



Modelação 3D de *wave set-up* e correntes longitudinais

Efeitos de modelos de fecho da turbulência

Daniela Rita Rodrigues

Dissertação para obtenção do grau de Mestre em

Engenharia Civil

Orientador: Professor Doutor António Alberto Pires Silva

Júri

Presidente: Professor Doutor António Alexandre Trigo Teixeira

Orientador: Professor Doutor António Alberto Pires Silva

Vogal: Doutora Conceição Juana Fortes

Setembro de 2014

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador, Professor Doutor António Pires Silva, pela paciência, disponibilidade e capacidade de incentivo que sempre demonstrou. Agradeço também pela oportunidade que me deu em realizar esta dissertação. Os seus conhecimentos científicos e a sua contribuição proporcionaram-me uma grande aprendizagem no decurso deste trabalho.

Um especial agradecimento à Maria João Teles que, mesmo muito atarefada, sempre se mostrou disponível e me ajudou quando mais precisei. Agradeço também por todo o material que me forneceu.

Agradeço aos meus pais, irmão, avós e restantes familiares que sempre acreditaram no meu potencial e me transmitiram constantemente força e apoio. Contribuíram muito para a pessoa que sou hoje.

Agradeço também ao meu namorado, a pessoa que mais acompanhou de perto este meu percurso académico, e que foi, sem dúvida, um pilar fundamental. Agradeço por me ter sempre apoiado e motivado nos momentos mais difíceis.

Por fim, agradeço a todos os meus amigos pelo apoio que me deram ao longo de todo este percurso escolar e por me terem proporcionado bons momentos.

RESUMO

O efeito combinado das ondas e correntes nos escoamentos em superfície livre tem sido alvo de diversos estudos, em virtude da sua importância para a hidrodinâmica das águas costeiras. Na última década desenvolveram-se várias teorias com o intuito de obter uma melhor descrição dos efeitos tridimensionais desta interação. Uma das componentes da referida interação é a geração de correntes longitudinais, quando o campo de ondas apresenta uma certa obliquidade em relação à linha de costa. Tendo em vista a análise deste fenómeno, recorreu-se a uma ferramenta numérica para modelar as correntes longitudinais. Esta consiste num sistema de acoplamento completo, através da formulação clássica de tensões de radiação (Longuet-Higgins e Stewart, 1962), entre o modelo tridimensional de circulação hidrodinâmica TELEMAC-3D (Hervouet, 2007) e o modelo espectral de ondas de terceira geração, TOMAWAC (Benoit et al, 1996). O modelo TELEMAC-3D resolve as equações *Reynolds Averaged Navier Stokes* (RANS) pelo método dos elementos finitos e a discretização vertical na coluna de água é feita pela chamada coordenada “sigma”. Ambos os códigos fazem parte do sistema TELEMAC, desenvolvido na EDF (*Électricité de France*) R&D, Chatou, França.

Para resolver as equações RANS torna-se necessário recorrer a modelos de fecho da turbulência para modelar o tensor de Reynolds e, deste modo, tornar o sistema completo. Foram, então, realizados testes de sensibilidade a diversos modelos de fecho da turbulência, procedendo-se depois a uma análise comparativa entre os resultados numéricos para a velocidade longitudinal, superfície livre e altura significativa e os dados experimentais do *Large Scale Sediment Transport Facility* (LSTF) em Vicksburg, USA.

Palavras-chave: TELEMAC-3D, TOMAWAC, Equações RANS, efeito combinado das ondas e correntes, modelos de fecho da turbulência

ABSTRACT

The combined effect of waves and currents in free surface flows has been the subject of several studies due to its importance on the hydrodynamics of coastal waters. Over the past decade, different theories were developed in order to get a better description of this interaction. As part of these interactions, and when the wave field has an oblique incidence relatively to the coast line, longshore currents could be generated. To analyse this phenomenon, a numerical tool was used for modelling the longshore currents. This tool consists in a fully coupled system, using the classical formulation of radiation stresses (Longuet-Higgins and Stewart, 1962), between the three dimensional hydrodynamic model TELEMAC-3D (Hervouet, 2007) and the third generation spectral wave model TOMAWAC (Benoit et al., 1996). The hydrodynamic model TELEMAC-3D solves the Reynolds Averaged Navier Stokes Equations (RANS) by the finite elements method and the vertical discretization in the water column is achieved by the “sigma” coordinate. Both codes are incorporated in the TELEMAC system, developed at EDF (*Électricité de France*) R&D, Chatou, France.

