CARVALHO DE JESUS

**APLICAÇÃO DE MODELOS ENERGÉTICOS DE TRANSPORTE
DE SEDIMENTO NA AVALIAÇÃO DA VARIAÇÃO DA
PROFUNDIDADE EM AMBIENTE COSTEIRO**

VITÓRIA, 2019

LEONARDO CARVALHO DE JESUS

APLICAÇÃO DE MODELOS ENERGÉTICOS DE TRANSPORTE DE
SEDIMENTO NA AVALIAÇÃO DA VARIAÇÃO DA PROFUNDIDADE EM
AMBIENTE COSTEIRO

Tese submetida como requisito parcial
para a obtenção do título de Doutor
em Engenharia Ambiental no
Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Ambiental, Universidade
Federal do Espírito Santo.

Orientador: Prof. Dr. Julio Tomás
Aquiye Chacaltana

VITÓRIA

2019

RESUMO

O cálculo do transporte de sedimentos e padrões de evolução do leito e costa marinha são extremamente complexos devido ao grande número de variáveis físicas envolvidas tanto no transporte de sedimentos e sua resultante nas mudanças morfológicas. Os modelos de transporte de sedimento para regiões costeiras são baseados basicamente em duas metodologias: modelos baseados na tensão que o fluido exerce no leito marinho e aqueles derivados da energia do escoamento proposto por Bagnold (1963). Neste trabalho um modelo de evolução rítmica de estruturas costeiras foi implementado e testado. O transporte de sedimentos foi calculado através de uma equação de transporte de sedimentos baseado no modelo de Bagnold (1963), incluindo os efeitos de pressão, declividade do leito e gravidade. A eficiência de transporte de sedimentos no modelo energético de Bagnold (1963) foi modelada através de 5 formulações, sendo implementada uma equação baseada na velocidade do escoamento. O modelo desenvolvido para o transporte de sedimentos e evolução do leito foi aplicado para o cálculo das alterações rítmicas da costa induzidas por ondas de gravidade. Os resultados do modelo numérico mostraram boa correlação com os dados medidos, mesmo com a fórmula implementada para a eficiência do transporte de sedimentos proposta. A evolução do leito foi satisfatoriamente simulada pelo modelo desenvolvido, mostrando-se adequando ao cálculo das alterações morfológicas em ambiente costeiro.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
2	PROBLEMA TÉCNICO-CIENTÍFICO.....	15
3	HIPÓTESES	19
4	OBJETIVOS.....	21
4.1	OBJETIVO GERAL	21
4.2	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	21
5	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	22
6	METODOLOGIA	31
6.1	Transporte de sedimentos.....	31
6.2	EVOLUÇÃO DO LEITO	32
6.3	ESQUEMA NUMÉRICO	33
6.3.1	Diferenciação no espaço	34
6.3.2	Avanço no tempo.....	37
6.3.3	Condições iniciais e de contorno	38
6.4	MODELAGEM DE ONDAS	39
6.4.1	Modelo de águas rasas	39
6.4.2	Modelo Energético de Ondas.....	42
6.4.3	Acoplamento onda-corrente	44
6.5	VALIDAÇÃO DO MODELO.....	47
6.5.1	Beiji e Battjes (1994)	47
6.5.2	Projeto CRIEPI – LIP 11D.....	47
6.5.3	Evolução do leito bi-dimensional.....	48

7	RESULTADOS E DISCUSSÃO	50
7.1	MODELagem unidimensional de ondas	50
7.2	TRANSPORTE DE SEDIMENTOS E EVOLUÇÃO DO LEITO	51
7.3	EVOLUÇÃO COSTEIRA DE ESTRUTURAS RÍTMICAS	58
7.3.1	Ondas oblíquas de $+60^\circ$ (Caso 1)	58
7.3.2	Ondas Oblíquas de $\pm 60^\circ$ (Caso 2).....	63
7.3.3	Ondas Oblíquas de $\pm 60^\circ$ com diferentes alturas (Caso 3).....	68
8	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	76
8.1	CONCLUSÕES	76
8.2	RECOMENDAÇÕES	77
9	REFERÊNCIAS.....	79

LISTA DE FIGURAS

Figura 2 - Esquema mostrando a estabilização de perfil praiar baseado no movimento do sedimento para um período de onda.	16
Figura 3 - Zona com movimento transversal de sedimento, em que é mostrado para o modelo energético de Bagnold a distribuição vertical de eficiência de transporte de sedimentos.	18
Figura 4 - Malha numérica utilizada para o cálculo da equação algébrica de conservação da massa de sedimento.	35
Figura 5 - Fluxograma esquemático mostrando o acoplamento entre o modelo de ondas e o modelo hidrodinâmico.	45
Figura 6 – Seção longitudinal de flume de onda; 1 a 7 indica posição de galgamento de onda.	47
Figura 7 - Batimetria idealizada para o cálculo da evolução do leito em (a) ondas proveniente de $+60^\circ$, (b) ondas provenientes de $\pm 60^\circ$ e (c) ondas provenientes de $\pm 60^\circ$ com diferentes alturas.	49
Figura 8 – Elevação medida (linha azul) e modelada (linha vermelha) para o experimento de Beiji e Battjes (1994) para as estações 4 (a), 6 (b) e 7 (c).	51
Figura 9 – Perfil de fundo medido inicial (linha cinza), medido final (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde) , laranja (linear) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 1A em (a), 1B em (b) e 1C em (C).	53
Figura 10 – Transporte de sedimentos medido (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde) , laranja (linear) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 1A em (a), 1B em (b) e 1C em (c). Unidades $m^3/m/s$	54
Figura 11 - Perfil de fundo medido inicial (linha cinza), medido final (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde) , laranja (linear) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 2A em (a), 2B em (b), 2C em (c) e 2E em (d).	55

Figura 12 - Transporte de sedimentos medido (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde) , laranja (linear) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 2A em (a), 2B em (b), 2C em (c) e 2E em (d). Unidades $m^3/m/s$	56
Figura 13 – Evolução do leito marinho para o Caso 1 para a profundidade inicial (a), $1 \times 10^4 h$ em (b), $1.5 \times 10^4 h$ em (c) e $2.75 \times 10^4 h$ em (d). Unidades (m).....	59
Figura 14 – Resultados de evolução do leito marinho para o Caso 1 para 0 steps (a), 2×10^4 steps (b), 3×10^4 steps (c) e $5.5 \times 10^4 h$ (d). Cada <i>step</i> corresponde a 0.5h.....	60
Figura 15 – Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), $1 \times 10^4 h$ em (b), $1.5 \times 10^4 h$ em (c) e $2.75 \times 10^4 h$ em (d). Unidades (m).	61
Figura 16 – Altura significativa e direção de ondas (a), campo de velocidade (b) em m/s, batimetria (c) em m e taxa de transporte de sedimentos (d) em $m^3/m/s$ para o instante final da simulação com <i>zoom</i> no cúspide.....	62
Figura 17 - Evolução do leito marinho para o Caso 1 para a profundidade inicial (a), $0.5 \times 10^4 h$ em (b), $1 \times 10^4 h$ em (c) e $2 \times 10^4 h$ em (d). Unidades (m).	64
Figura 18 - Resultados de evolução do leito marinho para o Caso 1 para 0 steps (a), 0.5×10^4 steps (b), 1×10^4 steps (c) e $2 \times 10^4 h$ (d). Cada <i>step</i> corresponde a 0.5h.....	65
Figura 19 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), $0.5 \times 10^4 h$ em (b), $1 \times 10^4 h$ em (c) e $2 \times 10^4 h$ em (d) para direção $+60^\circ$. Unidades (m).	66
Figura 20 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), $0.5 \times 10^4 h$ em (b), $1 \times 10^4 h$ em (c) e $2 \times 10^4 h$ em (d) para direção -60° para o Caso 2. Unidades (m).	67
Figura 21 - Altura significativa e direção de ondas (a), campo de velocidade (b) em m/s, batimetria (c) em m e taxa de transporte de sedimentos (d) em $m^3/m/s$ para o instante final da simulação com <i>zoom</i> na barra arenosa.	68
Figura 22 - Evolução do leito marinho para o Caso 3 para a profundidade inicial (a), $0.5 \times 10^4 h$ em (b), $1 \times 10^4 h$ em (c) e $2 \times 10^4 h$ em (d). Unidades (m).	69

Figura 23 - Resultados de evolução do leito marinho para o Caso 3 para 0 steps (a), 0.5x10 ⁴ steps (b), 1x10 ⁴ steps (c) e 2x10 ⁴ h (d). Cada step corresponde a 0.5h.....	70
Figura 24 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), 0.5x10 ⁴ h em (b), 1x10 ⁴ h em (c) e 2x10 ⁴ h em (d) para direção +60° para o Caso 3. Unidades (m).	72
Figura 25 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), 0.5x10 ⁴ h em (b), 1x10 ⁴ h em (c) e 2x10 ⁴ h em (d) para direção -60° para o Caso 3. Unidades (m).	73
Figura 26 - Altura significativa e direção de ondas (a), campo de velocidade (b) em m/s, batimetria (c) em m e taxa de transporte de sedimentos (d) em m ³ /m/s para o instante final da simulação com <i>zoom</i> na barra arenosa.	74

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Classificação dos métodos de transporte de sedimentos.....	25
Tabela 2 – Configuração dos experimentos do projeto CREIPI LIP 11D. Fonte: Dette <i>et al.</i> (2002).	48

LISTA DE SÍMBOLOS

$(EC_g)_b$ – fluxo de energia da onda [W/m^3]

\vec{e}_u – vetor unitário que aponta na direção do escoamento [-]

\vec{e}_w – vetor unitário em direção ao escoamento induzido pelas ondas de gravidade [-]

\vec{u}_b – corrente induzida por onda próximo ao fundo [-]

∇_h - operador derivada espacial bi-dimensional [$1/m$]

h_c - profundidade do perfil de fechamento [m]

h_R – altura da berma da praia [m]

$\tan \beta$ – inclinação do leito marinho [-]

C_g – velocidade de grupo da onda [m/s]

E_r – densidade de energia do *roller* [N/m]

H_m – altura máxima da onda [m]

H_{rms} – raiz da altura média quadrática [m]

$P_b(H)$ – distribuição de probabilidade de Reyleigh [-]

$P_b(H)$ – distribuição de probabilidade de quebra [-]

Q_b – fração de quebra das ondas [-]

S_{xx}, S_{yy}, S_{xy} – componente das tensões de radiação da onda [N/m]

\vec{i} – taxa de transporte de sedimento imerso []

\vec{q} – vetor taxa de transporte de sedimento em volume [$m^3/m/s$]

z_b – elevação do leito [m]

α_{BJ} – coeficiente de quebra da onda no modelo de Battjes & Jansen (1978) [-]

α_b – ângulo de incidência das ondas [-]

ε_b – eficiência de transporte de sedimento de fundo [-]

ε_s – eficiência de transporte de sedimento em suspensão [-]

ρ_s – massa específica do sedimento [kg/m^3]

∇z – gradiente de profundidade [-]

h - profundidade [m]

Δx – espaçamento da grade numérica [m]

A' – área do *roller* [m^2]

C – celeridade de fase da onda [m/s]

$C(z_b)$ – velocidade de propagação das formas de fundo [m/s]

D – dissipação de energia da onda [N/m]

E – densidade de energia do movimento organizado da onda [N/m]

H – altura da onda [m]

$W(H)$ – função peso para a distribuição de probabilidade [-]

c – concentração de sedimento suspenso na água [kg/m^3]

f – frequência da onda [$1/s$]

g – aceleração da gravidade [m/s^2]

k – número do onda [$1/m$]

p – porosidade [m]

∇ – operador derivada espacial tridimensional [$1/m$]

γ – coeficiente de quebra da onda no modelo de Ruessink *et al.* (2003)

$\varepsilon(z)$ – eficiência do transporte de sedimento [-]

η – elevação da superfície [m]

ρ – massa específica do fluido [kg/m^3]

σ – frequência angular das ondas [$1/s$]

ϕ – ângulo de fricção da partícula de sedimento [$^\circ$]

1 INTRODUÇÃO

A região marinha costeira é muito dinâmica e complexa, principalmente devido a interação entre a circulação de correntes (como resultado da ação da maré, vento, etc.) e ondas fazendo com que haja grande mudança da linha de costa e do leito marinho. Estas mudanças do leito marinho e da linha de costa são os principais desafios em instalação de estruturas costeiras, manutenção de portos, na avaliação do risco à erosão em praias e também do ponto de vista científico, uma vez que estimar as mudanças do leito de maneira acurada tem sido um grande desafio devido à complexidade da física que envolve o transporte de sedimentos que ocorrem nesta região (RAHMAN *et al.*, 2013).

Matematicamente a mudança do leito se resume a equação de conservação da massa de sedimento (equação de Exner), em que a evolução da altura do leito é calculada em função do balanço da carga total de sedimento transportado em volume (em suspensão e fundo), como em Long (2008), ou na versão estendida em que são considerados ainda os fluxos verticais de sedimento (deposição e erosão – WU, 2000), neste caso para simular as mudanças do leito de maneira acurada é necessário calcular as taxas de transporte de sedimento e a hidrodinâmica de maneira mais realista possível.

Contudo não há uma maneira determinística de calcular como é o transporte de sedimento junto ao fundo ou a quantidade que é disponibilizada para a coluna d'água, mesmo os modelos mais sofisticados ainda usam muitas aproximações empíricas e coeficientes de ajuste, fazendo com que as formulações propostas sejam específicas para alguns conjuntos de ambientes em que o sedimento é transportado (CAMBAZOGLU, 2009). Os modelos ou formulações de transporte de sedimento transportado junto ao fundo são divididos em duas classes: modelos baseados na formulação de Bagnold (1963).

Bagnold (1963) introduziu o conceito de que a taxa de transporte de sedimentos é função da energia do escoamento (chamado de modelo energético de Bagnold), neste

modelo é assumido que o sedimento pode ser transportado na região entre a berma da praia e a profundidade do perfil de fechamento, sendo função somente da velocidade do escoamento e da eficiência de transporte de sedimento. Neste modelo o transporte de sedimento é calculado em cada instante do ciclo da onda.

Este modelo foi aprimorado com a introdução do conceito de equilíbrio da declividade do fundo (IINMAN & BAGNOLD, 1963), com a inclusão do termo de gradiente de pressão por Zhao *et al.* (2005) e com a inclusão de um polinômio cúbico para o cálculo da eficiência do transporte de sedimentos em função da profundidade (UDA, 1996; SERIZAWA *et al.*, 2006), sendo aplicado com sucesso em diversos tipos de aplicações em ambiente costeiro no estudo da evolução do leito (*e.g.* SERIZAWA *et al.*, 2012; UDA *et al.*, 2012; RAHMAN *et al.*, 2013; MIYAHARA, *et al.*, 2014, SAN-NAMI *et al.*, 2014).

Outra classe de modelos de transporte de sedimento de fundo são aqueles baseados no conceito de que o transporte de sedimento é relacionado com a tensão exercida no leito marinho, introduzido por Meyer-Peter & Müller (1948) e Einstein (1950), sendo válidas para escoamentos estacionários e unidirecionais (CAAMENEN & LARSON, 2004). Para expressar os efeitos oscilatórios devido à introdução de ondas de gravidade, o modelo de Meyer-Peter & Müller (1948) foi aprimorado para expressar o aumento da tensão de cisalhamento no leito marinho devido a ação das ondas (*e.g.* BLJKER, 1967; WATANABE, 1982, VAN RIJN, 1993, RIBBERINK, 1998). Porém estas formulações não são adequadas para ambientes dominados por ondas devido dominância do movimento orbital da onda próximo ao fundo no movimento residual de sedimento (CAAMENEN & LARSON, 2004).

Apesar dos avanços no entendimento físico e matemático do transporte de sedimentos, Nielsen (1992) apontou, por exemplo, que os processos de transporte de sedimento na zona de espraiamento ainda não são bem solucionados, seja do ponto de vista físico ou matemático, devido à complexidade gerada principalmente devido à turbulência e ao

próprio movimento da onda nesta região, o que torna a modelagem físico-matemática do transporte de sedimento um desafio em ambiente marinho.

As taxas de transporte de sedimento e as mudanças do leito são diretamente proporcionais as características das ondas de gravidade no ambiente costeiro. Contudo a simulação direta da evolução da altura da onda, mesmo em modelos do tipo Boussinesq de segunda ordem de precisão (*e.g.* WEI *et al.*, 1995; NWOUGU; 1993) são inviáveis para a simulação de longo período da evolução da altura do fundo devido ao passo de tempo para sua simulação numérica.

Neste caso, a solução da propagação da onda em ambientes costeiros tem sido realizada com sucesso pelos modelos de evolução da energia da onda, como aqueles baseados na solução da equação da declividade suave (BERKOFF, 1972) ou da solução da equação da propagação da densidade da ação da onda (HASSELMAN *et al.*, 1973). A formulação da equação de declividade suave é feita sob um grande número de considerações físicas (KIRBY *et al.*, 1994) e a solução da equação de declividade suave e da conservação da densidade da ação da onda é realizada sob várias parametrizações para processos físicos que ocorrem durante a propagação da onda, como por exemplo a quebra, efeito de *whitecapping*, fricção com o leito marinho etc.

Neste trabalho será investigado o efeito da onda no transporte de sedimentos por meio de um modelo numérico de transporte de sedimentos baseado no modelo energético de Bagnold e seu efeito na evolução do leito marinho. A eficiência do transporte de sedimento é calculada utilizando a formulação de SERIKAWA *et al.*, 2006. Para a propagação das ondas de gravidade é solucionada a equação da propagação da densidade da ação da onda numericamente e seus resultados utilizados para o cálculo do transporte de sedimentos.

O transporte de sedimentos é calculado através do modelo de Bagnold (1963), incluindo os termos de pressão, declividade e gravidade. A eficiência do transporte de sedimentos é calculada através de 5 formulações, sendo a última desenvolvida com base na

velocidade do escoamento. A evolução do leito é calculada numericamente através da solução da equação de conservação da massa de sedimento, através do método desenvolvido por Long *et al.* (2008).

2 PROBLEMA TÉCNICO-CIENTÍFICO

As ondas de gravidade são um dos principais agentes que transportam sedimentos na zona costeira, seu movimento oscilatório faz com que as partículas de sedimento se movam de maneira oscilatória indo para frente e para trás, com a passagem da onda. Neste ambiente, o transporte de sedimentos induzido por ondas pode é dado pela soma de duas componentes causado por uma componente em direção à costa e outra componente em direção ao mar dado pelo escoamento induzido pela onda próximo ao leito marinho, assim como introduzido por Inman & Bagnold (1963).

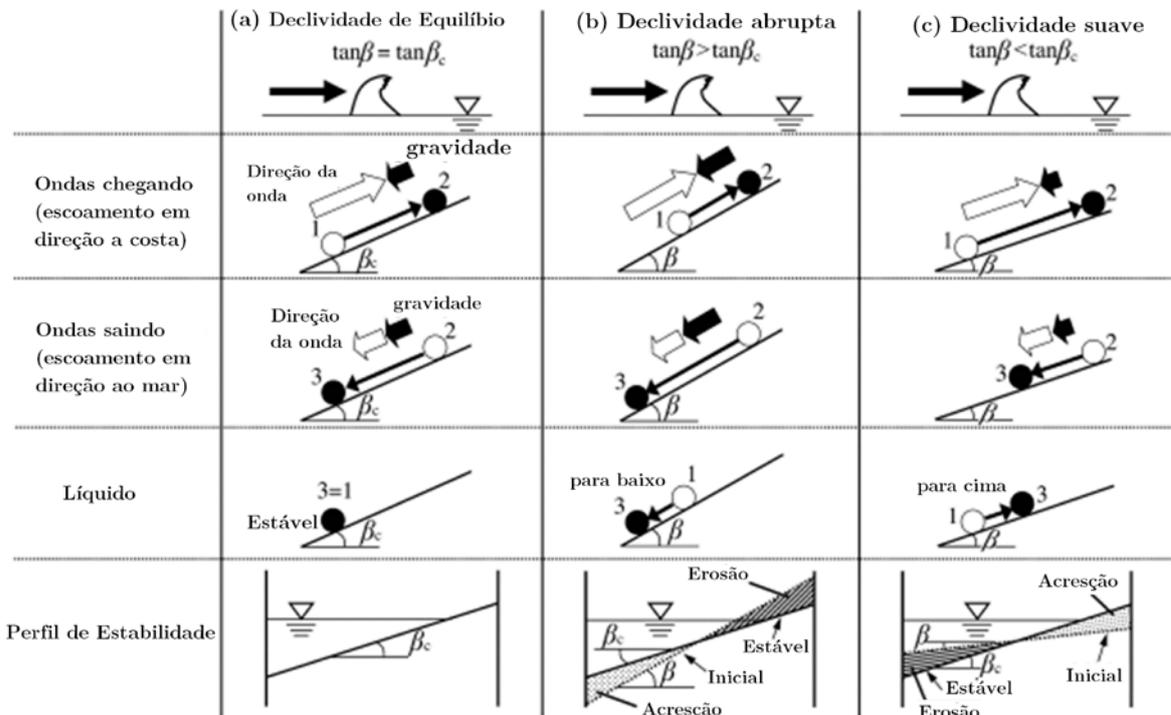
Neste sistema é assumido que a declividade do leito ($\tan\beta$) é uma quantidade infinitesimal, segundo Bagnold (1963) e Bailard & Inman (1981) a direção das partículas de areia se movem na direção escoamento, enquanto a gravidade faz com que sempre que o sedimento se mova em direção abaixo, sendo o transporte de sedimento dado pela seguinte expressão:

$$\vec{q} = a_o \vec{e}_u - a_1 \nabla z \quad \text{Eq. 1}$$

Em que \vec{e}_u é o vetor unitário na direção do escoamento, ∇z a declividade do leito medida em duas dimensões e a_o e a_1 são coeficientes sempre positivos, sendo função do ângulo interno de fricção da velocidade do escoamento e das partículas de sedimento.

Na Figura 1 é mostrado como ocorre o transporte de sedimento na passagem de uma onda de gravidade e também sua resposta na evolução do leito (perfil de estabilidade). Considerando que o sedimento tende ao equilíbrio, é definido um ângulo de equilíbrio (β_c) o perfil praia permanece constante e o movimento devido ao efeito da gravidade é mínimo, bem como o transporte líquido de sedimento, como mostrado no esquema da Figura 1.a. Se o ângulo do perfil de praia for maior que o ângulo de equilíbrio então o efeito da gravidade é máxima e a tendência de transporte é direcionada para baixo, sendo que o perfil do leito sofre erosão próximo à costa e acreção na região *off-shore*, como mostrado na Figura 1.b.

Figura 1 - Esquema mostrando a estabilização de perfil praial baseado no movimento do sedimento para um período de onda.



Fonte: Adaptado de Serizawa (2006).

No último caso é considerado que a declividade é sua, ou seja, próximo a declividade de equilíbrio; neste caso o efeito da gravidade é menor e então as partículas de sedimento são levadas para cima induzidas pelo escoamento, sendo que ocorre erosão na parte *off-shore* do perfil e acreção próximo à linha de costa (Figura 1.c).