To solve the RANS equations it is necessary to use closure turbulence models to parameterize the Reynolds stress tensor and thus make the system complete. Therefore, a sensitivity analysis was done to a number of different closure turbulence models, which are embedded in TELEMAC, followed by a comparison between numerical results and experimental data obtained at the Large Scale Sediment Transport Facility (LSTF) in Vicksburg, USA. The variables compared were the longshore velocity, the mean surface level and the significant wave height.

Keywords: TELEMAC-3D, TOMAWAC, RANS equations, combined effect of waves and currents, closure turbulence models

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	CONSIDERAÇÕES INICIAIS	1
1.2	OBJECTIVOS E METODOLOGIA DA DISSERTAÇÃO	2
1.3	ESTRUTURA DO DOCUMENTO	3
2	TEORIA LINEAR DA ONDA E TENSÕES DE RADIAÇÃO	4
2.1	FORMULAÇÃO BASE E PRINCIPAIS RESULTADOS DA TEORIA LINEAR	4
2.2	TENSÕES DE RADIAÇÃO	7
3	MODELOS NUMÉRICOS: TELEMAC- 3D E TOMAWAC.....	13
3.1	TELEMAC-3D.....	13
3.1.1	BREVE INTRODUÇÃO	13
3.1.2	EQUAÇÕES DE NAVIER-STOKES.....	14
3.1.3	CONDIÇÕES DE FRONTEIRA	14
3.1.3.1	SUPERFÍCIE LIVRE E FUNDO.....	15
3.1.3.2	FRONTEIRAS SÓLIDAS E ABERTAS	16
3.1.4	TURBULÊNCIA E EQUAÇÕES RANS	16
3.1.4.1	MODELO DE TURBULÊNCIA DE VISCOSIDADE CONSTANTE	17
3.1.4.2	MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA DE PRANDTL.....	19
3.1.4.3	MODELO K-EPSILON	19
3.1.5	ATRITO DE FUNDO	20
3.2	TOMAWAC.....	22
3.2.1	BREVE INTRODUÇÃO	22
3.2.2	EQUAÇÃO DE BALANÇO DA ACÇÃO DA ONDA.....	22
3.2.3	CONDIÇÕES INICIAIS DA DENSIDADE ESPECTRAL DE VARIÂNCIA.....	23
3.2.4	TERMOS FONTE E SUMIDOURO	24
3.2.4.1	DISSIPACÃO DE ENERGIA INDUZIDA PELO ATRITO DE FUNDO.....	25
3.2.4.2	DISSIPACÃO DE ENERGIA POR REBENTACÃO INDUZIDA PELO FUNDO	25
3.2.4.2.1	MODELO DE BATTJES E JANSSEN (1978).....	26
3.2.4.2.2	MODELO DE THORNTON E GUZA (1983)	27
3.3	ACOPLAMENTO ENTRE OS DOIS MODELOS NUMÉRICOS	27
4	CASO DE ESTUDO DO LARGE-SCALE SEDIMENT TRANSPORT FACILITY (LSTF)	29
4.1	ENQUADRAMENTO.....	29
4.2	CONFIGURAÇÃO DO LSTF	30
4.3	CARACTERÍSTICAS DAS EXPERIÊNCIAS LABORATORIAIS.....	31
4.4	METODOLOGIA DAS MEDIÇÕES	32
4.5	PROCEDIMENTO PARA AJUSTAR A CORRENTE LONGITUDINAL	32
4.6	DEFINIÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS DAS BOMBAS.....	33
4.7	OPÇÕES DE CONFIGURAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO	34

5	APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	35
5.1	INTRODUÇÃO.....	35
5.2	VISCOSIDADE CONSTANTE E MODELO DE THORNTON E GUZA (1983) PARA A DISSIPACÃO POR REBENTACÃO	35
5.2.1	INFLUÊNCIA DE DIFERENTES PARÂMETROS	35
5.2.1.1	COEFICIENTE DE VISCOSIDADE TURBULENTE NA DIRECÇÃO HORIZONTAL ..	36
5.2.1.2	COEFICIENTE DE VISCOSIDADE TURBULENTE NA DIRECÇÃO VERTICAL	37
5.2.1.3	DISPERSÃO ANGULAR DO ESPECTRO	39
5.2.1.4	RUGOSIDADE DO FUNDO.....	40
5.2.1.5	SÚMULA DE RESULTADOS PARA O MODELO DE THORNTON E GUZA (1983)	42
5.2.2	MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTACÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978).....	43
5.3	MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA VERTICAL DE PRANDTL	45
5.3.1	MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTACÃO DE THORNTON E GUZA (1983)	45
5.3.2	MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTACÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978).....	46
5.4	MODELO K-EPSILON	48
5.4.1	MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTACÃO DE THORNTON E GUZA (1983)	48
5.4.2	MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTACÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978).....	49
5.5	ANÁLISE COMPARATIVA ENTRE OS TRÊS MODELOS DE FECHO DA TURBULÊNCIA ...	50
5.6	PERFIL VERTICAL DA VELOCIDADE LONGITUDINAL.....	52
6	CONSIDERAÇÕES FINAIS	57
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	59
	ANEXOS	63
	ANEXO A - MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA VERTICAL.....	63
A.1	MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA VERTICAL DE PRANDTL E THORNTON E GUZA (1983)	63
A.1.1	DISPERSÃO ANGULAR DO ESPECTRO	63
A.1.2	SÚMULA DE RESULTADOS PARA O MODELO DE THORNTON E GUZA (1983).....	64
A.2	MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTACÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978)	66

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1- Fluxo da quantidade de movimento numa onda progressiva (Adaptado de Longuet-Higgins e Stewart, 1964).....	8
Figura 4.1- Planta do LSTF e diagrama das condições de escoamento longitudinal (Adaptado de Hamilton e Ebersole, 2001).....	30
Figura 4.2 - Perfil da praia com as diferentes secções estudadas.	31
Figura 4.3- Domínio computacional para a reprodução dos ensaios laboratoriais do LSTF.	34
Figura 5.1- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Neste resultados foi modificada a viscosidade turbulenta na direcção horizontal. No painel do lado esquerdo a viscosidade turbulenta na direcção horizontal é de $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ e no painel do lado direito o valor é de $0.05 \text{ m}^2/\text{s}$. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). Os pontos representam as medições experimentais e o traço contínuo as simulações numéricas.	37
Figura 5.2- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Resultados obtidos através da modificação da viscosidade turbulenta na direcção vertical. No painel do lado esquerdo atribuiu-se o valor de $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ a este parâmetro e no painel do lado direito o valor atribuído foi de $0.002 \text{ m}^2/\text{s}$ Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.	38
Figura 5.3- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Resultados obtidos através da modificação da dispersão angular do espectro. No painel do lado esquerdo s toma o valor de 30 e no painel do lado direito o valor é de 90. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.....	40
Figura 5.4- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Resultados obtidos através da modificação da rugosidade absoluta equivalente.	

No painel do lado esquerdo atribuiu-se um valor de 0.0001 m para a rugosidade absoluta equivalente e no painel do lado direito o valor atribuído foi de 0.0002 m. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 41

Figura 5.5- Melhores resultados para a evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, para a evolução transversal da elevação da superfície livre e para a altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 43

Figura 5.6- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 44

Figura 5.7- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 46

Figura 5.8- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 47

Figura 5.9- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo k-ε. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 49

Figura 5.10- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo k-ε. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 50

Figura 5.11- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa. Comparação dos

resultados numéricos com os dados laboratoriais para os diferentes modelos de fecho da turbulência, com a formulação de Thornton e Guza (1983) e com a formulação de Battjes e Janssen (1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1..... 51

Figura 5.13- Análise comparativa entre os resultados numéricos para o perfil vertical da velocidade longitudinal (a traço contínuo) e os dados laboratoriais (pontos). Resultados para diferentes localizações ao longo do corte transversal Y27. No painel do lado esquerdo utilizou-se a formulação de Thornton e Guza (1983) e no painel do lado direito a formulação de Battjes e Janssen (1978). h_0 representa a profundidade da água ao largo. 55