Para um sistema dominado por ondas, são consideradas duas ondas, uma que se propaga no sentido positivo do eixo de coordenado e uma que se propaga na direção negativa deste eixo (por exemplo uma onda refletida pela região costeira). O transporte de sedimento líquido induzido pelas ondas pode ser matematicamente escrito como:

$$\vec{q} = \vec{q}^+ + \vec{q}^- \quad \text{Eq. 2}$$

Sendo os sobescritos + e - relacionados a onda que se propaga no sentido positivo e no sentido negativo do eixo coordenado, respectivamente. Sendo estas componentes do transporte de sedimento dadas por:

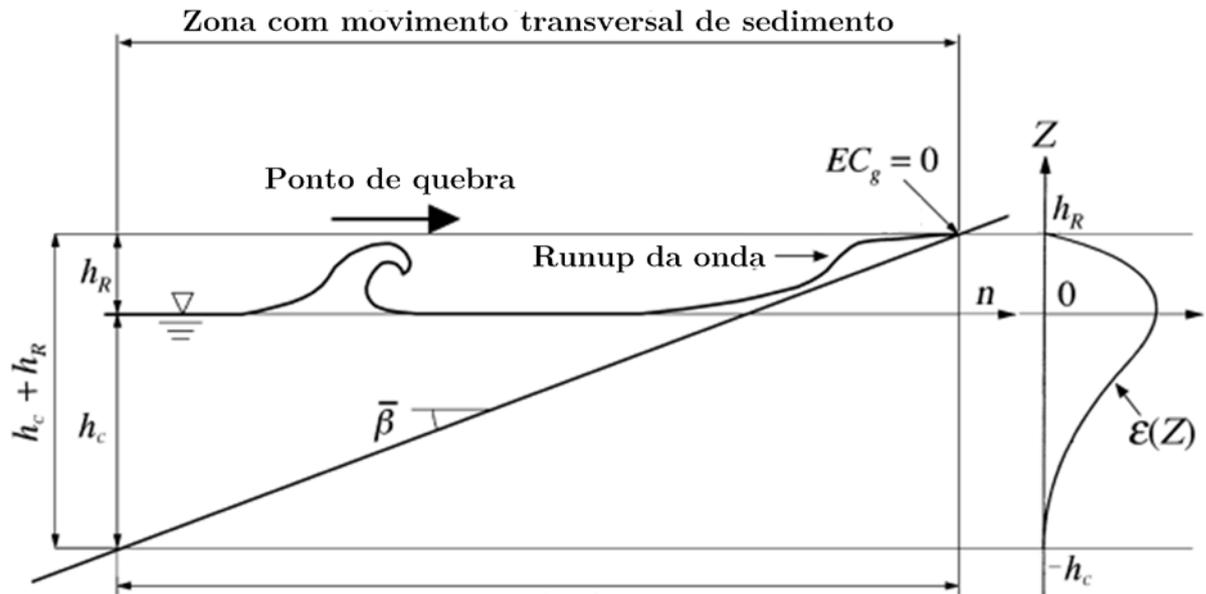
$$\left. \begin{aligned} \vec{q}^+ &= a_0^+ \vec{e}_w^+ - a_1^+ \nabla z \\ \vec{q}^- &= a_0^- \vec{e}_w^- - a_1^- \nabla z \end{aligned} \right\} \text{Eq. 3}$$

Sendo que \vec{e}_w representa o vetor unitário na direção do escoamento induzido pela onda. Neste caso esta equação representa o balanço entre a assimetria do escoamento e a componente da gravidade (INMAN & BAGNOLD, 1963; BAILARD & INMAN, 1981; BAILARD, 1981). Considerando a energia da onda, o transporte de sedimento é definido por estes autores como:

$$\left. \begin{aligned} \vec{q} &= \frac{G}{\tan \beta_c} [\tan \beta_c \vec{e}_w - \nabla z] \\ G &= C_0 K_1 \varepsilon(z) (EC_g)_b \cos^2 \alpha_b \tan \beta_c \end{aligned} \right\} \text{Eq. 4}$$

Em que $C_0 = 1/[(\rho_s - \rho)g(1 - p)]$ (sendo ρ_s a massa específica do sedimento, ρ a massa específica do fluido, g a gravidade e p a porosidade; α_b o ângulo de incidência das ondas, $(EC_g)_b$ o fluxo de energia da onda no ponto de quebra e $\varepsilon(z)$ a eficiência de transporte de sedimento. Sendo esta utilizada como fator de calibração em alguns estudos. Uda (1996) desenvolveu um perfil cúbico para o cálculo deste fator em função da altura da berma da praia (h_R) e da profundidade do perfil de fechamento (h_C), sendo indicado na Figura 2.

Figura 2 - Zona com movimento transversal de sedimento, em que é mostrado para o modelo energético de Bagnold a distribuição vertical de eficiência de transporte de sedimentos.



Fonte: Adaptado de Serizawa (2006).

3 HIPÓTESES

A física do transporte de sedimentos na região costeira é muito complexa devido aos diversos processos que induzem o transporte de sedimento, como por exemplo ondas, correntes, inclinação do leito, granulometria e forma do sedimento. Representar matematicamente estes mecanismos de forma unificada neste ambiente têm sido um grande desafio. Diversos modelos têm sido desenvolvidos com base no modelo energético de Bagnold (*e.g.* UDA, 1996; LONG *et al.*, 2008; ZHAO *et al.*, 2005) para prever o transporte de sedimentos em regiões costeiras, nestes modelos processos físicos importantes foram incluídos como o efeito da declividade (teoria do equilíbrio), gradiente de pressão do escoamento, ou aproximações do fluxo de energia da onda no transporte de sedimentos.

O modelo clássico de Bagnold (1963, 1966) pressupõe que o escoamento atua semelhante a uma máquina mecânica que transporta sedimento, ou seja, o trabalho realizado pelo escoamento sobre o sedimento é responsável pelo movimento do sedimento. Neste modelo, Bagnold (1963) supõe que para cada ambiente o trabalho realizado pelo escoamento transporta o sedimento de maneira diferente e para incluir este efeito em sua formulação foi adotado um fator de escala (chamado de eficiência de transporte de sedimento) para o cálculo das taxas de transporte de sedimento. Modelos mais sofisticados baseados no modelo de Bagnold (1963) conseguem representar grande parte dos processos físicos que ocorrem no ambiente costeiro, por exemplo o modelo apresentado por Zhao *et al.* (2005) é capaz de calcular o transporte induzido por ondas, sob o efeito da declividade do leito e do gradiente de pressão.

Contudo a eficiência na maioria dos estudos que utilizam a formulação de Bagnold não possui significado físico, sendo utilizado apenas como fator de calibração (*e.g.* SEDAEI *et al.*, 2012; GALLAGHER *et al.*, 1998; RAHMAN *et al.*, 2013; MIYAHARA, *et al.*, 2014), contudo isto faz com que para cada ambiente seja necessário encontrar uma equação de ajuste, com dados medidos para estimar a eficiência local. Alguns trabalhos,

como Uda (1996) e Serizawa (2006) utilizaram distribuições verticais de eficiência de transporte de sedimento levando em consideração o parâmetro físico profundidade (altura da berma e a profundidade do perfil de fechamento).

Contudo, nenhum estudo foi realizado acerca da modelagem matemática da eficiência do transporte de sedimento e deixam lacunas na física do modelo energético de Bagnold, como:

- A eficiência do transporte de sedimento pode ser relacionada à algum parâmetro físico medido no ambiente (*e.g.* profundidade, tamanho do grão de sedimento, altura da onda, velocidade da corrente, etc.) ou mesmo zonas da região costeira (*e.g.* zona de surfe, zona de *swash/backwash*)?
- Se a eficiência de transporte de sedimento tem relação com parâmetros ambientais, como modelar matematicamente esta eficiência (perfil linear, quadrático, cúbico), dado que sua integral ao longo da coluna d'água tem que ser unitária;
- Por último, qual o impacto desta eficiência no cálculo do transporte de sedimento e na evolução do leito, por exemplo em praias, eventos de dragagem, estuários, etc?

Dado as indagações anteriores a hipótese deste trabalho é que a eficiência do transporte de sedimento pode ser incorporada ao modelo energético de Bagnold variando no tempo, em função da velocidade do escoamento induzido pelas ondas, sendo que esta eficiência de transporte de sedimento pode alterar a velocidade de propagação das formas de fundo, consequentemente levando a padrões de evolução do leito distintos, com diferentes velocidades propagação de cordões arenosos em praias expostas.

4 OBJETIVOS

4.1 OBJETIVO GERAL

O objetivo deste trabalho é contribuir com física e modelagem de modelos energéticos de transporte de sedimento e na simulação da evolução leito de longo termo.

4.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Definir matematicamente para o modelo energético de Bagnold a distribuição vertical de eficiências de transporte de sedimento, baseado na velocidade do escoamento;
- Implementar um modelo de transporte de sedimento devido a ação das ondas, com base no modelo energético de Bagnold;
- Implementar um modelo de evolução do leito e estudar a estabilidade numérica para solução da equação da conservação da massa de sedimento para o cálculo da evolução do leito marinho;
- Estudar a evolução de cordões de areia e estruturas rítmicas em praias expostas devido a ação de ondas de gravidade;

5 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Diversos modelos para predição do transporte de sedimentos têm sido desenvolvidos, sendo um dos principais passos no cálculo da evolução do leito marinho, porém durante o desenvolvimento destes modelos eles são restritos a uma gama de aplicabilidade a que são projetados. Os modelos de transporte de sedimento são divididos em duas classes, os modelos energéticos, baseados em Bagnold (1963) e os modelos baseados na formulação de Meyer-Peter & Müller (1948).

Bagnold (1963) derivou uma fórmula de transporte de sedimento para canais bi-dimensionais e com escoamento estacionário, relacionando a taxa de transporte de sedimento com velocidade do escoamento. Neste modelo o transporte de sedimento é dividido em duas partes, transporte em suspensão e carga de fundo. A ideia deste modelo é que o escoamento pode ser entendido como um dispositivo mecânico que transporta o sedimento, contudo nem toda energia mecânica é utilizada para mover o sedimento, sendo necessário a introdução do conceito de eficiência de transporte de sedimento.

A formulação desenvolvida por Bagnold (1966) mostra resultados satisfatórios para experimentos em canais de laboratório e rios. Para o cálculo do transporte de sedimentos em ambiente costeiro, foi necessário ainda incluir neste modelo informações a respeito da velocidade induzida pelas ondas de gravidade, velocidade do escoamento, velocidade de queda do sedimento, massa específica do fluido e do sedimento e declividade do leito. Além da energia do escoamento (dada por sua velocidade), os sedimentos em zonas costeiras tendem a se mover até encontrar o equilíbrio, mesmo na ausência de ondas e/ou corrente. Por esta razão o modelo de Bagnold foi estendido para incluir os efeitos de declividade do leito no transporte de sedimentos (BOWEN, 1980), sendo então aplicado com relativo sucesso para problemas de transporte de sedimento em praias e regiões costeiras.

Bailard & Inman (1981) desenvolveram um modelo de transporte de sedimento para escoamentos oscilatórios baseado no modelo energético de Bagnold, neste modelo o transporte de sedimento consiste em duas contribuições para o transporte de sedimento de fundo, uma associada com a energia do escoamento e outra relacionada a força da gravidade, sendo que a velocidade foi derivada para incluir tanto efeito de correntes estacionárias, quanto oscilatórias. Em seu trabalho estes autores calcularam transporte de sedimento *onshore-offshore* e mostraram que o modelo de Bagnold é aplicável a transporte de sedimentos na zona de surfe somente para regiões com correntes longitudinais fracas e incidência quase normal de ondas de gravidade.

Bailard (1981) estendeu o modelo de Bailard & Inman (1981) para calcular o transporte de sedimento total em uma praia com escoamento transiente, sendo que a componente da gravidade (responsável por carregar sedimento para região mais afastada da praia) é adicionada aos termos de transporte de fundo e em suspensão no modelo de Bagnold. Sendo incluído os efeitos de oscilação da velocidade em ambientes costeiros de maneira similar a Bailard & Inman (1981) e Bowen (1980).

Komar & Inman (1970) aplicaram o conceito de que o transporte de sedimento é proporcional da taxa de dissipação da energia da onda e modificaram o modelo energético de Bagnold em termos da energia da onda e sua taxa de dissipação. Zhao *et al.* (2005) reformularam o modelo energético de Bagnold para incluir o efeito de aceleração do fluido, sendo este um importante fator de transporte de sedimentos para ondas em forte assimetria. Este termo foi incluído primeiramente de maneira *ad hoc* por Drake & Calantoni (2001), contabilizando a aceleração na frente e atrás da onda. Zhao *et al.* (2005) incluíram através de um formalismo físico-matemático, sendo calculada em função da energia do fluido, sendo incluídos os efeitos da tensão com o leito marinho via lei quadrática, sendo que seus resultados mostraram bom ajuste com soluções analíticas.

Outro importante fator no modelo de Bagnold é a eficiência do transporte de sedimentos, que corresponde a um peso dado à equação de transporte para aumentar ou diminuir a taxa de transporte de sedimentos, este valor geralmente é usado como fator de calibração e é considerado constante ao longo da coluna d'água. Uda *et al.* (1996) desenvolveu, com base em medições de taxas de transporte de sedimento, uma equação para o cálculo da eficiência do transporte de sedimentos em função da profundidade, assumindo que o transporte de sedimento é dado entre a berma da praia e a profundidade de fechamento. Serikawa *et al.* (2006) utilizou o modelo de eficiência de Uda *et al.* (1996) para o cálculo da evolução do em ambiente marinho para diversos casos, tais como, dragagem, evolução de praias parabólicas e obstáculos, sendo este método acurado para prever as mudanças do leito, quando medidos com dados *in situ*. Além do método energético de Bagnold, outra família de modelos foi desenvolvida a partir do conceito de Meyer-Peter & Muller (1948), em que taxa de transporte de sedimento pode ser relacionada com a tensão do fluido que é aplicada sobre o fundo. O modelo de Meyer-Peter & Muller foi desenvolvido para escoamento em rios unidirecionais e com escoamento permanente, sendo o limiar do transporte de sedimento dado pela tensão adimensional proposta por Shields (1936).

Para incluir o efeito oscilatório devido a ondas e correntes no ambiente costeiro, diversos modelos foram desenvolvidos a partir do conceito de Meyer-Peter & Muller (1948), por exemplo Watanabe (1993) desenvolveu um modelo de transporte de sedimentos que relaciona a taxa de transporte de sedimentos com a tensão instantânea induzida por ondas e correntes. O transporte de sedimento não é dividido em suspenso e carga de fundo, sendo a carga total calculada neste modelo. Haas & Hanes (2004) desenvolveram um modelo baseado no modelo de Watanabe (1993), sendo que sua principal diferença era o uso da tensão de cisalhamento média ao invés da tensão máxima do modelo de Watanabe, neste caso o transporte de sedimento é função da velocidade do escoamento elevada ao cubo.

Van Rijn (1993), Soulsby & van Rijn (1997) e van Rijn (2007) desenvolveram modelos de transporte de sedimento baseados no conceito de Meyer-Peter & Muller (1948), sendo que o primeiro autor desenvolveu um modelo na qual o sedimento é transportado a partir de uma determinada altura é considerado carga suspensa e solucionado de forma diferente, através da equação de advecção-difusão de sedimento. Sendo o modelo desenvolvido para calcular o efeito combinado de ondas e correntes, com coeficientes dados por medições *in situ*. Sendo os dois últimos modelos versões mais sofisticadas do primeiro com a inclusão do efeito da velocidade crítica para o movimento.

Neste mesmo sentido, Ribberink (1988) desenvolveu uma fórmula para transporte de sedimento, relacionando o movimento do sedimento ao movimento oscilatório do fluido. Na Tabela 1 é mostrado as principais formulações baseadas no conceito de Bagnold e Meyer-Peter & Muller. Porém, estas fórmulas desenvolvidas têm grandes limitações devido a inclusão de muitos parâmetros empíricos o que faz com que elas sejam aplicadas com sucesso em uma limitada gama de condições similares a aquelas usadas para o desenvolvimento destas equações e da determinação dos coeficientes empíricos.

Tabela 1 - Classificação dos métodos de transporte de sedimentos

Método	Referência
Energético	Bagnold (1963, 1966), Bailard (1981), Komar & Inman (1963), Komar & Inman (1970), Zhao <i>et al.</i> (2006), Uda <i>et al.</i> (1996), Drake & Calantoni (2001).
Tensão de cisalhamento	van Rijn (1993), Soulsby & van Rijn (1997), van Rijn (2007), Meyer-Peter & Muller (1948), Watanabe (1993), Ribberink (1988), Haas & Hanes (2004)

Além do cálculo das taxas de transporte de sedimento, para a solução da evolução do leito é necessário a solução da equação de conservação da massa de sedimento. Esta equação proposta por Exner (1925) contabiliza como é o movimento do leito marinho em função da taxa de transporte de sedimentos em volume. A equação de conservação da massa de sedimento tem sido utilizada em diversos estudos de evolução do leito do oceano.

A equação de conservação da massa de sedimento é uma equação diferencial do tipo hiperbólica sem solução analítica para problemas reais. Devido à complexidade induzida pelo escoamento de ondas e correntes, geralmente a solução desta equação leva a introdução de descontinuidades das quantidades físicas, fazendo com a solução seja instável. Vários métodos tem sido utilizados para tratar numericamente esta equação, *e.g.*, Johnson & Zyserman (2002) aplicaram o esquema numérico Lax-Wendroff adaptado de segunda ordem para a solução das derivas espaciais; Roelvink *et al.* (1994) utilizou um esquema explícito avançado no tempo e centrado no espaço, com um termo de correção da difusão numérica resultante dos erros induzidos por este esquema numérico.

Damgaard & Chesher (1997) e Damgaard (1998) analisaram o uso de técnicas numéricas para solução da equação da conservação da massa de sedimento e concluíram que as técnicas baseadas no método de Lax-Wendroff resultam em oscilações espúrias que não podem ser eliminadas dos resultados.

Long *et al.* (2008) aplicou o método WENO (*Weighted Essentially Non-Oscillatory*) para solução da equação de conservação de massa do sedimento e comparou com outros métodos para a solução desta equação e mostrou que o método WENO é o mais indicado para o cálculo das derivadas espaciais desta equação e que o método Runge-Kutta de terceira ordem é o mais indicado para o avanço no tempo, obtendo bons ajustes tanto com a solução unidimensional quanto bidimensional. Este autor mostrou

também que a solução se mantém estável para grandes períodos de tempo com esse método.

Lesser *et al.* (2004) desenvolveram um modelo de evolução do leito baseado na equação de conservação de massa de sedimento. Neste modelo as ondas são propagadas através da equação de balanço da ação da onda e a hidrodinâmica é resolvida através da solução das equações de Navier-Stokes, sendo estes modelos acoplados e as correntes geradas por eles utilizadas para o cálculo do transporte de sedimentos. Para simular a evolução do leito em longos períodos o este autor multiplica as taxas de transporte de sedimentos por um fator constante para acelerar as mudanças da morfologia.

Os resultados foram comparados com soluções analíticas de problemas de transporte de sedimento, sendo que o modelo conseguiu reproduzir todos de maneira satisfatória. Utilizando o modelo desenvolvido por Lesser *et al.* (2004) Hibma *et al.* (2003) calcularam a evolução da morfologia de bancos de areia em canais de estuários. Os autores encontraram que os padrões reproduzidos pelo modelo numérico de evolução do leito eram qualitativamente comparáveis com o padrão de bancos de areia observado na literatura.

Long *et al.* (2006) desenvolveram um modelo de evolução do leito para calcular a migração de barras arenosas subaquáticas devido ao efeito de ondas de gravidade. Estes autores utilizaram um modelo baseado nas equações de Boussinesq para a propagação da fase da onda, sendo incluídos também o efeito do *undertow*. Para o cálculo das taxas de transporte de sedimento foram utilizadas as formulações de Bagnold, com inclusão do efeito do gradiente de pressão no transporte de sedimento, para ondas. O resultado do modelo numérico desenvolvido por estes autores foi comparado com dados medidos em campo e mostrou que o modelo pode prever qualitativamente bem os movimentos das barras, mas que em águas mais profundas o modelo não consegue prever bem estas

mudanças devido à falta de um mecanismo que represente a estrutura vertical da coluna d'água.

Shi *et al.* (2015) utilizaram um modelo hidrodinâmico acoplado com um modelo de ondas para prever a evolução do leito sujeito a eventos de dragagem. O modelo foi testado para uma batimetria hipotética com uma depressão do leito em forma de quadrado para simular um evento de dragagem e mostraram que a utilização da formulação de van Rijn (1991) apresenta bons resultados quando comparado com a solução analítica. Sendo que o modelo foi testado para simular um evento de dragagem real, em que os resultados mostraram que o modelo conseguiu representar qualitativamente as mudanças da morfologia observadas em campo.

Karambas (1998) desenvolveu um modelo de evolução do leito induzido por ondas. Este autor utilizou a formulação energética de Bagnold para o cálculo das taxas de transporte de sedimento através da solução da equação não-linear de Boussinesq para ondas, sendo considerados também a dissipação do leito e da zona de surfe. O modelo de evolução do leito apresentou bom ajuste com a solução analítica proposta por Schoones & Theron (1996), sendo que o modelo aplicável a transporte de sedimentos desde da zona de surfe até a zona de espraiamento.

Serizawa *et al.* (2006) desenvolveram um modelo de evolução do leito baseado no conceito de Bagnold, em que as equações levaram em conta o fluxo de energia da onda para o cálculo do transporte de sedimentos, sendo utilizado um polinômio cúbico para o cálculo da eficiência do transporte de sedimentos. Os autores modelaram a evolução do leito através da equação de Exner, sendo este modelo aplicado a problemas de dragagem e praias com embaiamentos e praias expostas. Os autores verificaram que a formulação de Bagnold representa bem o transporte de sedimentos induzidos por ondas em problemas de evolução do leito em praias, mesmo na presença de estruturas costeiras.

Uda *et al.* (2012) utilizaram o mesmo modelo proposto por Serizawa *et al.* (2006) para calcular a evolução da morfologia em uma laguna costeira hipotética. Os autores, no entanto utilizaram um perfil linear para o cálculo da eficiência do transporte de sedimento em função da profundidade. Os resultados do modelo numérico mostram que o modelo consegue reproduzir o padrão de evolução de lagunas costeiras, incluindo o padrão de segmentação mostrado por Ashton *et al.* (2009), estes autores também comparam este modelo hipotético com o padrão encontrado na natureza e mostraram que o modelo baseado no conceito de Bagnold é apropriado para o cálculo da evolução do leito de longo período.

Serizawa *et al.* (2012) também utilizaram o modelo proposto por Serizawa *et al.* (2006) para calcular a evolução do leito de longo período em uma praia exposta sujeita a ondas de diferentes direções, alturas e probabilidades de ocorrência, sendo seus resultados comparados ao mostrado Ashton *et al.* (2009), que deu as bases do comportamento da costa a diferentes eventos de ondas. Os autores mostraram que para ondas com direção maior que 60° são formados cordões arenosos na praia, sendo que estes cordões se propagam na mesma direção da propagação das ondas, onde os cordões maiores possuem maior celeridade que os cordões menores. Para ondas provenientes de direções menores que 40° não são formados cordões arenosos. Contudo para uma distribuição de ondas provenientes dos quadrantes $\pm 60^\circ$ são formados padrões rítmicos de cúspides. Neste trabalho os autores mostram que a simulação das ondas (efeitos de difração, refração e quebra) são importantes na determinação da evolução de longo período em praias, sendo que o modelo desenvolvido por Serizawa *et al.* (2006) conseguiu prever a evolução do leito nestas diversas situações.

Uda (2015) utilizou um modelo de evolução do leito, com transporte de sedimentos baseado no modelo energético de Bagnold com distribuição vertical de eficiência de transporte de sedimentos linear, para calcular a evolução do leito em uma laguna

costeira na presença de um quebra-mar devido a ação de ondas. O autor encontrou resultados satisfatórios da evolução do leito, comparado a medidas realizadas em campo.

6 METODOLOGIA

6.1 TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

Neste trabalho o transporte é computado através do modelo energético de Bagnold, incluindo os efeitos de declividade do fundo (BAGNOLD, 1963; BAGNOLD, 1966; BAILARD & INMAN, 1981) e do efeito do gradiente de pressão (ZHAO *et al.*, 2005), sendo a taxa de transporte de peso imerso calculado como:

$$\begin{aligned} \vec{i} = \rho c_f \frac{\varepsilon_b}{\tan \phi} \left[|\vec{u}_b|^2 \vec{u}_b - \frac{\tan \beta}{\tan \phi} |\vec{u}_b|^3 \right] + \rho c_f \frac{\varepsilon_s (1 - \varepsilon_b)}{w} |\vec{u}_b|^3 u_b \\ - \frac{\varepsilon (1 - \varepsilon_b)}{w} \tan \beta |\vec{u}_b|^5 \end{aligned} \quad \text{Eq. 5}$$

Em que \vec{u}_b é a velocidade induzida pela onda próximo ao fundo, geralmente tomada como velocidade orbital da onda, w a velocidade de queda do sedimento, ϕ o ângulo de fricção da partícula de sedimento, c_f o coeficiente de arrasto de fundo, $\tan \beta$ a inclinação do leito e ε_s e ε_b as eficiências de transporte em suspensão e de carga de fundo, respectivamente. Neste caso as correntes geradas pelas ondas (descritos no item 6.4.3) serão utilizados para o cálculo do movimento do sedimento.

Para o cálculo da eficiência de transporte de fundo (ε_b) em função da profundidade serão utilizados 4 aproximações: valor constante (Eq. 6), perfil linear (Eq. 7 – WATANABE *et al.*, 2014), polinomial cúbico (Eq. 8 - SERIKAWA *et al.*, 2006).

$$\varepsilon_b(z) = \begin{cases} cte & (-h_C \leq z \leq h_R) \\ 0 & (z < -h_C, \quad z > h_R) \end{cases} \quad \text{Eq. 6}$$

$$\varepsilon_b(z) = \begin{cases} \frac{1}{h_C + h_R} & (-h_C \leq z \leq h_R) \\ 0 & (z < -h_C, \quad z > h_R) \end{cases} \quad \text{Eq. 7}$$

$$\varepsilon_b(z) = \begin{cases} \frac{2}{h_C^3} \left(\frac{h_C}{2} - z \right) (z + h_C)^2 & (-h_C \leq z \leq h_R) \\ 0 & (z < -h_C, \quad z > h_R) \end{cases} \quad \text{Eq. 8}$$

Tomando como condições de contorno a Eq. 9, será construído um polinômio para ajustar a eficiência de transporte de sedimento de fundo, com base nos dados de Serikawa *et al.* (2006) e dados do CERICI (descritos posteriormente).

$$\left. \begin{aligned} \int_{-h_C}^{h_R} \varepsilon_b(z) dz &= 1 \\ \varepsilon_b(z) &= 0 \quad \text{se } z < -h_C \\ \varepsilon_b(z) &= 0 \quad \text{se } z > h_R \end{aligned} \right\} \text{Eq. 9}$$

Como proposto por Watanabe (1993) para o transporte de fundo é proporcional ao cubo da velocidade do escoamento. Enquanto a eficiência de transporte de sedimentos é definida para o modelo de Bagnold baseado na energia de ondas. Para adequar as taxas de transporte de sedimentos no modelo de Bagnold baseado no escoamento induzido pela velocidade do escoamento é introduzido neste trabalho um fator de escala, chamado neste trabalho de ε' que é somado à eficiência de transporte de fundo ($\varepsilon_b(z)$). O fator de escala é definido como:

$$\varepsilon' = \alpha \left(\frac{|\vec{u}|}{\max |u|} \right)^3 \quad \text{Eq. 10}$$

Em que α é um fator de escala para o cálculo da eficiência proposta (sendo atribuído neste trabalho o valor de 0.23) e \vec{u} a velocidade do escoamento. A eficiência total é calculada como $\varepsilon_b(z) = \varepsilon_b + \varepsilon'$.

Sendo que a taxa de transporte de sedimento é relacionada à taxa de transporte de peso imerso seguindo a Eq. 11 (DRAKE & CALANTONI, 2001):

$$\vec{q} = \frac{\vec{i}}{g(\rho_s - \rho)} \rho_s \quad \text{Eq. 11}$$

6.2 EVOLUÇÃO DO LEITO

A evolução do leito é solucionada através da equação de conservação de massa do sedimento de fundo, que em duas dimensões é escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[(1-p)z_b + \int_{z_b}^{\eta} cdz \right] + \nabla \cdot \vec{q} = 0 \quad \text{Eq. 12}$$

Em que z_b é a elevação do leito (definida como positiva acima de um *datum*), t o tempo, η a elevação da superfície, c a concentração de sedimento suspenso na coluna

d'água, \vec{q} a taxa de transporte de sedimento de fundo em volume, p a porosidade e ∇ o operador nabla $\nabla = \partial/\partial x \mathbf{i} + \partial/\partial y \mathbf{j}$.

Neste trabalho são desconsiderados os efeitos das concentrações de sedimentos em suspensão, sendo a equação de transporte de sedimento de fundo reduzida a:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \nabla \cdot \vec{q} = 0 \quad \text{Eq. 13}$$

As taxas de transporte de sedimento de fundo serão calculadas a partir do modelo baseado na equação energética de Bagnold (Eq. 5 e Eq. 11).

6.3 ESQUEMA NUMÉRICO

Neste item é mostrado como será solucionado numericamente a equação de conservação da massa do sedimento (Eq. 11). Por simplicidade será mostrado o esquema numérico para apenas uma dimensão, neste caso seguindo Johnson & Zyserman (2002) a equação Eq. 11 pode ser escrita em uma dimensão como:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \left(\frac{\partial q_x}{\partial z_b} \left(\frac{\partial z_b}{\partial x} \right) \right) = 0 \quad \text{Eq. 14}$$

Alternativamente a equação Eq. 14 é dada por:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial z_b}{\partial t} + C_x(z_b) \frac{\partial z_b}{\partial x} &= 0 \\ C_x(z_b) &= \frac{1}{1-p} \frac{\partial q_x}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad \text{Eq. 15}$$

Em que $C_x(z_b)$ corresponde a componente x da celeridade com que o fundo se move. Sendo que fisicamente ela representa como ocorre a propagação não linear do leito sujeito às taxas de transporte de fundo.

Como a equação Eq. 13 não possui solução analítica para problemas bi-dimensionais em ambientes reais, uma vez que a carga de sedimento de fundo é uma variável complexa, que depende de vários fatores, tais como ondas, correntes, forma e tamanho do sedimento etc. Assim a Eq. 13 será solucionada numericamente.

6.3.1 Diferenciação no espaço

Para resolver as derivadas espaciais da Eq. 13, é utilizado o esquema WENO (*Weighted Essentially Non-Oscillatory*), baseado nos esquemas ENO (*Essentially Non-Oscillatory*) de Harten (1983) e Harten *et al.* (1987). Este esquema foi proposto por Long *et al.* (2008) para solução da equação da conservação da massa de sedimento e basicamente usa um *stencil* suave para aproximar numericamente as taxas de transporte de sedimento para uma ordem de aproximação maior e evitar oscilações espúrias recorrentes da solução desta equação.

Segundo Long *et al.* (2008), neste esquema o transporte de sedimento por ser dividido em duas partes, associadas à propagação das formas de fundo nas direções negativas e positivas do eixo de propagação, dadas por q_x^+ e q_x^- , sendo estas definidas para uma dimensão como:

$$\left. \begin{aligned} q_x^+ &= (1-p) \int_0^{z_b} C_x^+(z) dz \\ q_x^- &= (1-p) \int_0^{z_b} C_x^-(z) dz \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Eq.} \\ 16 \end{array}$$

Em que $C_x^+ = \max(C, 0)$ e $C_x^- = \min(C, 0)$, são as velocidades de propagação das formas de fundo nas direções positivas e negativas de x , respectivamente. Sendo que $C_x(z_b) = C_x^+(z_b) + C_x^-(z_b)$ e $q_x = q_x^+ + q_x^-$.

O esquema WENO trata exatamente da solução numérica destes termos, sendo a derivada espacial aproximada numericamente seguindo a Eq. 17.

$$\frac{dq_x}{dx} = \frac{\hat{q}_{i+1/2} - \hat{q}_{i-1/2}}{\Delta x} \quad \text{Eq. 17}$$

Sendo que o ponto central deste esquema é solucionar os termos $\hat{q}_{i+1/2}$ e $\hat{q}_{i-1/2}$, que são as aproximações numéricas para as taxas de transporte sedimento nos pontos de grade $i + 1/2$ e $i - 1/2$, sendo que i representa o índice da malha onde a equação é discretizada (índices da malha são mostrados na Figura 3).

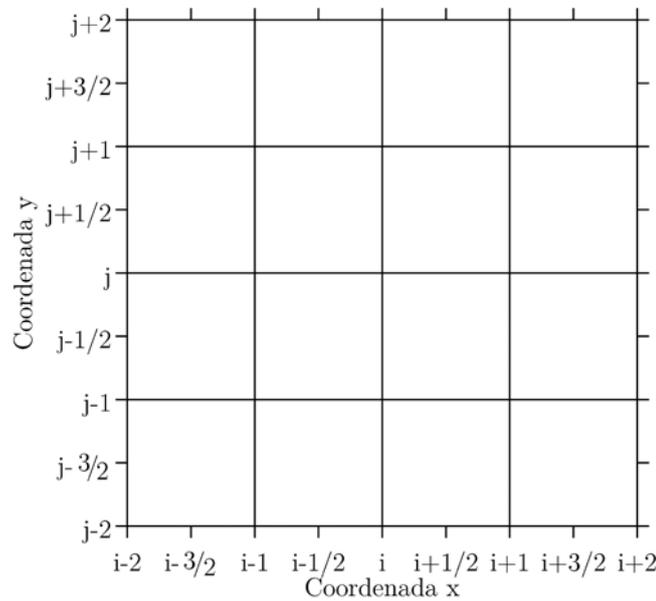
Utilizando a metodologia ENO, estas taxas ainda podem ser divididas em duas partes, relacionadas as taxas que se propagam na direção negativa e positiva do eixo de propagação:

$$\hat{q}_{i+1/2} = \hat{q}_{i+1/2}^- + \hat{q}_{i+1/2}^+ \quad \text{Eq. 18}$$

Sendo as taxas que se propagam em direção ao lado negativo $\hat{q}_{i+1/2}^-$ são dados por:

$$\left. \begin{aligned} \hat{q}_{i+1/2}^- &= \omega_1 q_{i+1/2}^1 + \omega_2 q_{i+1/2}^2 + \omega_3 q_{i+1/2}^3, & C_{i+1/2} &\geq 0 \\ \hat{q}_{i+1/2}^- &= 0, & C_{i+1/2} &< 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{Eq. 19}$$

Figura 3 - Malha numérica utilizada para o cálculo da equação algébrica de conservação da massa de sedimento.



Fonte: produção do autor.

As taxas de transporte são calculadas em um esquema de terceira ordem, dado por:

$$q_{i+1/2}^1 = \frac{1}{3}q_{i-2} - \frac{7}{6}q_{i-1} + \frac{11}{6}q_i \quad \text{Eq. 20}$$

$$q_{i+1/2}^2 = -\frac{1}{6}q_{i-1} + \frac{5}{6}q_i + \frac{1}{3}q_{i+1} \quad \text{Eq. 21}$$

$$q_{i+1/2}^3 = \frac{1}{3}q_i + \frac{5}{6}q_{i+1} - \frac{1}{6}q_{i+2} \quad \text{Eq. 22}$$

Os pesos da Eq. 19 (ω_1 , ω_2 e ω_3) são calculados com um esquema de 5ª ordem de acurácia para aproximar o valor de \vec{q} no ponto de grade $i + 1/2$, seguindo o método proposto por Jiang & Shu (1996) e Long *et al.* (2008):

$$\omega_1 = \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}; \quad \omega_2 = \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}; \quad \omega_3 = \frac{\alpha_3}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3} \quad \text{Eq. 23}$$

Em que os coeficientes α_1 , α_2 e α_3 são calculados como:

$$\alpha_1 = \frac{0.1}{(S_1 + \epsilon)^2}; \quad \alpha_2 = \frac{0.6}{(S_2 + \epsilon)^2}; \quad \alpha_3 = \frac{0.3}{(S_3 + \epsilon)^2} \quad \text{Eq. 24}$$

Sendo $\epsilon \approx 10^{-20}$, uma pequena quantidade para evitar a divisão por 0 (zero). S_1 , S_2 e S_3 são chamados de “medidas de suavidade” (*smoothness measurements*), sendo calculadas como:

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \frac{13}{12}(\nu_1 - 2\nu_2 + \nu_3)^2 + \frac{1}{4}(\nu_1 - 4\nu_2 + 3\nu_3)^2 \\ S_2 &= \frac{13}{12}(\nu_2 - 2\nu_3 + \nu_4)^2 + \frac{1}{4}(\nu_2 - \nu_4)^2 \\ S_3 &= \frac{13}{12}(\nu_3 - 2\nu_4 + \nu_5)^2 + \frac{1}{4}(3\nu_3 - 4\nu_4 + \nu_5)^2 \end{aligned} \right\} \quad \text{Eq. 25}$$

Neste caso $\nu_1 = q_{i-2}$, $\nu_2 = q_{i-1}$, $\nu_3 = q_i$, $\nu_4 = q_{i+1}$ e $\nu_5 = q_{i+2}$.

Para aproximar numericamente as taxas de transporte de sedimento que vem do lado direito, ou seja lado positivo de propagação - $\hat{q}_{i+1/2}^+$ são utilizados 3 pontos de grade à direita da localização atual (i) da grade e 2 pontos à sua esquerda, sendo matematicamente escrito como:

$$\left. \begin{aligned} \hat{q}_{i+1/2}^+ &= \omega_1 \tilde{q}_{i+1/2}^1 + \omega_2 \tilde{q}_{i+1/2}^2 + \omega_3 \tilde{q}_{i+1/2}^3, \quad C_{i+1/2} < 0 \\ \hat{q}_{i+1/2}^- &= 0, \quad C_{i+1/2} \geq 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{Eq. 26}$$

Sendo que a taxas interpoladas em $i + 1/2$ são dadas por:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{q}_{i+1/2}^1 &= -\frac{1}{6}q_{i-1} + \frac{5}{6}q_i + \frac{1}{3}q_{i+1} \\ \tilde{q}_{i+1/2}^2 &= \frac{1}{3}q_i + \frac{5}{2}q_{i+1} - \frac{1}{6}q_{i+2} \\ \tilde{q}_{i+1/2}^3 &= \frac{11}{6}q_{i+1} - \frac{7}{6}q_{i+2} + \frac{1}{3}q_{i+3} \end{aligned} \right\} \quad \text{Eq. 27}$$

Os pesos ω_1 , ω_2 e ω_3 são calculados seguindo a Eq. 23, sendo os coeficientes α_1 , α_2 e α_3 dados por:

$$\alpha_1 = \frac{0.3}{(S_1 + \epsilon)^2}; \quad \alpha_2 = \frac{0.6}{(S_2 + \epsilon)^2}; \quad \alpha_3 = \frac{0.1}{(S_3 + \epsilon)^2} \quad \text{Eq. 28}$$

E S_1 , S_2 e S_3 calculados seguindo a Eq. 29 abaixo:

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \frac{13}{12}(\nu_1 - 2\nu_3 + \nu_4)^2 + \frac{1}{4}(\nu_2 - 4\nu_3 + 3\nu_4)^2 \\ S_2 &= \frac{13}{12}(\nu_3 - 2\nu_4 + \nu_5)^2 + \frac{1}{4}(\nu_3 - \nu_5)^2 \\ S_3 &= \frac{13}{12}(\nu_4 - 2\nu_5 + \nu_6)^2 + \frac{1}{4}(3\nu_4 - 4\nu_5 + \nu_6)^2 \end{aligned} \right\} \quad \text{Eq. 29}$$

Com $\nu_1 = q_{i-2}$, $\nu_2 = q_{i-1}$, $\nu_3 = q_i$, $\nu_4 = q_{i+1}$, $\nu_5 = q_{i+2}$ e $\nu_6 = q_{i+3}$.

6.3.2 Avanço no tempo

Para o cálculo das derivadas temporais, ou seja, o avanço no tempo é utilizado o esquema TVD (*Total Variation Diminishing*) para cálculo da evolução do leito proposto por Long *et al.* (2008). Segundo este autor este esquema faz com que a variância total da solução $TV = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{\partial z_b}{\partial x} \right| dx$ permaneça constante durante a simulação ou decresça com o avanço no tempo. O modelo proposto por Long *et al.* (2008) é baseado nos trabalhos de Shu & Osher (1998) e Shao *et al.* (2004), que aplicaram um esquema TVD, baseado no método Runge-Kutta para o avanço no tempo. Basicamente este esquema numérico é baseado em 5 passos para encontrar a evolução da altura do leito no tempo:

- 1) O primeiro passo consiste em um esquema de Euler avançado no tempo para obter o valor da solução no instante $n + 1$.

$$\frac{z_b^{n+1} - z_b^n}{\Delta t} + \frac{1}{1-p} \frac{\partial}{\partial x} (q_x(z_b^n)) = 0 \quad \text{Eq. 30}$$

- 2) No segundo passo é calculado a altura do leito no instante $n + 2$ usando o mesmo esquema do passo anterior.

$$\frac{z_b^{n+2} - z_b^{n+1}}{\Delta t} + \frac{1}{1-p} \frac{\partial}{\partial x} (q_x(z_b^{n+1})) = 0 \quad \text{Eq. 31}$$

- 3) O terceiro passo usa uma média entre os instantes n e $n + 2$ para obter a solução no instante $n + 1/2$.

$$z_b^{n+1/2} = \frac{3}{4}z_b^n + \frac{1}{4}z_b^{n+2} \quad \text{Eq. 32}$$

- 4) No quarto passo é utilizado um esquema de Euler avançado no tempo para o cálculo no instante $n + 3/2$.

$$\frac{z_b^{n+3/2} - z_b^{n+1/2}}{\Delta t} + \frac{1}{1-p} \frac{\partial}{\partial x} \left(q_x(z_b^{n+1/2}) \right) = 0 \quad \text{Eq. 33}$$

No último passo é então calculado o valor atualizado da altura do leito (instante $n + 1$) utilizando uma média entre os valores encontrados nos instantes n e $n + 3/2$.

$$z_b^{n+1} = \frac{1}{3}z_b^n + \frac{2}{3}z_b^{n+3/2} \quad \text{Eq. 34}$$

Neste método é utilizado o esquema WENO (apresentado no item 6.3.1) para o cálculo das taxas de transporte de sedimento de fundo. O esquema de evolução no tempo é de terceira ordem de acurácia ($O(\Delta t^3)$) e quinta ordem ($O(\Delta x^5)$) de acurácia para o espaço.

6.3.3 Condições iniciais e de contorno

Para a solução do problema do valor de contorno da equação de conservação da massa de sedimento (Eq. 14) são utilizadas duas condições de contorno para problemas bi-dimensionais: para contornos abertos paralelos à linha de costa (*e.g.* linha de costa e oceano aberto) será utilizada a condição de taxa de transporte de sedimento igual a zero ($\vec{q} = 0$). Já nos contornos perpendiculares à linha de costa será utilizada a condição de contorno do tipo Neumann, em que a derivada espacial da taxa de transporte de sedimento no contorno é igual a zero (*e.g.* se o eixo das ordenadas corresponde ao eixo perpendicular à linha de costa, então a condição de Neumann para este caso é dada por $\partial q_x / \partial x = 0$).

O valor inicial dado a altura do leito (z_b) para solução da integração no tempo (condição inicial) será igual a zero (partida à frio).

6.4 MODELAGEM DE ONDAS

A evolução das alturas e velocidades induzidas pelas ondas de gravidade serão calculadas através da solução da equação de balanço da onda espectral e da equação de águas rasas.

6.4.1 Modelo de águas rasas

Neste trabalho o modelo de águas rasas corresponde à solução numérica das equações de conservação de massa e quantidade de movimento sob a aproximação de águas rasas e de Boussinesq. Num sistema coordenado η, ξ , resultado da transformação do sistema curvilíneo x, y , a conservação da massa para um fluido incompressível ($\nabla \cdot \vec{u} = 0$) integradas na vertical são dadas por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \left(\frac{\partial ((d + \zeta)U\sqrt{G_{\xi\xi}})}{\partial \xi} \right) \\ + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \left(\frac{\partial ((d + \zeta)V\sqrt{G_{\eta\eta}})}{\partial \eta} \right) = (d + \zeta)Q \end{aligned} \quad \text{Eq. 35}$$

Sendo que ζ corresponde à elevação da superfície da água, d a profundidade, U e V as velocidades integradas na vertical, dadas por:

$$U = \frac{1}{d + \zeta} \int_d^\zeta u dz \quad \text{Eq. 36}$$

$$V = \frac{1}{d + \zeta} \int_d^\zeta v dz \quad \text{Eq. 37}$$

O termo Q representa as contribuições por unidade de área devido às descargas ou retiradas de água, precipitação e evaporação, dados por:

$$Q = \int_d^\zeta (q_{in} - q_{out}) dz + P - E \quad \text{Eq. 38}$$

Com os termos q_{in} e q_{out} representando as fontes e sumidouros de água por unidade de volume, respectivamente, P o termo não-local de precipitação e E o termo não local de evaporação.

A conservação da quantidade movimento é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{v}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\omega}{d + \zeta} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{v^2}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\eta\eta}}}{\partial \xi} \\ + \frac{uv}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\xi\xi}}}{\partial \eta} - fv \end{aligned} \quad \text{Eq. 39}$$

$$= -\frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\xi\xi}}} P_\xi + F_\xi + \frac{1}{(d + \zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\nu_V \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) + M_\xi$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{v}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\omega}{d + \zeta} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - \frac{u^2}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\eta\eta}}}{\partial \xi} \\ + \frac{uv}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\xi\xi}}}{\partial \eta} + fu \end{aligned} \quad \text{Eq. 40}$$

$$= -\frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\eta\eta}}} P_\eta + F_\eta + \frac{1}{(d + \zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\nu_V \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) + M_\eta$$

O coeficiente da viscosidade ν_V é definido como $\nu_V = v_{mol} + \max(v_{3D}, v_v^{back})$, sendo v_{mol} a viscosidade cinemática da água, v_{3D} é viscosidade computada pelo modelo de fechamento turbulento 3D e v_v^{back} é o coeficiente de mistura vertical de um determinado ambiente ou *background* a fim de contabilizar todas as formas de mistura não resolvida. As variações de densidade são negligenciadas, exceto nos termos de pressão baroclínica, P_ξ e P_η representam os gradientes de pressão. As forças F_ξ e F_η na equação do movimento representam um desequilíbrio horizontal nas tensões de radiação de Reynolds. M_ξ e M_η representam as contribuições devido as fontes ou sumidouros externos do movimento.

A velocidade vertical ω adaptada no sistema de coordenada σ é computada da equação da continuidade:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial((d+\zeta)u\sqrt{G_{\eta\eta}})}{\partial \xi} + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial((d+\zeta)v\sqrt{G_{\xi\xi}})}{\partial \eta} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} \quad \text{Eq. 41}$$

$$= (d+\zeta)(q_{in} - q_{out})$$

Na superfície o efeito da precipitação e evaporação são levados em consideração. A velocidade vertical ω é definida na mesma superfície σ . ω é a velocidade vertical relativa ao movimento no plano σ . Esta pode ser interpretada como a velocidade associada com a ressurgência ou subsidência do movimento. As velocidades físicas verticais w no sistema de coordenada Cartesiano não estão envolvidas no modelo de equações. Computar as velocidades físicas verticais é somente requerimento para o pós-processamento. Essas velocidades podem ser expressas em velocidades horizontais, profundidade da água, nível d'água e velocidade vertical ω de acordo com:

$$w = \omega + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} u \left[\sqrt{G_{\eta\eta}} \left(\sigma \frac{\partial H}{\partial \xi} + \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) + v \sqrt{G_{\xi\xi}} \left(\sigma \frac{\partial H}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right) \right] \quad \text{Eq. 42}$$

$$+ \left(\sigma \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)$$

Sob as considerações de águas rasas, a equação do *momentum* é reduzida para equação da pressão hidrostática. As acelerações verticais devido aos efeitos de flutuabilidade e devido as variações bruscas na topografia de fundo não são levadas em consideração. Então:

$$\frac{\partial P}{\partial \sigma} = -g\rho H \quad \text{Eq. 43}$$

Após a integração, a pressão hidrostática é dada por:

$$P = P_{atm} + gH \int_{\sigma}^0 \rho(\xi, \eta, \sigma', t) d\sigma' \quad \text{Eq. 44}$$

Primeiramente, considerou-se a densidade de água constante e a próxima com densidade não uniforme.

Para água com densidade constante e considerando a pressão atmosférica, o gradiente de pressão é dado por:

$$\frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\xi\xi}}} P_\xi = \frac{g}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial P_{atm}}{\partial \xi} \quad \text{Eq. 45}$$

$$\frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\eta\eta}}} P_\eta = \frac{g}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial P_{atm}}{\partial \eta} \quad \text{Eq. 46}$$

Os gradientes de superfície livre são chamados de gradientes de pressão barotrópica. A pressão atmosférica é incluída no sistema para simulações de tempestades. Os gradientes de pressão atmosférica dominam as forças externas em períodos de tempestades. Variação de espaço e tempo nos campos de vento e pressão são especialmente importantes quando são simuladas tempestades.

No caso de densidade não uniforme, a densidade local é relativa aos valores de temperatura e salinidade pela equação de estado. A regra de Leibniz é usada para obter as seguintes expressões para os gradientes de pressão horizontal:

$$\frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\xi\xi}}} P_\xi = \frac{g}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\xi\xi}}} \int_\sigma^0 \left(\frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \right) d\sigma' \quad \text{Eq. 47}$$

$$\frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\eta\eta}}} P_\eta = \frac{g}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \frac{1}{\rho_0 \sqrt{G_{\eta\eta}}} \int_\sigma^0 \left(\frac{\partial \rho}{\partial \eta} + \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \eta} \right) d\sigma' \quad \text{Eq. 48}$$

O primeiro termo das equações representa os gradientes de pressão barotrópica (sem o gradiente de pressão atmosférica) e o segundo termo é o gradiente de pressão baroclínico. No gradiente horizontal, uma derivada vertical é introduzida pela transformação da coordenada σ . Em caso de estuários e regiões costeiras a grade vertical pode deteriorar fortemente no caso de inclinações abruptas do fundo.

6.4.2 Modelo Energético de Ondas

Para o cálculo das tensões de radiação da onda, as quais são utilizadas para atualização dos das tensões no modelo hidrodinâmico, foi solucionado a equação do balanço da ação

da onda. Esta equação será solucionada numericamente pelo módulo de ondas do modelo Delft3D.

O módulo de ondas do modelo Delft3D é composto pelo modelo espectral SWAN (*Simulating Waves Nearshore*), o qual é utilizado para simular ondas geradas pelo vento em estuários e outras regiões costeiras ou oceânicas (DELTARES, 2014).

No SWAN as ondas são descritas através do espectro de densidade de ação da onda no plano bidimensional, mesmo que dominadas por fenômenos não-lineares, como por exemplo na zona de surf (DELTARES, 2014). Neste modelo a evolução do espectro da onda é descrita pela equação do balanço da ação espectral, que é dada em coordenadas cartesianas conforme mostrado a seguir (HASSELMANN et al., 1973):

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \nabla_x \cdot [(\vec{c}_g + \vec{U})N] + \frac{\partial}{\partial \sigma_f} c_\sigma N + \frac{\partial}{\partial \theta} c_\theta N = \frac{S}{\sigma_f} \quad \text{Eq. 49}$$

Onde c_x e c_y são as velocidades de fase da onda no espaço geográfico x e y , respectivamente e c_σ e c_θ são as velocidades de propagação no espaço espectral θ e σ_f .

O lado esquerda da equação é a parte cinemática da equação. O segundo termo mostra a propagação da energia da onda em duas dimensões geográficas x , com a velocidade de grupo $\vec{c}_g = \partial \sigma_f / \partial \vec{k}$, seguido da relação de dispersão $\sigma_f^2 = g|\vec{k}| \tanh(|\vec{k}|d)$, em que \vec{k} é o vetor número de onda e d a profundidade. O terceiro termo representa o efeito de a frequência de radiação devido as variações na profundidade e das médias das correntes. O quarto termo representa a profundidade e refração induzida pelas correntes. As quantidades c_σ e c_θ são as velocidades de propagação no espaço espectral (θ e σ_f). O termo do lado direito da equação contém S , o qual é o termo de fonte e sumidouro que representa todos os processos físicos de geração, dissipação ou redistribuição da energia da onda (SWAN, 2016).

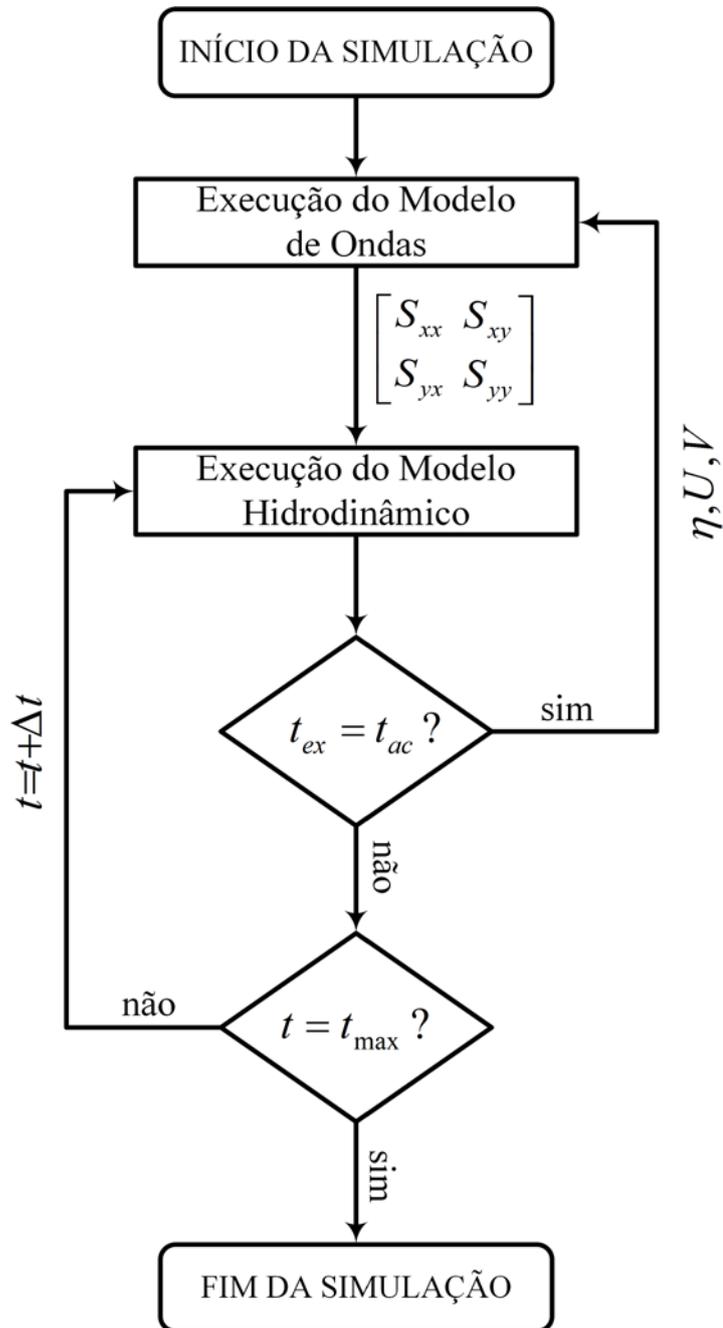
No modelo SWAN a equação do balanço da ação é resolvida numericamente através do método de diferenças finitas, com parametrizações para os processos de interações triplas não-lineares, fricção com o fundo, quebra induzida pela profundidade e *whitecapping*.

6.4.3 Acoplamento onda-corrente

A interação onda-corrente é um processo que influencia tanto na hidrodinâmica quanto no transporte de sedimentos (KLEINHANS & GRASMEIJER, 2006). Para o melhor entendimento dos processos de transporte de sedimento, o modelo foi executado considerando as correntes geradas pelas tensões de radiação da onda. Para isso o modelo de ondas e o modelo hidrodinâmico foram acoplados, isto é, as tensões de radiação geradas pelo modelo de onda (S_{xx} , S_{yy} , S_{xy} e S_{yx}) são passadas para o modelo hidrodinâmico (que calcula as correntes geradas pelas ondas de gravidade) e as informações de elevação da superfície do mar e correntes são passadas para o modelo de ondas, que são utilizadas para atualizar o nível d'água do modelo de ondas e contabilizar as interações onda-corrente.

O processo de acoplamento se inicia quando as correntes e elevações do nível d'água geradas pelo modelo hidrodinâmico são utilizadas para atualização destes parâmetros no modelo de ondas. Estas informações são utilizadas para o cálculo das interações onda-corrente e atualização do nível d'água no modelo de ondas. Após computados os parâmetros da onda, os novos valores das tensões de radiação são transferidos para o modelo hidrodinâmico, em que são calculadas as correntes geradas pela onda, como no trabalho de Lesser *et al.* (2004) e Lesser (2009). A execução do módulo hidrodinâmico foi realizada a cada $2\Delta t$ até o término da simulação, sendo que o modelo de ondas é atualizado se o tempo em que o módulo hidrodinâmico estiver sendo executado (t_{ex}) for igual ao tempo de acoplamento ($t_{ac} = 2\Delta t$). Este processo de acoplamento é apresentado no fluxograma na **Figura 4** a seguir:

Figura 4 - Fluxograma esquemático mostrando o acoplamento entre o modelo de ondas e o modelo hidrodinâmico.



Fonte: produção do próprio autor.

A força induzida pela onda pode se expressa nos parâmetros de onda do modelo de ondas que está sendo aplicado.

Como apresentado por Dingemans *et. al.* (1987), usar os gradientes das tensões de radiação em modelos numéricos pode resultar em correntes espúrias. Dingemans *et. al.* (1987) mostrou que a parte livre divergente da tensão de radiação não é capaz de gerar

as correntes e pode, desta forma, se negligenciada se uma é mais interessante em correntes dirigidas por ondas. A parte remanescente dos gradientes de tensão da radiação é relacionado a energia de dissipação de onda, isto é, o termo de força induzida por onda na equação da quantidade de movimento na direção x média sobre o movimento das ondas pode ser escrito por:

$$F_i = \frac{Dk_i}{\omega} \quad \text{Eq.} \quad 50$$

Onde D é a energia de dissipação total devido as ondas, k_i é o número de onda na direção i e ω é a frequência de onda.

Para o modelo integrado na vertical, as equações da quantidade de movimento nas direções x e y , desconsiderando a maioria dos termos, pode ser escrita como:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \dots + \frac{gU\sqrt{U^2 + V^2}}{C_{2D}^2(d + \zeta)} + \dots = \dots + F_x \quad \text{Eq.} \quad 51$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \dots + \frac{gV\sqrt{U^2 + V^2}}{C_{2D}^2(d + \zeta)} + \dots = \dots + F_y \quad \text{Eq.} \quad 52$$

Onde F_x e F_y são a profundidade média induzida por ondas e dada pelos gradientes de tensão de radiação S , ou seguindo a aproximação de Dingemans *et. al.* (1987) pela energia de dissipação de ondas:

$$F_x = -\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{yx}}{\partial y} = D \frac{k_x}{\omega} \quad \text{Eq.} \quad 53$$

$$F_y = -\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = D \frac{k_y}{\omega} \quad \text{Eq.} \quad 54$$

A taxa de dissipação D (uma quantidade negativa) é computada pelo modelo de onda e lida pelo arquivo de comunicação. No SWAN, a taxa de dissipação pode ser computada da fricção com o fundo (movimento orbital), quebra induzida pela

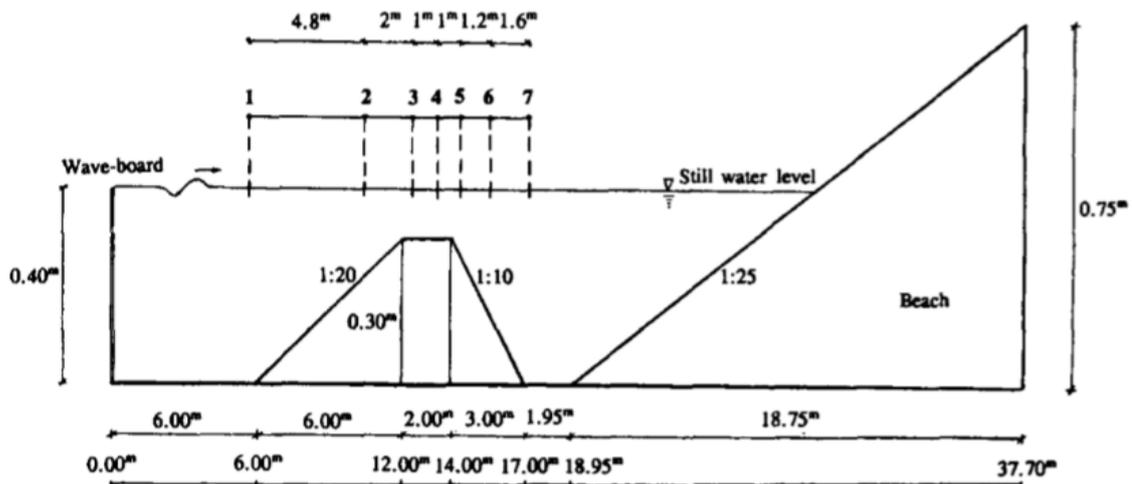
profundidade e *whitecapping*. Portanto, é necessário aplicada a tensão de radiação ou a taxa de dissipação para determinar a força induzida pela onda.

6.5 VALIDAÇÃO DO MODELO

6.5.1 Beiji e Battjes (1994)

Para a validação do modelo de ondas foram utilizados os dados de Beiji e Battjes (1994). Os experimentos foram executados em um flume de onda com uma barra submersa trapezoidal, conforme Figura 5. Informações detalhadas sobre os experimentos podem ser encontradas em Beiji e Battjes (1993).

Figura 5 – Seção longitudinal de flume de onda; 1 a 7 indica posição de galgamento de onda.



Fonte: Beiji e Battjes (1994).

Os experimentos incluem quebra de ondas e não quebra de ondas. Os resultados apresentados neste estudo são para ondas íngremes, mas não quebráveis. Estas simulações feitas com ondas incidentes periódicas (frequência $f = 0.5 \text{ Hz}$, altura da onda $H = 2.0 \text{ cm}$).

6.5.2 Projeto CRIEPI – LIP 11D

Os dados do projeto CRIEPI LIP 11D (DETTE et al., 2002), realizados pela universidade de Delft Hydraulics no ano de 1993, foram gerando um flume de 225m, sendo os primeiros 20m horizontais para realizar a geração de ondas. O nível da água foi de 4.1m e 4.6m. As ondas geradas variavam de 0.6m a 1.4m, sendo realizados experimentos de acreção e erosão. Em todos os casos foi considerado um diâmetro de

sediment igual a 0.22mm. Na Tabela 2 são mostrados os testes realizados e suas configurações.

Tabela 2 – Configuração dos experimentos do projeto CREIPI LIP 11D. Fonte: Dette *et al.* (2002).

Teste	Tipo	Altura da onda (m)	Período da onda (s)	Nível d'água (m)	Duração (h)
1A	Equilíbrio	0.90	5	4.10	12
1B	Erosão	1.40	5	4.1	18
1C	Acreção	0.60	8	4.1	13
2A	Equilíbrio	0.90	5	4.1	12
2B	Erosão	1.40	5	4.1	12
2C	Erosão	1.40	5	4.6	18
2E	Acreção	0.60	8	4.1	21

6.5.3 Evolução do leito bi-dimensional

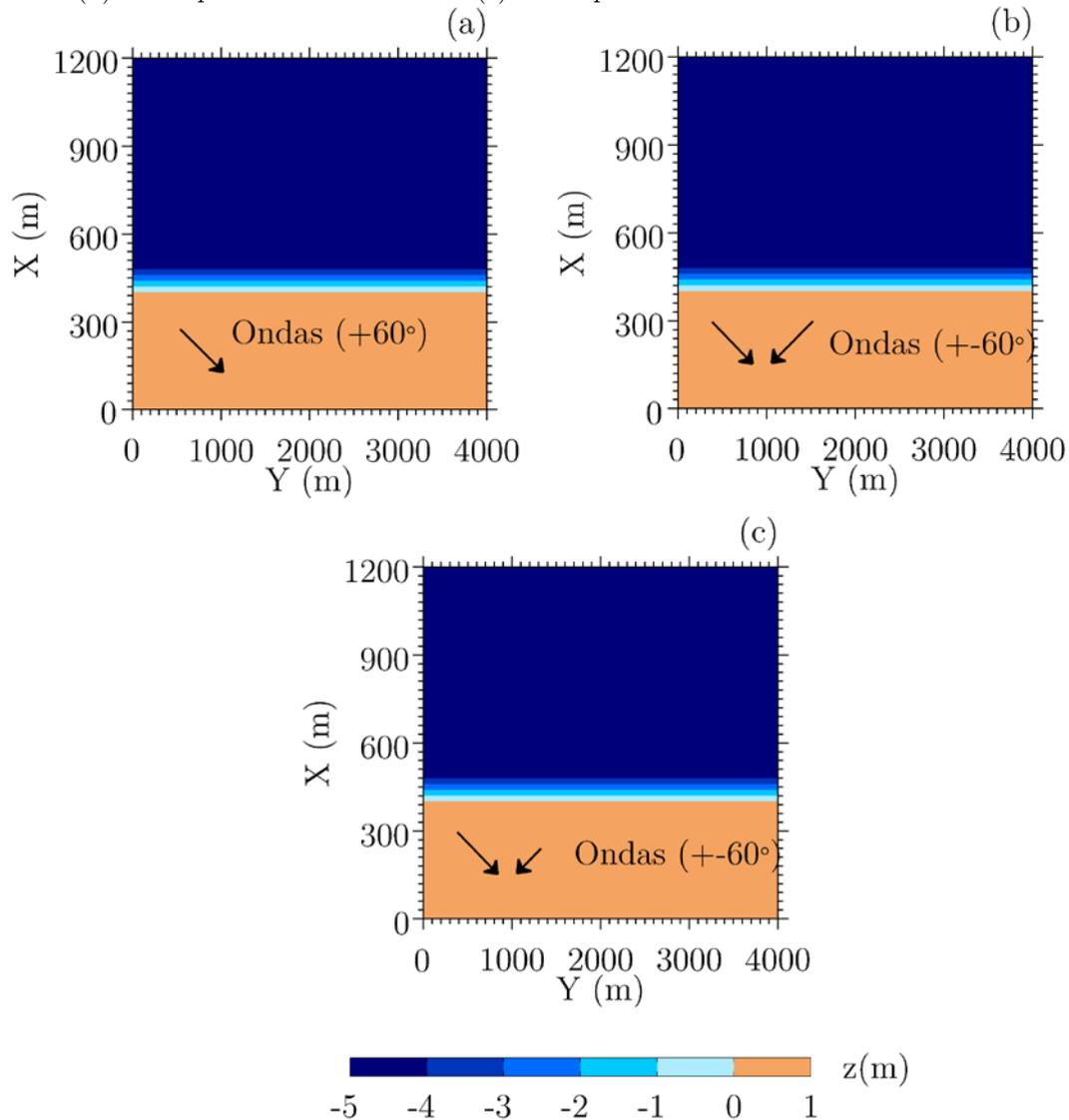
Para a validação do modelo de evolução do leito serão comparados os resultados do modelo de transporte de sedimento e evolução do leito desenvolvido neste trabalho com os resultados de Serikawa (2012), em que desenvolvidos modelos de evolução do leito de uma região costeira com declividade de 1:20, sujeito a 3 condições de ondas. Na Figura 6 são mostrados os esquemas para os 3 casos a serem simulados e a batimetria idealizada para o cálculo da evolução do leito de uma praia de baixa profundidade.

Os três casos que serão simulados são: ondas com direção de $+60^\circ$ em relação a linha de costa (Figura 6.a), ondas com direção de $\pm 60^\circ$ com a mesma altura com probabilidade de ocorrência de 50% (Figura 6.b) e ondas com direção de $\pm 60^\circ$, sendo a altura onda de -60° a metade da onda proveniente de $+60^\circ$ e com probabilidade de ocorrência de 35% para o primeiro caso e 65% para o último caso (Figura 6.c).

No experimento de Serikawa (2012) foram utilizados com entrada do modelo uma onda monocromática de altura significativa igual a 1m e período igual a 4s, sendo que a altura da berma (h_R) é igual a 1m e a profundidade do perfil de fechamento (h_C) igual a 4m, sendo a declividade da praia igual a 1:20.

Em todos os casos simulados foi aplicada a condição de periodicidade para as taxas de transporte de sedimentos é aplicada aos contornos laterais, enquanto no contorno *offshore* é aplicado a condição de Neumann para o sedimento (fluxo de sedimento nulo). O modelo ondas utilizado neste caso foi o modelo SWAN, descrito no ítem 6.4.2, sendo as correntes geradas por ondas calculadas conforme o ítem 6.4.3.

Figura 6 - Batimetria idealizada para o cálculo da evolução do leito em (a) ondas proveniente de $+60^\circ$, (b) ondas provenientes de $\pm 60^\circ$ e (c) ondas provenientes de $\pm 60^\circ$ com diferentes alturas



Fonte: produção do autor.

7 RESULTADOS E DISCUSSÃO

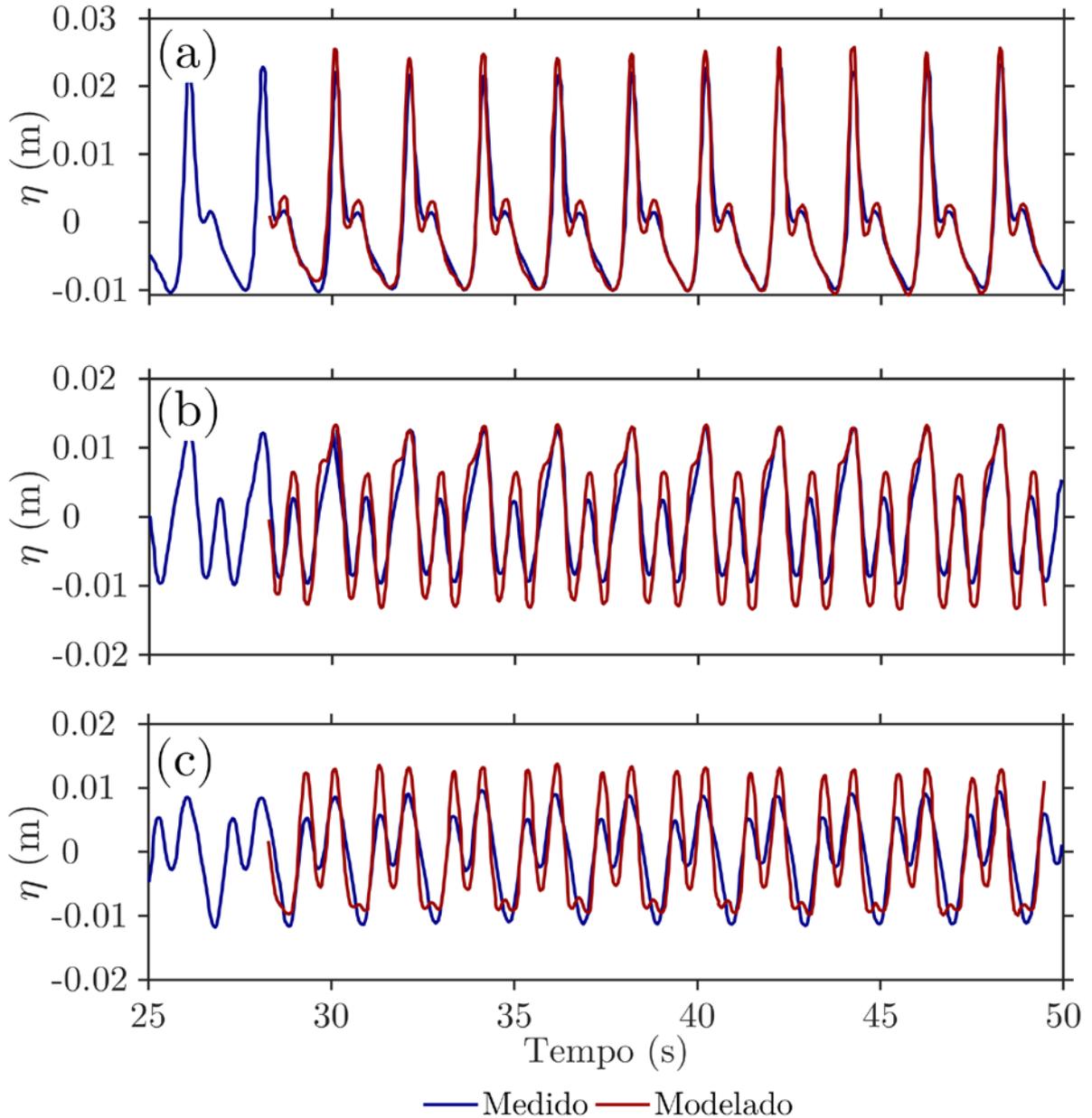
7.1 MODELAGEM UNIDIMENSIONAL DE ONDAS

Neste trabalho o modelo de águas rasas aplicado para a avaliação do transporte de sedimentos e evolução do leito é baseado na solução de águas rasas proposto por Beiji e Battjes (1994). Neste caso o modelo foi aplicado para o domínio de estudo (Figura 5) o modelo foi configurado com 32 camadas na vertical e espaçamento horizontal de 0.03m e passo de tempo de 4×10^{-3} s. A onda foi imposta ao contorno aberto através da elevação do nível d'água. Elevação e frequência são as mesmas do experimento de Beiji e Battjes (1994). Os resultados medidos e modelados são mostrados na Figura 7.

Os resultados encontrados mostram que o modelo numérico consegue calcular a propagação de ondas satisfatoriamente até a chegada ao trapézio, como pode ser visto na Figura 7.a, em que é possível notar que tanto os resultados do modelo e das medições estão em fase e possuem basicamente o mesmo padrão de oscilação.

Ao passar pelo obstáculo os efeitos não lineares começam a ser tornar importantes e a diferença entre os dados medidos e modelados aumenta, como pode ser visto nas Figura 7.b e Figura 7.. Estes efeitos são responsáveis pela diminuição da energia da onda, que mesmo usando uma grade com grande resolução espacial não foi completamente capturada. Piccoli (2014) mostrou que mesmo utilizando um modelo do tipo Boussinesq de alta ordem há uma discrepância entre os dados medidos e os modelados, atribuída pelo autor ao efeitos não-lineares, padrão também observado por Gobbi *et al.* (1999). De maneira geral o modelo aplicado é capaz de reproduzir a elevação da superfície, mesmo em escalas reduzidas, como no caso do experimento de Beiji e Battjes (1994).

Figura 7 – Elevação medida (linha azul) e modelada (linha vermelha) para o experimento de Beiji e Battjes (1994) para as estações 4 (a), 6 (b) e 7 (c).



Fonte: produção do autor.

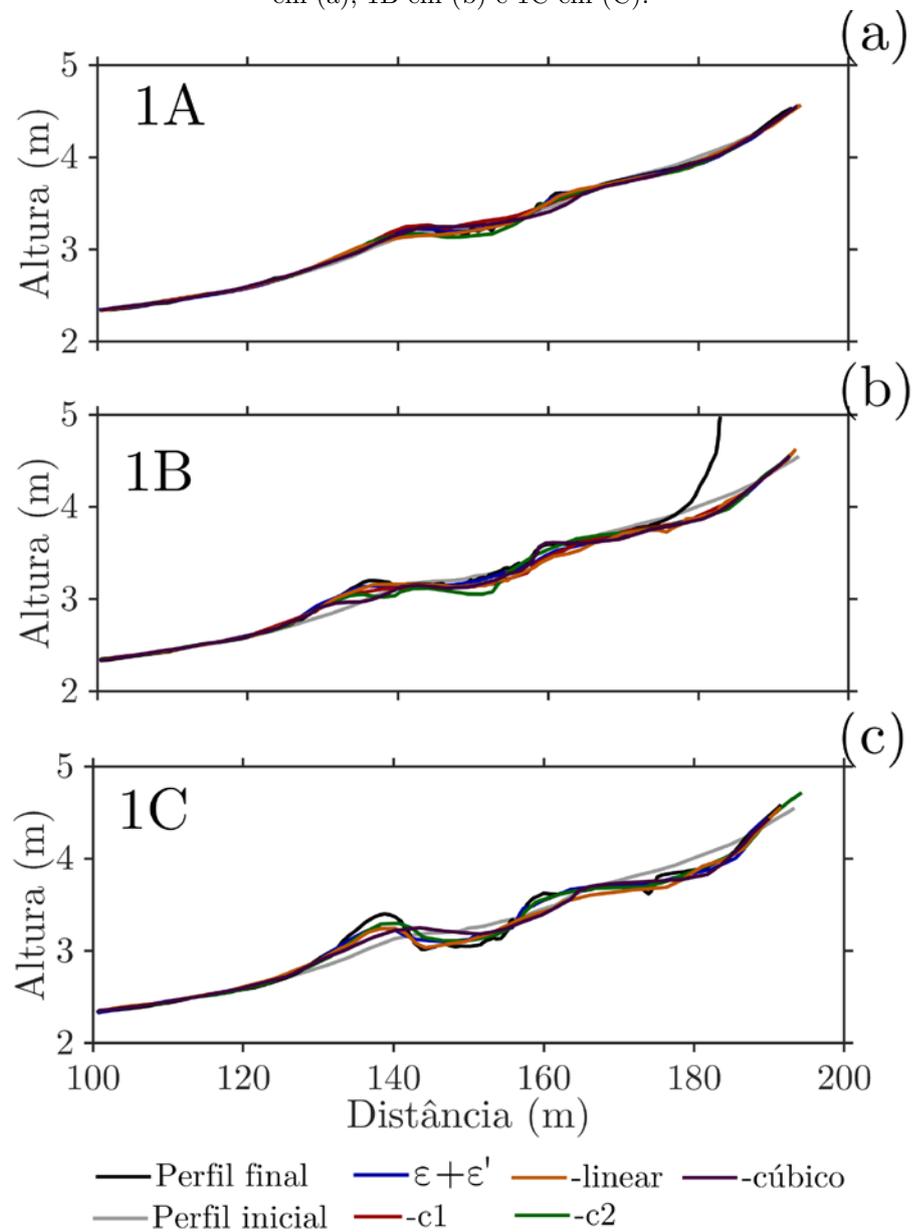
7.2 TRANSPORTE DE SEDIMENTOS E EVOLUÇÃO DO LEITO

Para avaliar o modelo numérico quanto à capacidade de representação dos processos de transporte de sedimentos e evolução do leito marinho, os resultados numéricos foram comparados com os dados medidos do projeto CRIEPI – *LIP 11 D Delta Flume Project* (DETTE *et al.*, 2002), em que foram avaliados os resultados em sete condições (Tabela 2).

Na Figura 8 são mostrados os resultados medidos e modelados para os casos 1A, 1B e 1C (Tabela 2) para a evolução do leito calculada pelo modelo desenvolvido e os dados medidos. Estes experimentos representam a evolução morfológica do leito por 12h (1A), 18h (1B) e 13h (1C), representando situações de equilíbrio, erosão e acreção. Os resultados encontrados pelo modelo numérico utilizando as várias formulações propostas mostram que o modelo é capaz de representar de maneira satisfatória a evolução do perfil do leito. Mesmo sendo o período do experimento curto (máximo de 13h), as mudanças puderam ser capturadas pelo modelo. Os resultados obtidos pelo modelo proposto para a eficiência de transporte de sedimentos (linha azul) tiveram comportamento similar aquele apresentado pelas outras formulações (constante, linear e cúbico), como visto na Figura 8.

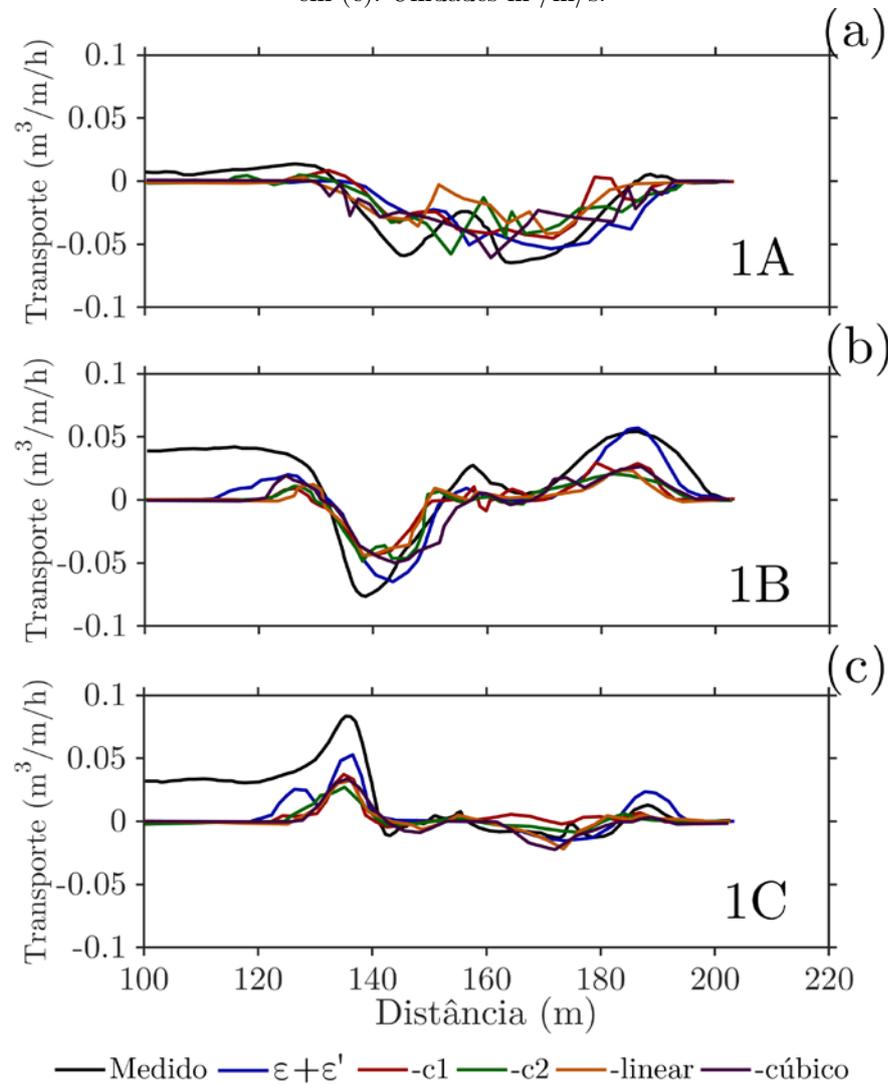
As taxas de transporte de sedimentos medidos e modelados relativas aos experimentos 1A, 1B e 1C são mostrados na Figura 9. Os resultados do modelo numérico mostram que as formulações utilizadas para eficiência de transporte de sedimentos no modelo energético de Bagnold, entre 100m-140m do perfil, tendem a subestimar o transporte de sedimentos (localizados na porção mais profunda do perfil). Entre 140m-180m as formulações aplicadas apresentam resultados similares para a estimativa do transporte de sedimentos medidas no experimento CRIEPI. Entre 180m e 200m (porção mais rasa do perfil) há uma tendência de transporte de sedimentos em direção à costa (valores positivos), como mostrado nas Figura 9.b e Figura 9.c (experimentos 1B e 1C). Nestes experimentos a fórmula proposta faz com que haja uma maior magnitude transporte de sedimentos, assim como observado nas medições, isto se deve ao fato de que a introdução da fórmula para transporte em regiões rasas tende a aumentar o transporte de sedimentos, principalmente em regiões mais rasas. Apesar de um aumento observado no transporte de sedimentos em regiões rasas, no experimento 1C o transporte de sedimentos é superestimado próximo a linha de costa, como observado na Figura 9.c.

Figura 8 – Perfil de fundo medido inicial (linha cinza), medido final (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde), laranja (linear) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 1A em (a), 1B em (b) e 1C em (c).



Fonte: produção do autor

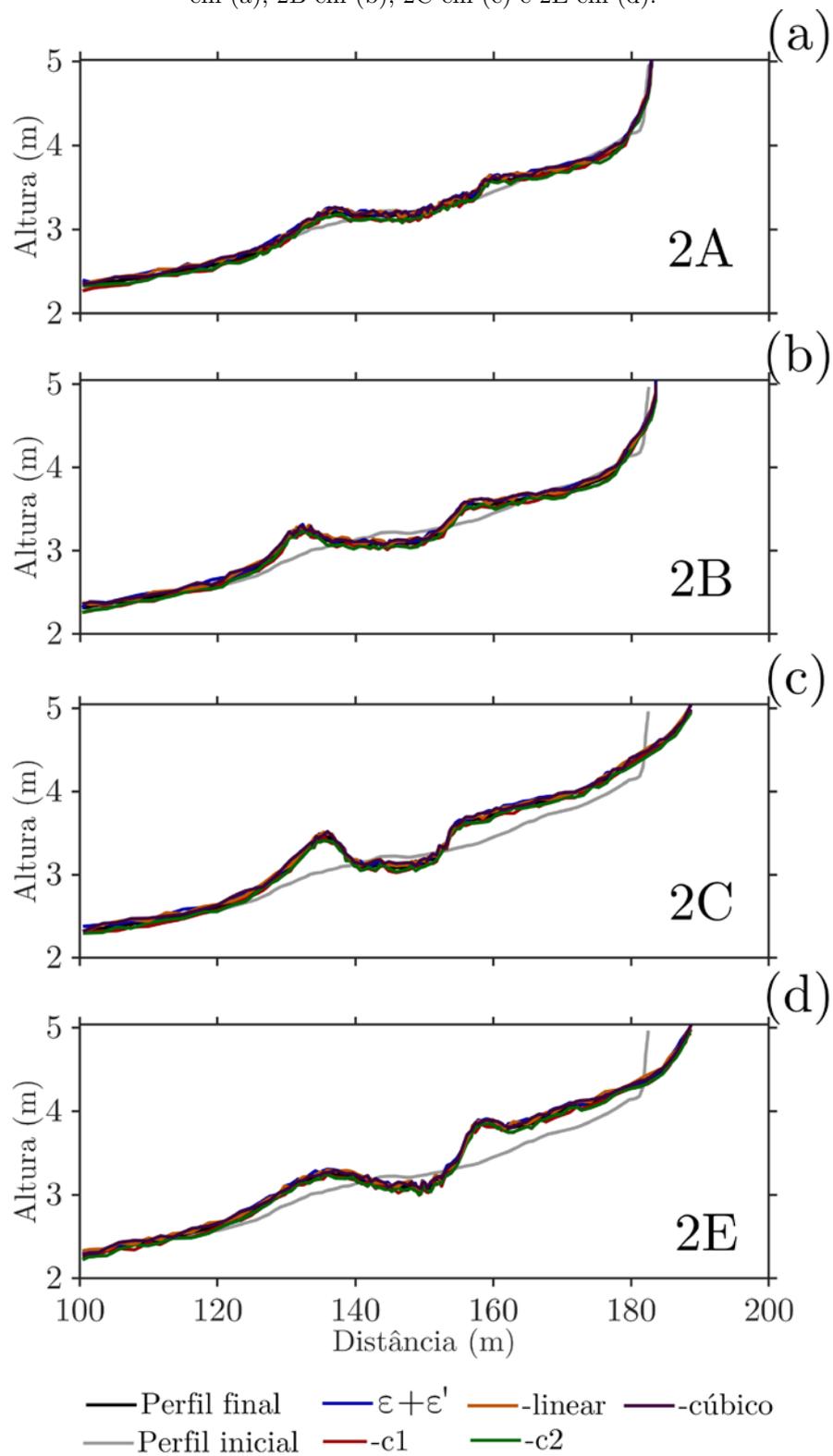
Figura 9 – Transporte de sedimentos medido (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde), linear (laranja) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 1A em (a), 1B em (b) e 1C em (c). Unidades $\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$.



Fonte: produção do autor

Na Figura 10 é mostrado a evolução do leito para os experimentos 2A (Figura 10.a), 2B (Figura 10.b), 2C (Figura 10.c) e 2E (Figura 10.d). Neste experimento a evolução do leito é medida para 12h (experimentos 2A e 2B), 18h (experimento 2E) e 21h (experimento 2C) – configurações completas são mostradas na Tabela 2. Os resultados encontrados entre o modelo numérico e os dados medidos mostram que o comportamento da evolução do leito é satisfatoriamente representado, sendo este comportamento da evolução do leito semelhante entre todos os modelos de eficiência de transporte de sedimentos utilizados, como visto na Figura 10.

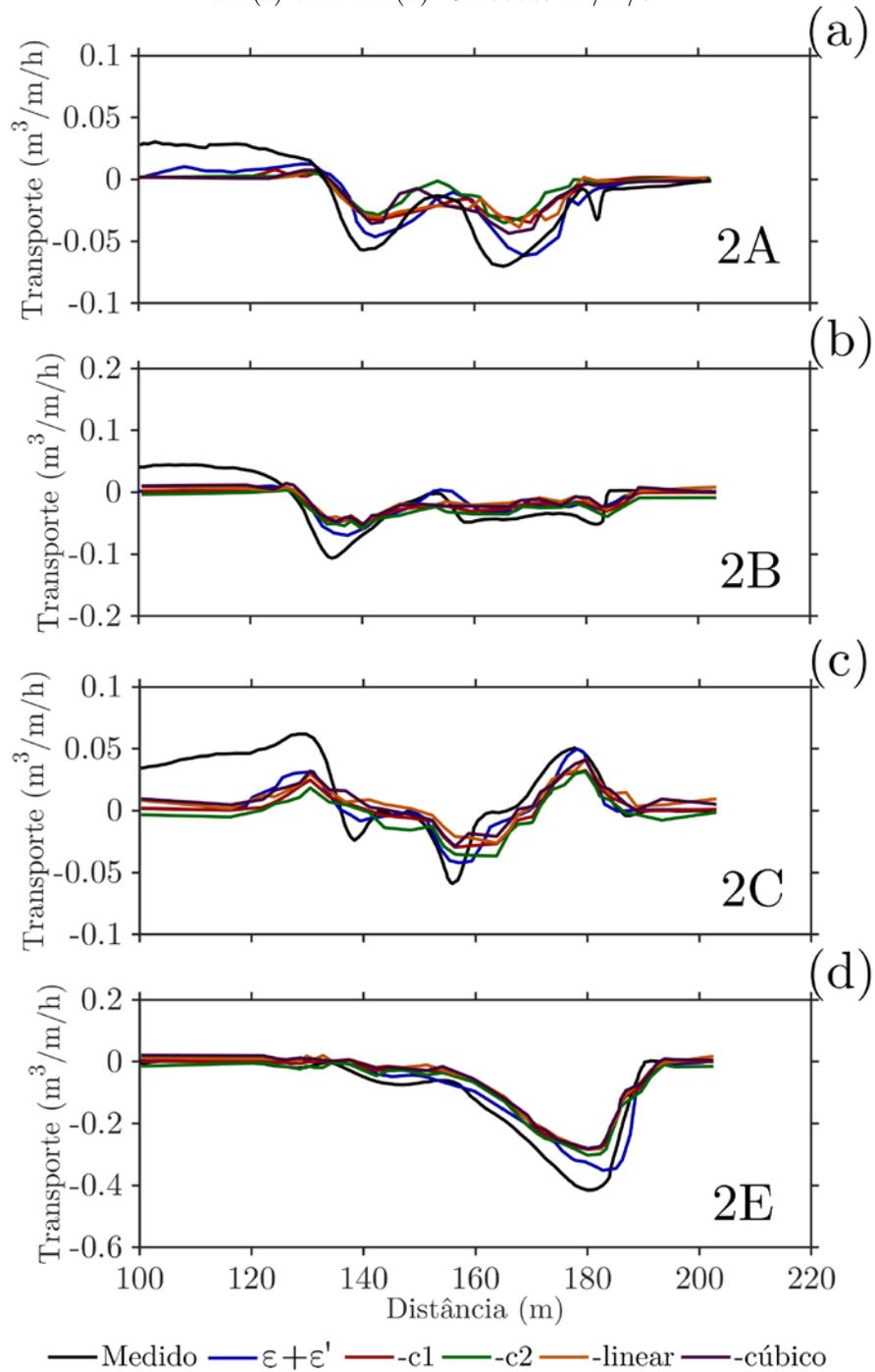
Figura 10 - Perfil de fundo medido inicial (linha cinza), medido final (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde), laranja (linear) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 2A em (a), 2B em (b), 2C em (c) e 2E em (d).



Fonte: produção do autor.

Na Figura 11 é mostrado o transporte de sedimentos para os experimentos 2A (Figura 11.a), 2B (Figura 11.b), 2C (Figura 11.c) e 2E (Figura 11.d), comparando todos as formulações propostas para a eficiência de transporte de sedimentos.

Figura 11 - Transporte de sedimentos medido (linha preta), constante 1 (linha vermelha), constante 2 (linha verde), laranja (linear) e cúbico (linha roxa) para os experimentos 2A em (a), 2B em (b), 2C em (c) e 2E em (d). Unidades $\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$.



Fonte: produção do autor.

Os resultados encontrados para as taxas de transporte de sedimento, considerando as formulações de eficiência de transporte de sedimento consideradas, mostram que o modelo consegue satisfatoriamente representar o transporte de sedimentos em todos os experimentos realizados.

Contudo nos experimentos 2A, 2B e 2C é observado que em regiões mais profundas do perfil, entre 100m e 140m, o modelo numérico tende a subestimar o transporte de sedimentos, assim como nas regiões onde ocorrem as maiores taxas de transporte de sedimento. Os resultados propostos pelo modelo de eficiência de transporte de sedimentos mostram que em regiões mais rasas um aumento do transporte de sedimentos, devido ao aumento da eficiência de transporte de sedimentos impostos com a inclusão do termo ε' , efeito este mais pronunciado nos experimentos 2C e 2E.

No experimento 2E (Figura 11.d) é possível notar uma defasagem de fase entre o transporte de sedimentos medidos e modelados. Klonaris *et al.* (2017) evidenciaram a importância dos efeitos de simulação do atraso de fase em ondas de gravidade no transporte de sedimento. Segundo os autores este efeito pode levar ao cálculo de maneira irreal das taxas de transporte de sedimentos, comparados às medições.

No presente trabalho, mesmo o modelo tendo representado razoavelmente os efeitos de onda, é utilizado um modelo do tipo águas rasas, baseado na solução de Navier-Stokes sob aproximação de águas rasas, podendo levar ao cálculo de velocidades inadequadas, principalmente em regiões mais rasas.

Klonaris *et al.* (2017) apontam que para o cálculo de transformações de ondas em águas de pequena profundidade é necessário um modelo do tipo Boussinesq capaz de simular as linearidades de alta ordem, como em Rakha *et al.* (1997). Porém este tipo de modelo é altamente custoso do ponto de vista computacional, não sendo, até o momento, indicados para simulação de alterações de longo período, tais como as propostas neste trabalho.

7.3 EVOLUÇÃO COSTEIRA DE ESTRUTURAS RÍTMICAS

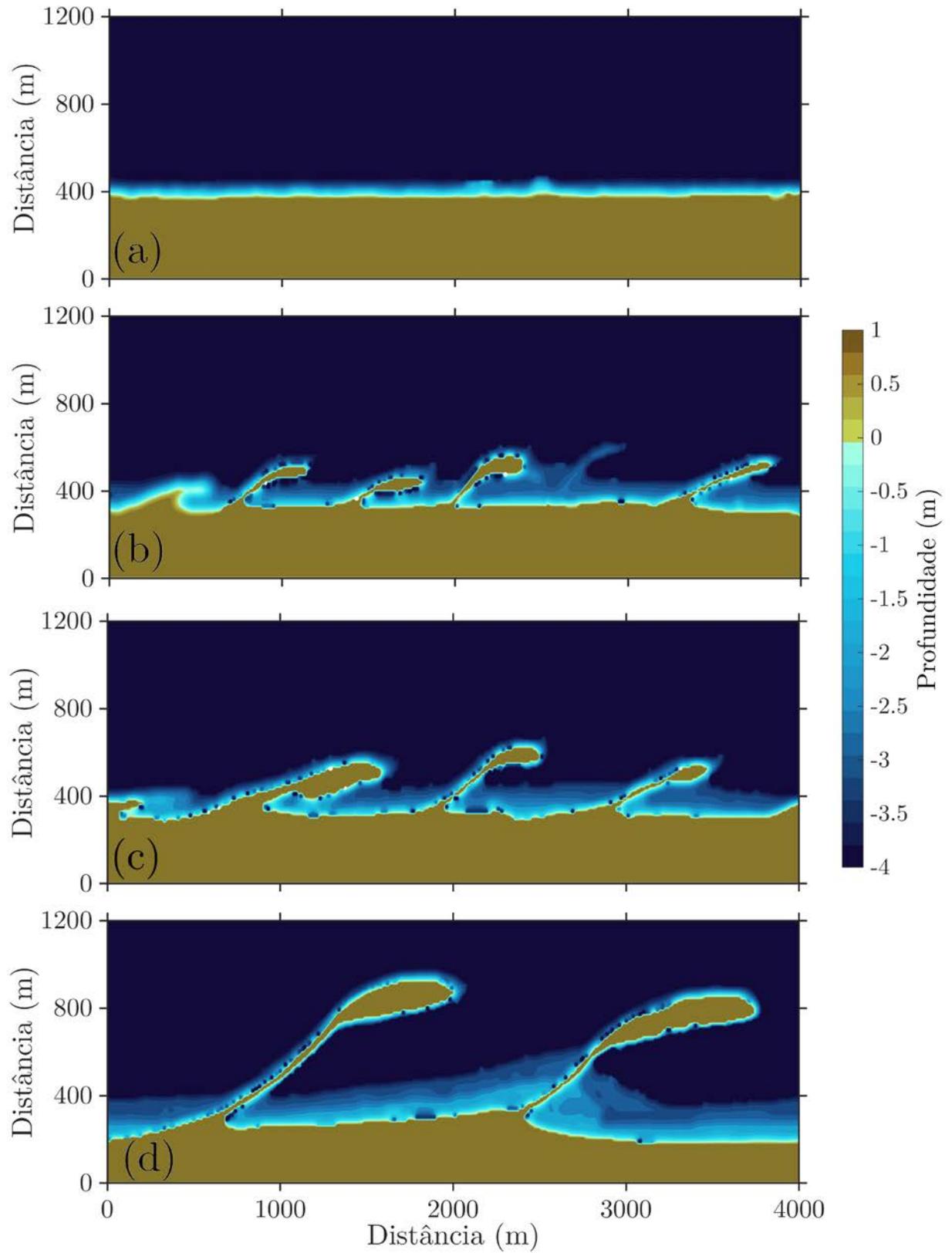
Neste capítulo são apresentados os resultados para a evolução do leito marinho devido a ação de ondas para três casos: ondas oblíquas de $+60^\circ$ (caso 1), ondas oblíquas de $\pm 60^\circ$, com a mesma probabilidade de ocorrência (caso 2) e ondas oblíquas de $\pm 60^\circ$ (caso 3), cujas ondas de $+60^\circ$ possuem 65% de probabilidade de ocorrência e as ondas de -60° possuem probabilidade de ocorrência de 35%, neste caso estas ondas possuem altura igual a metade da altura das ondas de provenientes de $+60^\circ$ ondas oblíquas de $+60^\circ$.

7.3.1 Ondas oblíquas de $+60^\circ$ (Caso 1)

Na Figura 12 é mostrado a evolução do leito marinho sujeito a ação de ondas de 1m, provenientes de $+60^\circ$. Os resultados do modelo numérico são similares aqueles encontrados por Serizawa *et al.* (2012) - Figura 13. Neste trabalho os autores calcularam o transporte longitudinal de sedimento considerando o modelo energético de Bagnold em função da energia das ondas, enquanto neste trabalho o transporte de sedimentos é calculado através das velocidades induzidas pelas ondas, mostrando que o método aplicado é capaz de representar a evolução rítmica do leito induzidas por ondas em ambientes costeiros.

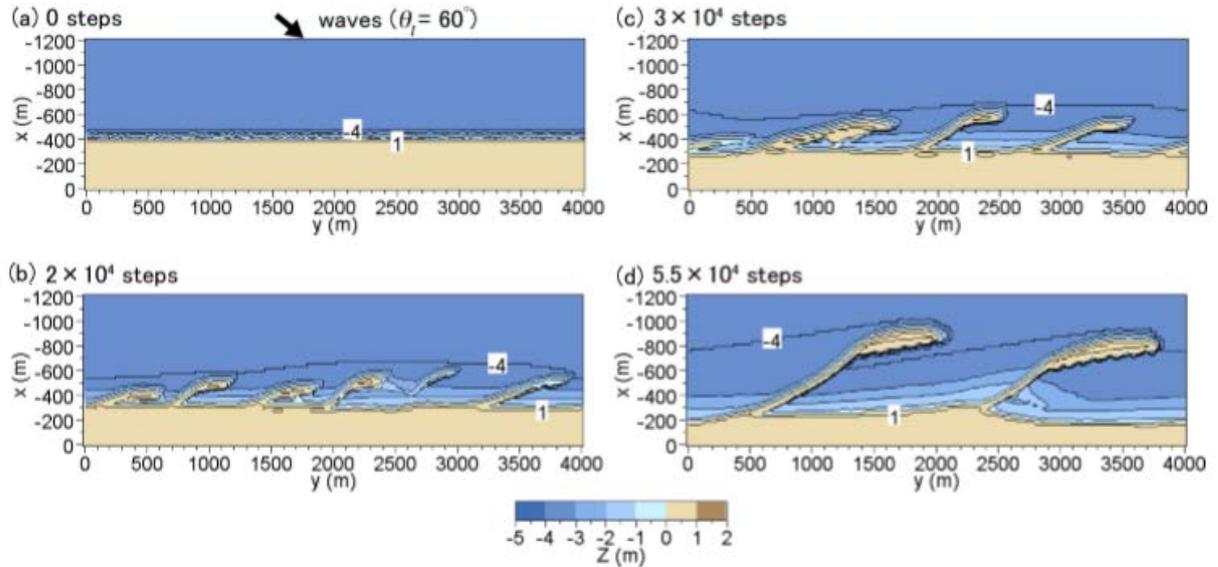
Assim como mostrado por Serizawa *et al.* (2012) após 0.5×10^4 h inicia-se o processo de formação de cúspides, que se movem da esquerda para a direita. A medida que se movem elas começam a crescer e a se mover mais devagar, fazendo com que estes cúspides sejam acrescidos umas as outras, formando estruturas maiores, como visto nas Figura 13.b (1×10^4 h - 4 cúspides), Figura 13.c (1.5×10^4 h - 3 cúspides) e Figura 13.d (2.75×10^4 h - 2 cúspides).

Figura 12 – Evolução do leito marinho para o Caso 1 para a profundidade inicial (a), 1×10^4 h em (b), 1.5×10^4 h em (c) e 2.75×10^4 h em (d). Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

Figura 13 – Resultados de evolução do leito marinho para o Caso 1 para 0 steps (a), 2×10^4 steps (b), 3×10^4 steps (c) e 5.5×10^4 steps (d). Cada *step* corresponde a 0.5h.

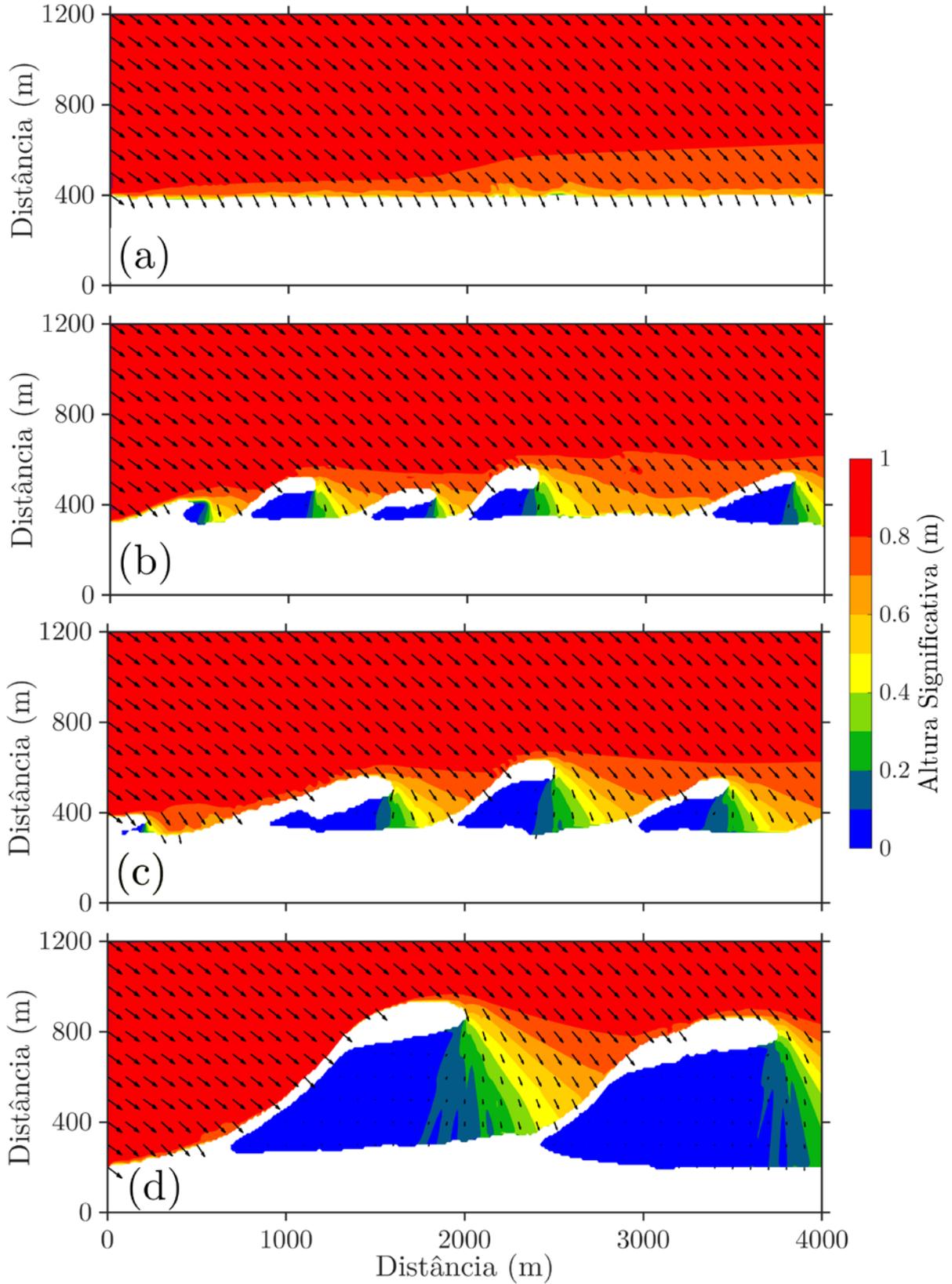


Fonte: adaptado de Serizawa *et al.* (2012).

Serizawa *et al.* (2012), Ashton e Murray (2006) apontam que este padrão está ligado a dois fatores principais: os cúspides menores possuem maior velocidade de propagação que os cúspides maiores, quando não efeito de sombra dos cúspides na propagação das ondas. Outro fator é que à medida que os cúspides crescem eles aumentam a zona de sombra de ondas. Nas zonas em que a altura das ondas é menor, consequentemente a velocidade, fazendo com a que o transporte de sedimentos seja menor nestas regiões, fazendo com que haja o crescimento dos cúspides.

Na Figura 14 é mostrado a evolução do campo de ondas para o Caso 1. É possível notar que no instante inicial o campo de ondas é basicamente constante e à medida que são formados os cúspides há uma aumento das zonas de sombra, como visto nas Figura 14.b, Figura 14.c e Figura 14.d.

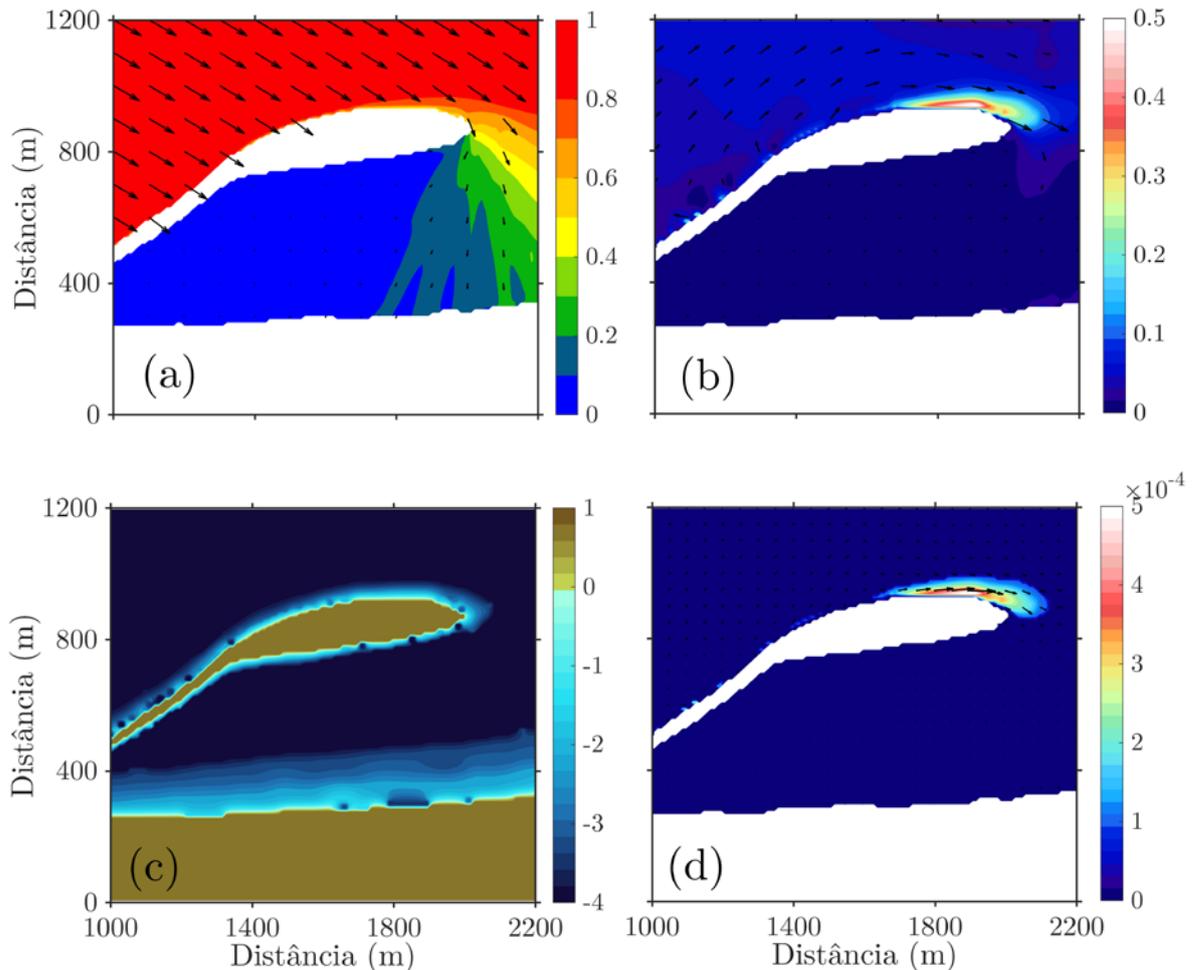
Figura 14 – Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), 1×10^4 h em (b), 1.5×10^4 h em (c) e 2.75×10^4 h em (d). Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

À medida que a a é calculado a evolução do leito é possível notar que há o surgimento de instabilidades no leito marinho, fazendo com que ocorra a formação de pontos de grande profundidade (4m) próximo à costa, como visto na Figura 15.c.

Figura 15 – Altura significativa e direção de ondas (a), campo de velocidade (b) em m/s, batimetria (c) em m e taxa de transporte de sedimentos (d) em $m^3/m/s$ para o instante final da simulação com *zoom* no cúspide.



Fonte: produção do autor.

A taxa de transporte de sedimentos calculado (Figura 15.e) é função direta da velocidade do escoamento devido ao campo de ondas (Figura 15.a). Neste caso é possível notar que as maiores velocidades do escoamento são relacionadas a parte superior do cúspides (Figura 15.b), em que são encontradas também as maiores taxas de transporte de sedimentos. Como pode ser observado na face do cúspide sob efeito imediato da ação das ondas o transporte de sedimentos longitudinal não é contínuo,

sendo mais intenso na extremidade do cúspide. Nos trabalhos de Serizawa *et al.* (2012) e Ashton e Murray (2006) em seus resultados mostram taxas de transporte contínuas ao longo da face do cúspide. Este fator pode ter contribuído para a geração de pequenas instabilidades no modelo numérico.

7.3.2 Ondas Oblíquas de $\pm 60^\circ$ (Caso 2)

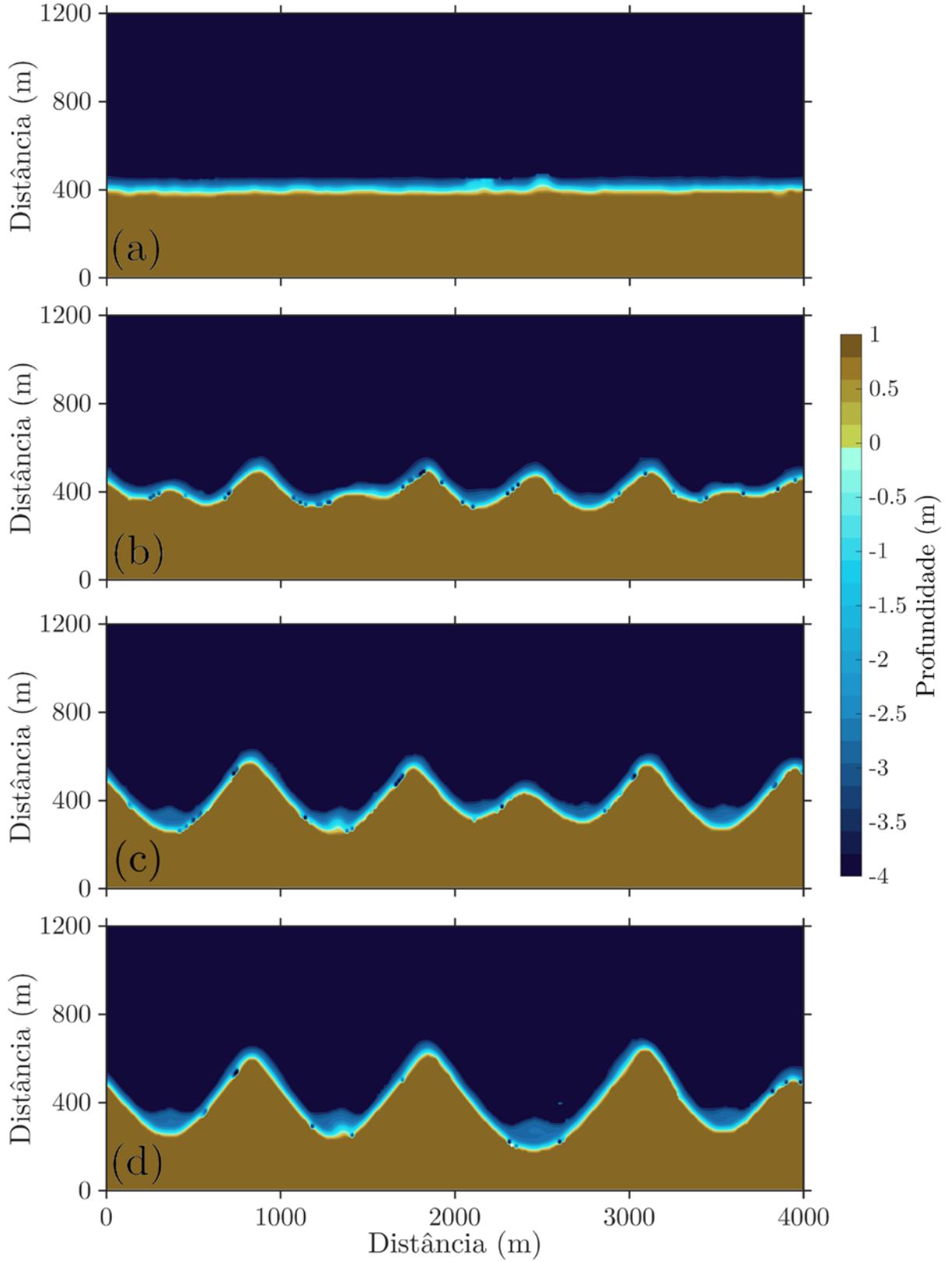
Na Figura 16 são mostrados os resultados modelados para o Caso 2 para os instantes inicial (Figura 16.a), 0.5×10^4 h em (Figura 16.b), 1×10^4 h em (Figura 16.c) e 2×10^4 h em (Figura 16.d), neste caso são consideradas ondas de altura 1m oblíquas à costa, das direções $+60^\circ$ e -60° , com a mesma probabilidade de ocorrência. Assim como no Caso 1 os resultados modelados neste trabalho são semelhantes ao encontrados por Serizawa *et al.* (2012), como mostrado na Figura 17.

O resultado obtido para a incidência de ondas oblíquas, de mesma altura e probabilidades iguais de ocorrência para $+60^\circ$ e -60° mostra que no início da simulação numérica há a formação de barras assimétricas de areia (Figura 17.b), sendo que com o passar do tempo as barras de areia se tornam maiores e mais simétricas, como mostrado nas Figura 17.c e Figura 17.d. Neste caso, acompanhado do aumento das barras arenosas há também uma diminuição destas.

A formação de barras assimétricas no início da simulação está ligada a probabilidade da onda se propagar de $+60^\circ$ ou -60° . Como no início da simulação há um desbalanço entre as direções das ondas geradas, conseqüentemente há desbalanço no transporte de sedimentos, fazendo com que haja a formação de barras irregulares. Com o passar do tempo, como as ondas tem a mesma probabilidade de ocorrência, a formação das barras arenosas se torna simétrica, comportamento semelhante foi observado por Serizawa *et al.* (2012) e Ashton e Murray (2006).

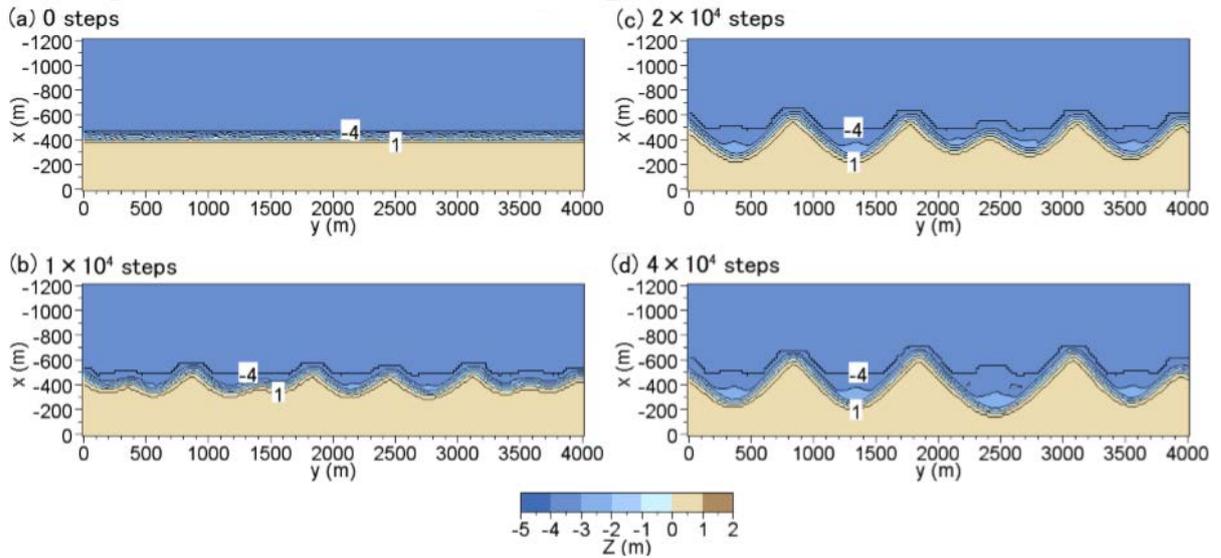
Estes autores também apontam que a diminuição das barras arenosas está relacionada ao próprio crescimento das barras arenosas, uma vez que com o crescimento das barras

Figura 16 - Evolução do leito marinho para o Caso 1 para a profundidade inicial (a), $0,5 \times 10^4$ h em (b), 1×10^4 h em (c) e 2×10^4 h em (d). Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

Figura 17 - Resultados de evolução do leito marinho para o Caso 1 para 0 steps (a), 0.5×10^4 steps (b), 1×10^4 steps (c) e 2×10^4 h (d). Cada step corresponde a 0.5h.



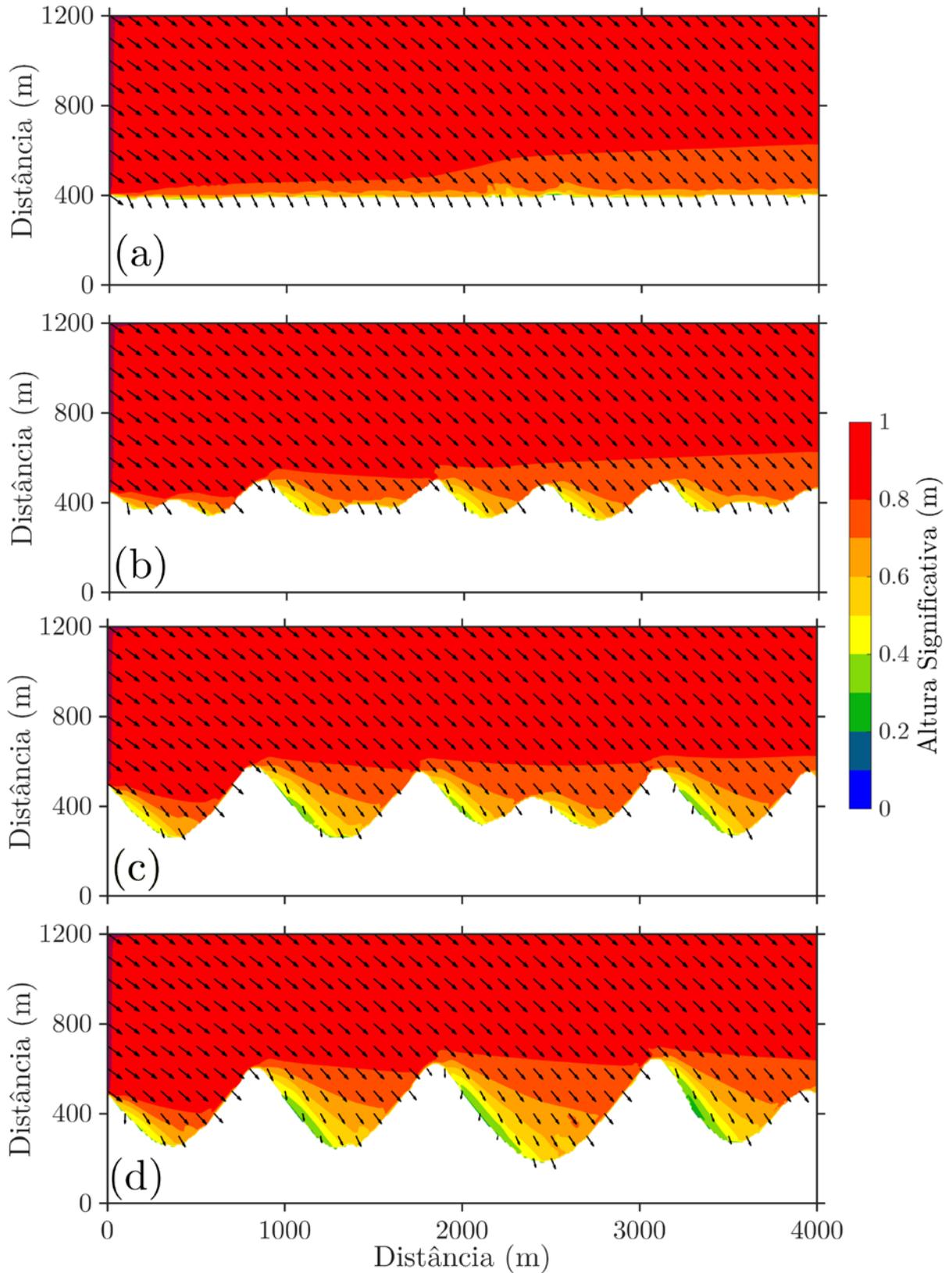
Fonte: adaptado de Serizawa *et al.* (2012).

há um efeito de sombreamento das ondas maior, com isso o transporte de sedimentos nas barras menores é cessado, uma vez que não há geração de correntes pelas ondas.

Na Figura 18 é mostrado a evolução do campo de ondas para a direção de $+60^\circ$ e na Figura 19 é mostrado a evolução do campo de ondas para a direção de -60° . Os resultados modelados da propagação de ondas mostram que para os dois casos ($+60^\circ$ e -60°) as barras arenosas geram uma zona de sombra que, no caso em que as barras estão desenvolvidas (Figura 18.c-d e Figura 19.c-d), é capaz de atingir as barras adjacentes.

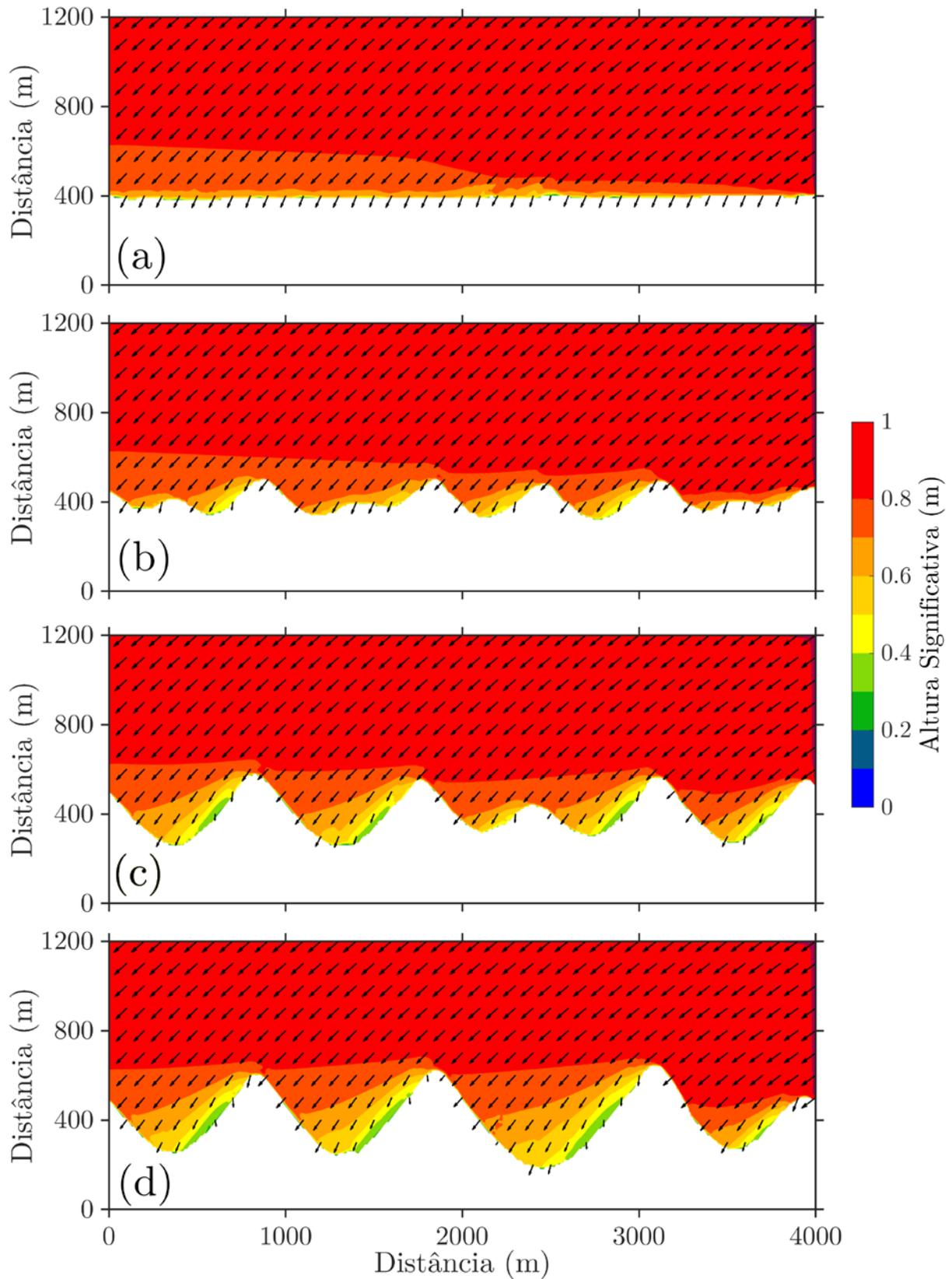
Quando uma barra arenosa grande se desenvolve (como as mostradas na Figura 16), as barras menores são absorvidas pelas barras maiores, aumentando ainda mais o tamanho destas barras. Este processo é retroalimentado, causando o declínio das barras menores e aumento das barras maiores. Este mecanismo é descrito por Ashton e Murray (2006) como principal gerador de barras arenosas em ambientes costeiros.

Figura 18 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), 0.5×10^4 h em (b), 1×10^4 h em (c) e 2×10^4 h em (d) para direção $+60^\circ$. Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

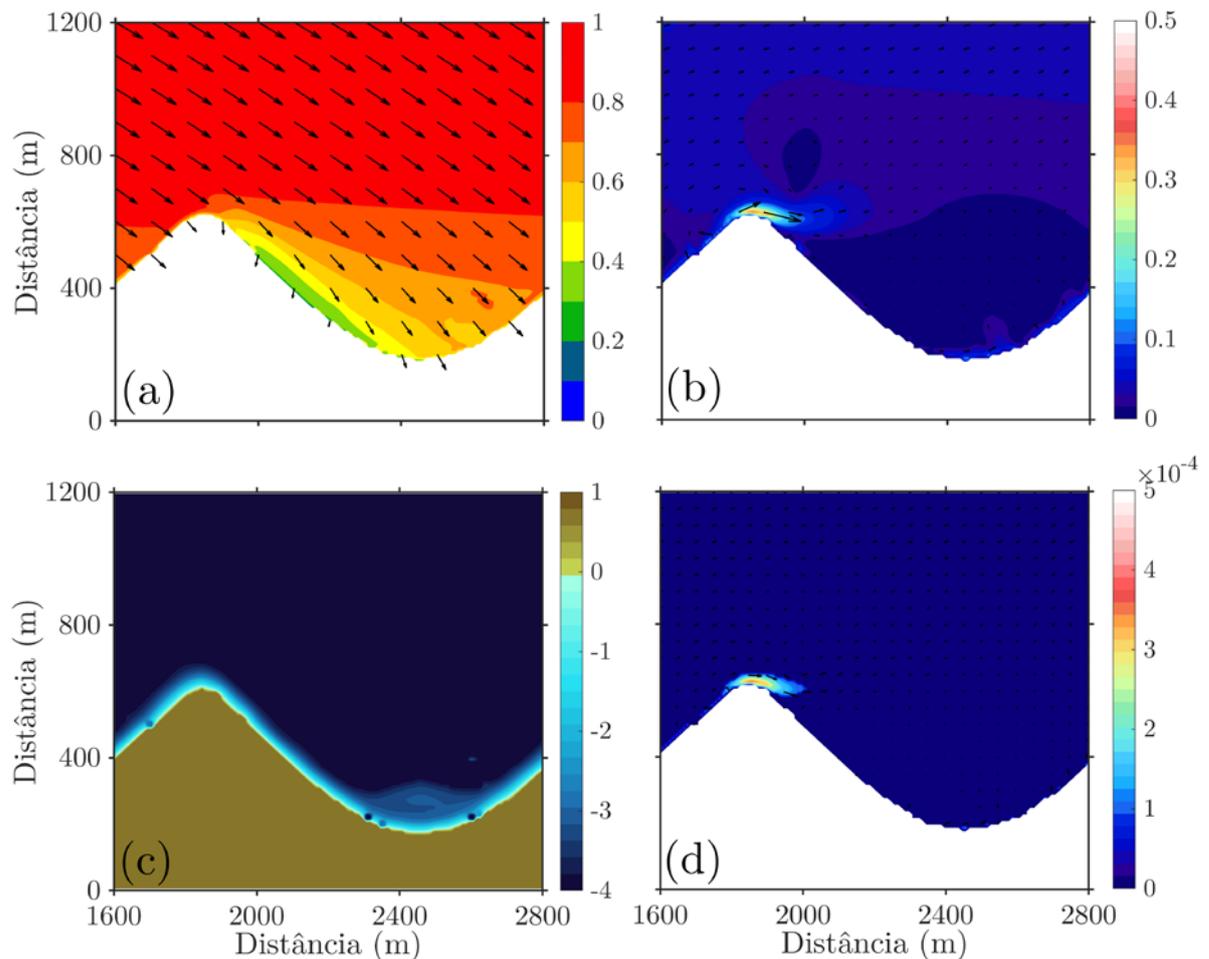
Figura 19 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), 0.5×10^4 h em (b), 1×10^4 h em (c) e 2×10^4 h em (d) para direção -60° para o Caso 2. Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

Assim como no Caso 1 foram encontradas instabilidades no cálculo da evolução do leito marinho, contudo em menos locais, comparado ao Caso 1, como mostrado na Figura 20.c, estando relacionadas as cavas das barras arenosas. Neste caso as maiores taxas de transporte de sedimento estão relacionadas à crista e na face das barras arenosas atingidas pelas ondas (Figura 20.d), região em que está localizada a maior propagação da barra arenosa em direção ao mar aberto.

Figura 20 - Altura significativa e direção de ondas (a), campo de velocidade (b) em m/s, batimetria (c) em m e taxa de transporte de sedimentos (d) em $\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ para o instante final da simulação com *zoom* na barra arenosa.



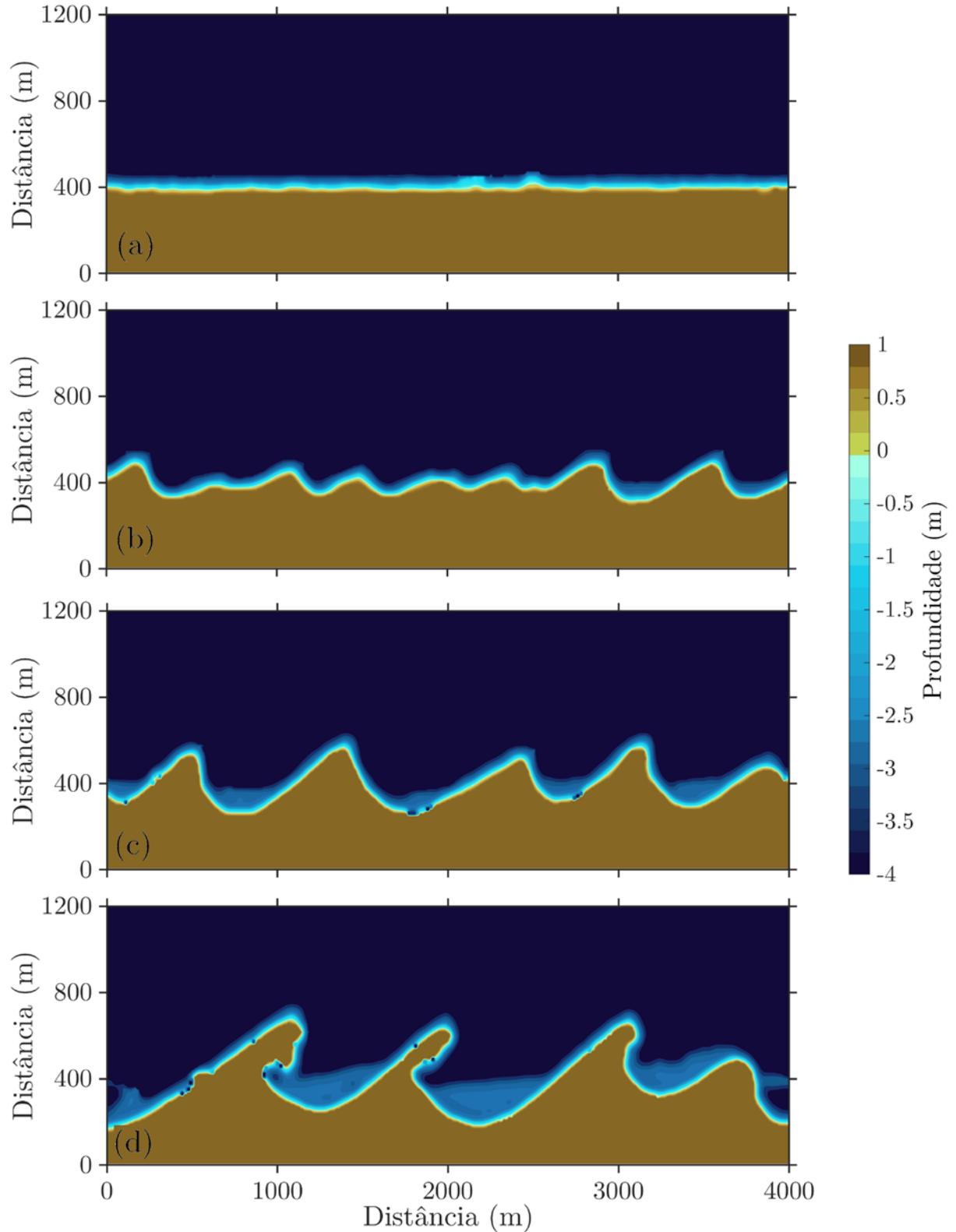
Fonte: produção do autor.

7.3.3 Ondas Oblíquas de $\pm 60^\circ$ com diferentes alturas (Caso 3)

Na Figura 21 são mostrados os resultados da evolução do leito marinho sujeito a ondas oblíquas provenientes de $+60^\circ$ e -60° , com probabilidade de ocorrência de 65% de ocorrência para ondas provenientes de $+60^\circ$ e 35% de probabilidade de ocorrência para

ondas provenientes de -60° , sendo que estas últimas possuem a metade da altura das ondas provenientes de $+60^\circ$.

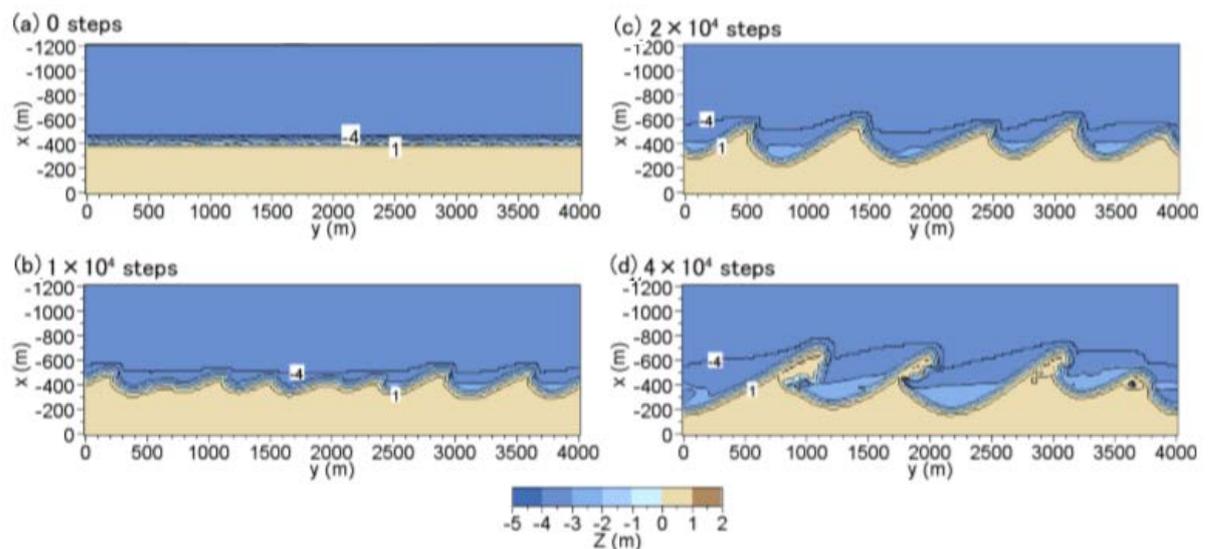
Figura 21 - Evolução do leito marinho para o Caso 3 para a profundidade inicial (a), $0,5 \times 10^4$ h em (b), 1×10^4 h em (c) e 2×10^4 h em (d). Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

No caso 3 é possível notar que o padrão rítmico formado pela evolução do leito é soma dos padrões encontrados nos Caso 1 e Caso 2. Como as ondas de maiores alturas e maior persistência são provenientes de $+60^\circ$, o transporte líquido de sedimento é dirigido da esquerda para a direita formando estruturas do tipo cordões somadas aos cúspides. O padrão de evolução do leito encontrado neste trabalho é semelhante ao encontrado por Serizawa *et al.* (2012) – Figura 22.

Figura 22 - Resultados de evolução do leito marinho para o Caso 3 para 0 steps (a), 0.5×10^4 steps (b), 1×10^4 steps (c) e 2×10^4 steps (d). Cada step corresponde a 0.5h.



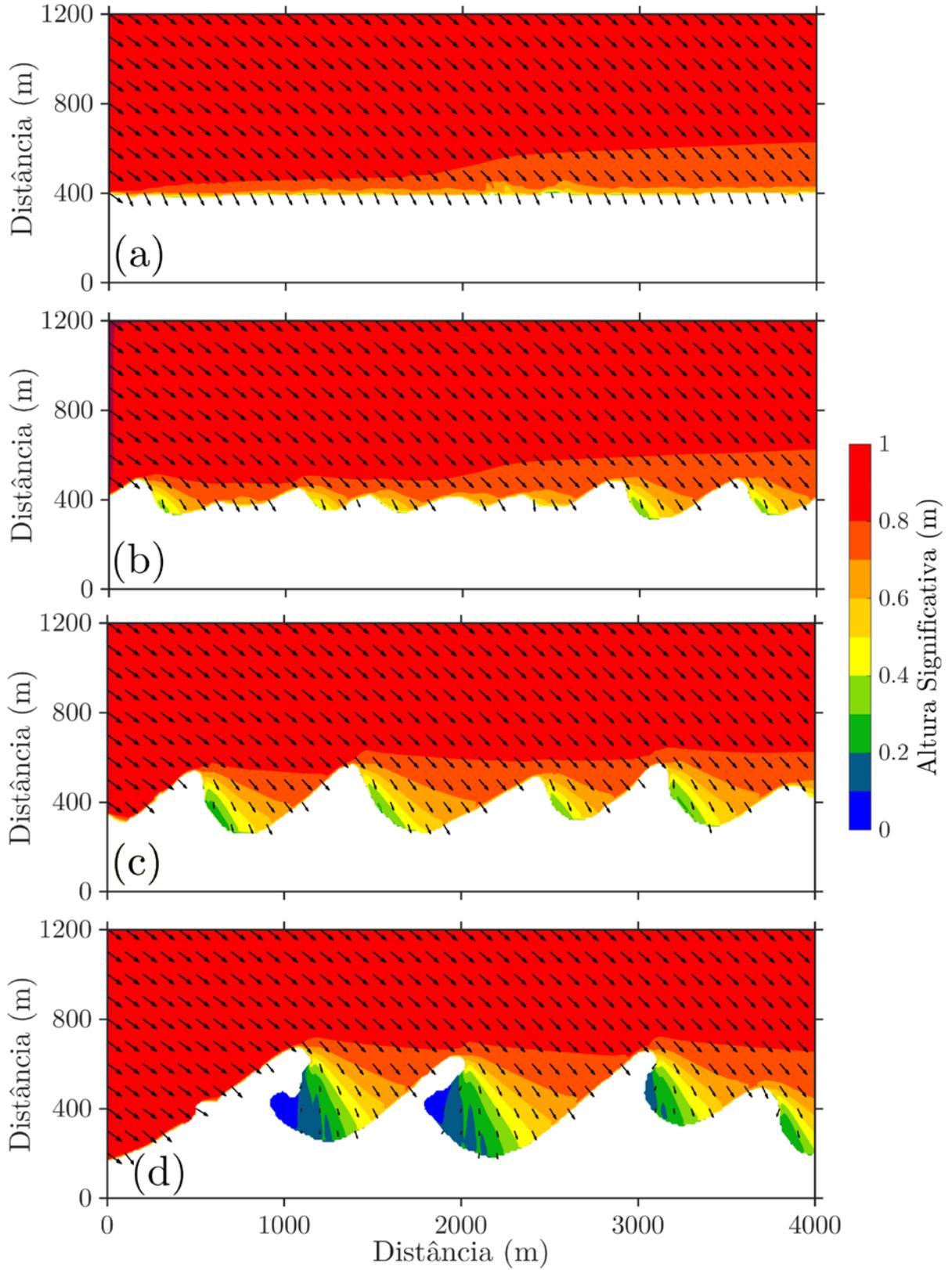
Fonte: adaptado de Serizawa (2012).

A evolução do leito neste caso se inicia com a formação de cúspides irregulares (como visto na Figura 21.b). As ondas provenientes de $+60^\circ$ (Figura 23) geram uma zona de sombra menor (alturas menores 0.4m) que aquelas provenientes de -60° (Figura 24), fazendo com haja um maior transporte de sedimento da direita para esquerda, enquanto as ondas provenientes da direção geram zonas de sombra com alturas menores com 0.4m menores, como visto na Figura 24.c-d. Neste caso para ondas pequenas o transporte de sedimentos é diminuído. O padrão de formação de cordões está ligado também à persistência das ondas de $+60^\circ$, que ocorrem em 65% da simulação.

Uma vez que os cordões começam a se formar (Figura 21.c), eles começam a se desenvolver na direção de propagação das ondas de $+60^\circ$ e em direção ao mar. Esses

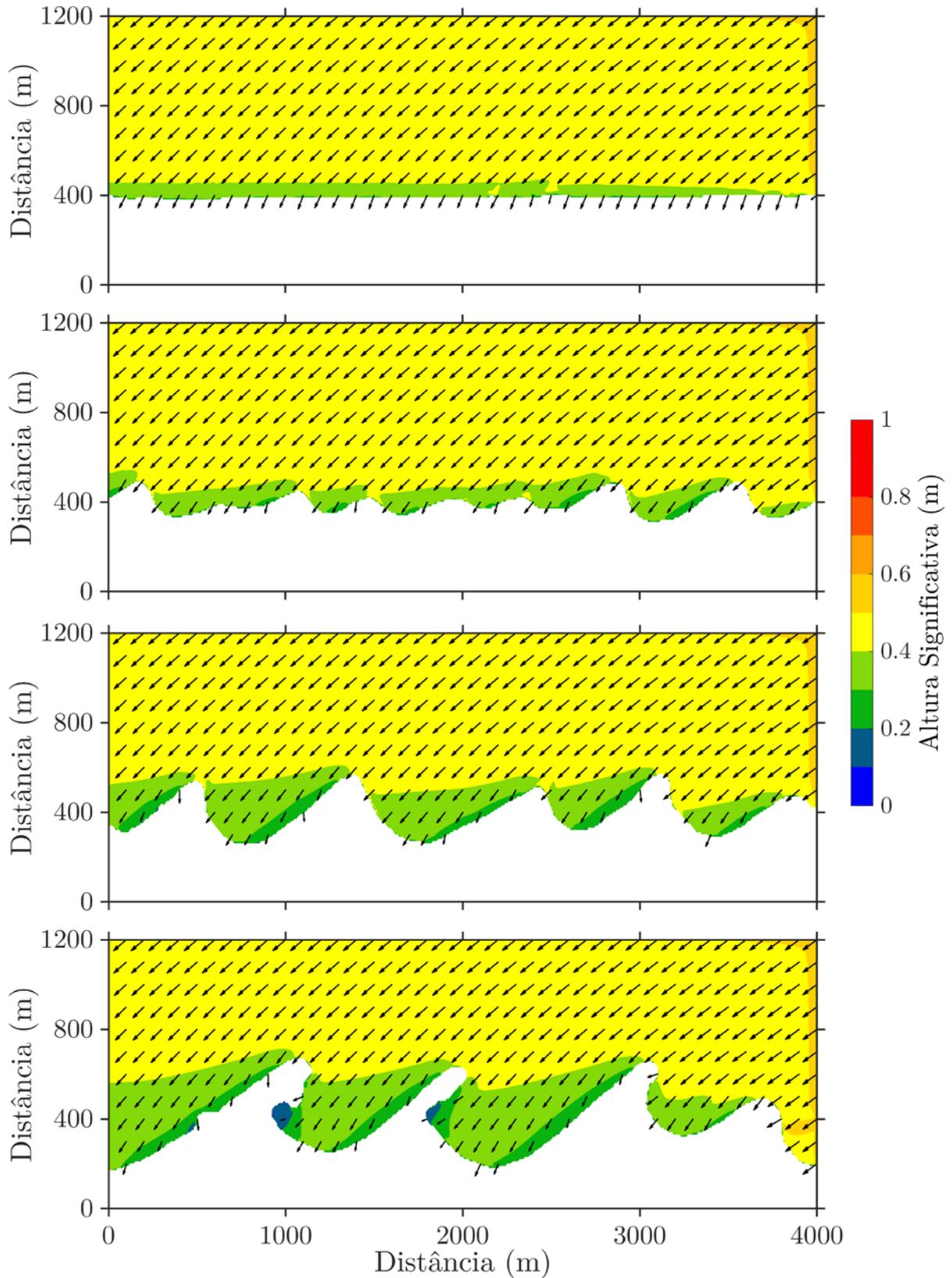
cordões atuam gerando zona de sombra sobre os cúspides menores, que são absorvidos formando as estruturas cordão-cúspide (Figura 21.d).

Figura 23 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), 0.5×10^4 h em (b), 1×10^4 h em (c) e 2×10^4 h em (d) para direção $+60^\circ$ para o Caso 3. Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

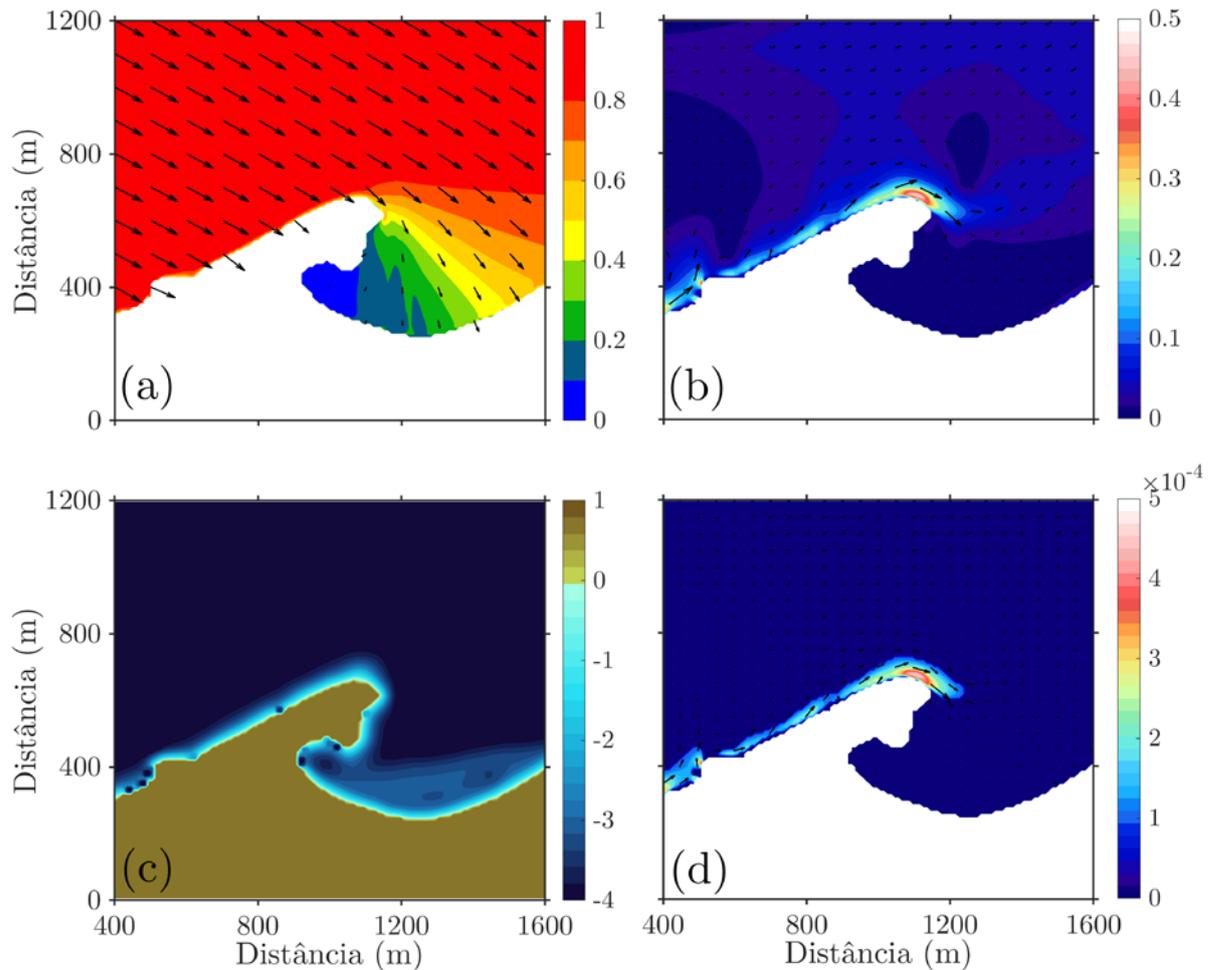
Figura 24 - Campo de ondas (altura significativa e direção) simulado para o instante inicial (a), 0.5×10^4 h em (b), 1×10^4 h em (c) e 2×10^4 h em (d) para direção -60° para o Caso 3. Unidades (m).



Fonte: produção do autor.

No Caso 3 foram encontradas as maiores instabilidades dentre os três casos, principalmente no cordão mais à direita (Figura 25).

Figura 25 - Altura significativa e direção de ondas (a), campo de velocidade (b) em m/s, batimetria (c) em m e taxa de transporte de sedimentos (d) em $\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ para o instante final da simulação com *zoom* na barra arenosa.



Fonte: produção do autor.

Neste caso, na face do cordão exposta à ação das ondas provenientes de $+60^\circ$ há a formação de uma protuberância (Figura 25.c), não observada nos resultados de Serizawa *et al.* (2012). Isto se deve provavelmente ao desbalanço do transporte de sedimentos sob o cordão arenoso (Figura 25.c) gerado pelas diferenças de velocidades ao longo do cordão arenoso. O transporte de sedimentos no modelo de Serizawa *et al.* (2012) é calculado em função da altura das ondas, que ao longo da face do cordão

arenoso é praticamente constante (Figura 25.a), gerando um transporte de sedimento constante no cordão arenoso, não gerando instabilidades e novas formações arenosas.

8 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

8.1 CONCLUSÕES

Neste trabalho foi implementado um modelo de transporte de sedimentos e evolução do leito para o cálculo da evolução de estruturas rítmicas geradas por ação das ondas de gravidade. Para o modelo de sedimentos foi proposto neste trabalho um termo adicional para o cálculo da eficiência do transporte de sedimentos.

Um modelo de águas rasas baseado na solução numérica das equações de águas rasas foi aplicado para o cálculo do transporte de sedimentos e evolução do leito em um canal (dados do projeto CRIEPI – *LIP 11 D Delta Flume Project*). Os resultados do modelo de águas rasas foram comparados com os resultados obtidos para um canal com obstáculo trapezoidal (dados de BELJI e BATTJES, 1994), em que foi encontrado uma boa concordância entre os dados medidos e modelados, sendo que os erros encontrados são atribuídos aos efeitos não-lineares de ondas.

Para o cálculo do transporte sedimentos e evolução do leito foi implementado um modelo baseado na equação de Bagnold (1963), incluindo os efeitos de pressão, gravidade e declividade do terreno. Adicionalmente foram testadas cinco formulações de eficiência, sendo uma das formulações proposta em função da velocidade do escoamento. O modelo de evolução do leito foi implementado baseando-se na equação de balanço de sedimento de fundo.

O modelo desenvolvido mostrou boa concordância com os dados medidos para todas as formulações de eficiência de transporte aplicadas. O transporte de sedimentos calculado utilizando-se a formulação proposta para a eficiência do transporte de sedimentos foi capaz de representar com maior fidelidade região em que as velocidades foram maiores, porém nas regiões de maior profundidade o comportamento de todas as equações aplicadas foi semelhante, com subestimação das taxas de transporte de sedimentos.

O modelo bi-dimensional de evolução do leito marinho foi aplicado satisfatoriamente para a solução da evolução de estruturas rítmicas devido à ação de ondas. Foram considerados 3 casos: ondas oblíquas de $+60^\circ$, ondas oblíquas de $\pm 60^\circ$ e ondas oblíquas de $\pm 60^\circ$ com alturas diferentes. Em todos os casos analisados o modelo numérico foi capaz de reproduzir o padrão de evolução das estruturas rítmicas da costa, sujeitas a ação das ondas. Diferenças entre o modelo proposto e os resultados apresentados por Serizawa *et al.* (2012) são atribuídas à formulação utilizada para o cálculo do transporte de sedimentos utilizado neste trabalho. Os resultados encontrados mostram que o modelo de evolução do leito pode ser utilizado para o cálculo de mudanças morfológicas induzidas por ondas em ambiente costeiro.

8.2 RECOMENDAÇÕES

A simulação do transporte de sedimentos, principalmente em regiões costeiras, tem sido um desafio devido à complexidade dos vários agentes físicos que atuam no transporte de sedimentos. O modelo energético de Bagnold (1993) tem evoluído incorporando vários processos físicos que atuam no transporte de sedimentos, como a declividade do leito, a gravidade e o efeito da pressão.

A eficiência do transporte de sedimentos neste tipo de modelo tem sido considerada constante e/ou com perfis constantes de eficiência. A eficiência adicional implementada neste trabalho, mesmo sem sentido físico, parece ser uma boa estimativa inicial para obter uma eficiência de transporte de sedimentos que possua variação com a velocidade do escoamento. Maior pesquisa é necessária para determinar valores de eficiência de transporte de sedimentos que possam resolver o problema do transporte de sedimentos, principalmente em regiões de maiores profundidades.

O modelo de evolução do leito foi capaz de representar a evolução de estruturas rítmicas, contudo ainda há a geração de instabilidades. O estudo de outros casos de

evolução do leito e da costa derivados por onda devem ser avaliados para inferir se o modelo é capaz de resolver a evolução do leito em condições mais complexas.

A implementação do modelo de evolução morfológica foi realizada em uma grade do tipo regular. Para representar ambientes mais complexos é necessária a implementação do modelo em grades do tipo curvilínea. A interface entre o modelo hidrodinâmico/ondas e o modelo de evolução do leito deve ser melhorada.

9 REFERÊNCIAS

- Ashton, A., and A. B. Murray. 2006. High-angle wave instability and emergent shoreline shapes: 1. Modeling of sand waves, flying spits, and capes. **Journal Geophysics Research**. 111(1).
- Ashton, A.; Murray, A. B.; Arnault, O. 2001. Formation of coastline features by large-scale instabilities induced by high angle waves. **Nature**. 414(1), p. 296-300.
- Bagnold, R. A. 1963. **Mechanics of marine sedimentation**. The Sea: Ideas and Observations, M. N. Hill ed, Interscience. 3(1). p. 507-528.
- Bagnold, R. A. 1966. **Approach to sediment transport problem from general physics**. United States Geological Survey – Professional Papers, 422-I , p. 1–37.
- Bailard, J. A.; Inman, D. L. 1981. An energetics bedload transport model for a plane sloping beach: local transport. **Journal of Geophysics Research**. 86(1). p. 2035-2043.
- Battjes, J. A.; Janssen, J. P. F. M. 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. **In Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering**. 1. p. 569–587, ASCE.
- Beji, S., Battjes, J.A., 1994: Numerical Simulation of Nonlinear Waves Propagation Over a Bank. **Coastal Engineering**. 23(1-16). 3.2.1.
- Berkhoff, J. C. W. 1972. Computation of combined refraction-diffraction. **In Proceedings of the 13th International Conference on Coastal Engineering**. p. 471–490, ASCE.
- Bijker, E.W., 1967. **Some considerations about scales for coastal models with movable beds**. Delft Hydraulics Laboratory, Netherlands. Publication no 50.
- Bowen, A. J. 1980. Simple models of nearshore sedimentation: Beach profiles and longshore bars. **In The Coastline of Canada; littoral processes and shore morphology**. 80(10). p. 1–11, Geological Survey of Canada.

- Cambazoglu, M. K. 2009. **Numerical modeling of cross-shore sediment transport and sandbar migration**. PhD thesis. School of Civil and Environmental Engineering. Georgia Institute of Technology. 222p.
- Camenen, B.; Larson, M., 2005. A general formula for non-cohesive bed load sediment transport. **Estuarine, Coastal and Shelf Science**. 1(63). p.249-260.
- Damgaard, J.S. 1998. **Numerical schemes for morphodynamic simulations**, Report IT 459. HR Wallingford.
- Damgaard, J.S., Chesher, T.J. 1997. **Morphodynamic simulations of Helwick Bank**. Report TR 31. HR Wallingford.
- Dette, *et al.* (2002). Application of prototype flume tests for beach nourishment assessment. **Coastal Engineering**. 47(1). p. 137-177.
- Drake, T. G.; J. Calantoni. 2001. Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore. **Journal Geophysics Research**. 106 (C9). p. 19859-19868.
- Einstein, H. A. 1950. **The bed-load function for sediment transportation in open channel flows**. Technical Bulletin n° 1026. United States Department of Agriculture. Soil Conservation Service. 74p.
- Exner, F. M. 1925. Über die Wechselwirkung zwischen Wasser und Geschiebe in Flüssen. Akad. Wiss. **Wein Math. Naturwiss. Klasse**. 134(2a). p. 929-952.
- Gallagher, E.L., Elgar, S., Guza, R.T., 1998. Observations of sand bar evolution on a natural beach. **Journal of Geophysics Research** 103. p. 3203–3215.
- Gobbi, M. F.; Kirby, J. T. (1999). Wave Evolution Over Submerged Sills: Tests of a High-Order Boussinesq Model. **Coastal Engineering**. 37(1). p. 57-96.
- Haas, K. A., Warner, J. C. 2009. Comparing a quasi-3D to a full 3D nearshore circulation model: SHORECIRC and ROMS. **Ocean Modelling**. 26(1-2). p. 91–103.
- Harten, A. 1983. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. **Journal of Computational Physics**. 49(135). p. 260-278.

- Harten, A., Engquist, B., Osher, S., Chakravarthy, S., 1987. Uniformly high-order accurate essentially non-oscillatory schemes, III. **Journal of Computational Physics**. 71(231). p. 3-47.
- Hasselmann, D. E.; Barnett, K.; Bouws, T. P.; E.Carlson, H.; Cartwright, D.E.; Enke, K.; Ewing, J.A.; Gienapp, H.; Kruseman, P.; Meerburg, A.; Müller, P.; Olbers, D.J.; Richter, K.; Sell, W.; Walden, H. 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). **Ergänzungshelft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift**. 8(12). p.1-12.
- Hibma, A.; Vriend, H. J.; Stive, M. J. F. 2003. Numerical modelling of shoal pattern formation in well-mixed elongated estuaries. **Estuarine, coastal and shelf science**. 57(1). p. 981-991.
- Jiang, G.-S., Shu, C.-W., 1996. Efficient implementation of weighted ENO schemes. **Journal of Computational Physics**. 126, 202.
- Johnson, H.K., Zyserman, J.A., 2002. Controlling spatial oscillations in bed level update schemes. **Coastal Engineering**. 46(1). p. 109–126.
- Karambas, T. V. 1998. 2DH non-linear dispersive wave modelling and sediment transport in the nearshore zone. **Coastal Engineering**. 1(23). p. 2940-2953.
- Kirby, J. T.; Dalrymple, R. A.; Kaku, H. 1994. Parabolic approximations for water waves in conformal coordinate systems. **Coastal Engineering**. 23. p. 185-213.
- Klonaris, G. T., Memos, D. C., Drosen, N. K., Diegaard, R. 2017. Boussinesq-Type Modeling of Sediment Transport and Coastal Morphology. **Coastal Engineering Journal**. 59(2), p. 1750007-1- 1750007-27.
- Komar, P.D., Inman, D.L., 1970. Longshore sand transport on beaches. **Journal of Geophysical Research**. 75 (30), 5914–5927.
- Lesser, G. R.; Roelvink, J. A.; Kester, J. A. T. M.; Stelling, G. S. 2004. Development and validation of a three-dimensional morphological model. **Coastal Engineering**. 51(1). p. 883-915.

- Long, W., Kirby, J. T., Hsu, T.-J. 2006. Cross shore sandbar migration predicted by a time domain Boussinesq model incorporating undertow. **Coastal Engineering**. 1. p. 2655-2667.
- Long, W.; Kirby, J. T.; Shao, Z. 2008. A numerical scheme for morphological bed level calculations. **Coastal Engineering**. 1(55). P. 167-180.
- Meyer-Peter, E. and Mueller, R. (1948). **Formulas for bed-load transport**. Report on the second meeting, International Association for Hydraulic Structures Research, Stockholm, Denmark.
- Miller, H. C. 1999. Field measurements of longshore transport during storms. **Coastal Engineering**. 1(36). p. 301-321.
- Miyahara, S.; Uda, T.; Serizawa, M. 2014. Prediction of formation of land-tied islands. **Proceedings of International Conference on Coastal Engineering**. Seoul, Korea.
- Nielsen, P. (1992). **Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport**. World Scientific, Singapore.
- Nwogu, O., 1993. Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation. **Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering**. 119(1). p. 618–638. (ASCE).
- Rahman, S.; Mano, A.; Udo, K. 2013. Quase-2D sediment transport model combined with Bagnold-type bed load transport. **Journal of Coastal Research**. 1(63).p.368-373.
- Rakha, K. A., Deigaard, R. & Brøker, I. (1997). A phase-resolving cross-shore transport model for beach evolution. **Coastal Engineering Journal**. 31(1–4), p. 231–261.
- Ribberink, J. S. 1998. Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. **Coastal Engineering**. 1(34). p.59-82.
- Rijn V. 1993. Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas. **Aqua Publicantions**. Amsterdam, The Netherlands.

- Rijn, L. C. van. 2007. Unified view of sediment transport by currents and waves. I: Initiation of motion, bed stress and bed load transport. **Journal of Hydraulic Engineering**. 133(6). p. 649-667.
- Ruessink, B., Walstra, D., Southgate, H. 2003. Calibration and verification of a parametric wave model on barred beaches. **Coastal Engineering**. 48(3). p. 139 – 149.
- Sedaei, N.; Honarbakhsh, A.; Mousavi, F.; Sadatinegad, J. Sedaei, L. 2012. Adjustment of Bagnold's suspended sediment formula. **World Applied Sciences Journal**. 19(4). p. 510-514.
- Serizawa, M.; Uda, T.; San-nami, T.; Furuike, K. 2006. Three-dimensional model for predicting beach changes based on Bagnold's concept. **Proceedings of International Conference on Coastal Engineering**. San Diego, USA.
- Shao, Z.Y.; Kim, S., Yost, S.A., 2004. A portable numerical method for flow with discontinuities and shocks. **Proceedings of 17th Engineering Mechanics Conference**, ASCE, Delaware, Newark, USA.
- Shi, F., Vittori, G. and Kirby, J. T. 2015. Concurrent correction method for modeling morphological response to dredging an offshore sandpit. **Coastal Engineering**. 97(1). p.1-10.
- Shields, A. (1936). Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung.. **Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau**. 6. p.1-26
- Shu, C.-W., Osher, S., 1988. Efficient implementation of essentially nonoscillatory shock-capturing schemes. **Journal Computational Physics**. 77. p. 439–471.
- Soulsby, R. 1997. **Dynamics of Marine Sands**. Thomas Telford Publications, London.
- Thornton, E. B. and Guza, R. T. 1983. Transformation of wave height distribution. **Journal of Geophysical Research**. 88(C10). p. 5925 – 5938.

- Uda, T., Y. Yamamoto, N. Itabashi and K. Yamaji. 1996. Field observation of movement of sand body due to waves and verification of its mechanism by numerical model. **Proc. 25th ICCE**, pp. 137-150.
- Uda, T.; Serizawa, M.; Miyahara, S. 2012. Numerical simulation of three-dimensional segmentation of elongated water body using BG Model. **Proceedings of International Conference on Coastal Engineering**. Santander, Spain.
- van Rijn, L. C. 1993. Principles of Sediment Transport in Rivers, Estuaries and Coastal Seas. **Aqua Publications**. Amsterdam.
- Watanabe, A. 1993. Total rate and distribution of longshore sand transport. **In Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering**. Venice, Italy.
- Wei, G., Kirby, J. T., Grilli, S. T., Subramanya, R. 1995. A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part1. Highly nonlinear unsteady waves. **Journal of Fluid Mechanics**. 294(1). p. 71-92.
- Wu, W., Sam S., Wang, Y., Jia, Y. 2000. Nonuniform Sediment Transport in Alluvial Rivers. **Jounal Hydraulic Research**. 38(6). p.427-434.
- Zhao, Q. and Kirby, J.T., 2005. Bagnold formula revisited: incorporating pressure gradient into energetic models. **Proceedings WAVES**. Madrid. Spain.