Figura A.2- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1. 65

Figura A.3 - Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1..... 67

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3.1- Constantes do modelo $k-\varepsilon$	20
Tabela 4.1 - Resumo das condições da onda incidente.	32
Tabela 4.2- Conjunto de dados experimentais do LSTF para o teste de ondas irregulares (Adaptado de Hamilton et al., 2001).....	34
Tabela 5.1- Valores utilizados para os diferentes parâmetros	36
Tabela 5.2- Resumo dos melhores valores para os diferentes parâmetros.	45
Tabela A.1- Valores dos diferentes parâmetros para o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl.	64

SIMBOLOGIA

Símbolo	Definição	Dimensão
a	Amplitude da onda	L
B	Constante do modelo de Thornton e Guza	-
C	Coefficiente de Chézy	-
C_f	Coefficiente de atrito	-
c	Velocidade de fase	LT^{-1}
c_g	Velocidade de grupo	LT^{-1}
C_μ	Constante do modelo k- ϵ	-
$C_{\mu T}$	Constante do modelo k- ϵ	-
$C_{1\epsilon}$	Constante do modelo k- ϵ	-
$C_{2\epsilon}$	Constante do modelo k- ϵ	-
$C_{3\epsilon}$	Constante do modelo k- ϵ	-
$D(\theta)$	Função de distribuição angular	-
D_{br}	Dissipação total de energia segundo a aproximação de Battjes e Janssen	L^2T^{-1}
E_t	Energia média total (por unidade de área)	MT^{-2}
E_f	Fluxo de energia média (por unidade de crista)	MLT^{-3}
$F(f, \theta)$	Espectro direccional de densidade de variância	L^2T
f_c	Frequência característica da onda	T^{-1}

f_p	Frequência de pico	T^{-1}
F_x	Termos fontes segundo a direção x na equação da quantidade de movimento	LT^{-2}
F_y	Termos fontes segundo a direção y na equação da quantidade de movimento	LT^{-2}
g	Aceleração da gravidade	LT^{-2}
h	Profundidade da água	L
H	Altura da onda	L
H_m	Altura da onda na rebentação	L
H_{mo}	Altura significativa	L
H_{mo-avg}	Valor médio da altura significativa (LSTF)	L
k	Número de onda	L^{-1}
k_c	Energia cinética turbulenta (por unidade de massa)	$L^2 T^{-2}$
k_v	Constante de von Kármán	-
\vec{k}	Vector número de onda	L^{-1}
k_s	Rugosidade absoluta equivalente	L
k_N	Rugosidade de Nikuradse	L
L	Comprimento de onda	L
l_t	Comprimento de escala característico da turbulência	L
L_m	Comprimento de mistura	L

M	Quantidade de movimento média (por unidade de área)	$ML^{-1}T^{-1}$
m_n	Momento espectral de ordem n	L^2T^{-n}
m_o	Momento espectral de ordem 0	L^2
N	Acção da onda	L^2T^2
\vec{n}	Vector normal à fronteira sólida	-
\vec{n}_f	Vector normal ao fundo	-
\vec{n}_s	Vector normal à superfície livre	-
p	Pressão total	$ML^{-1}T^{-2}$
p_o	Pressão hidrostática	$ML^{-1}T^{-2}$
P_{rt}	Constante do modelo k-ε	-
Q_b	Fracção das ondas que rebetam	-
Q_{in}	Geração de ondas através do vento	L^2
Q_{ds}	Dissipação de energia por rebetagem parcial	L^2
Q_{nl}	Interacções não lineares a quatro e três ondas	L^2
Q_{bf}	Dissipação de energia induzida pelo atrito de fundo	L^2
Q_{br}	Dissipação de energia por rebetagem induzida pelo fundo	L^2
Q_c	Caudal secundário ao largo (no tanque de ondas)	L^3T^{-1}
Q_p	Caudal longitudinal bombeado (no tanque de ondas)	L^3T^{-1}

Q_r	Caudal longitudinal que recircula ao largo (no tanque de ondas)	L^3T^{-1}
Q_s	Caudal longitudinal total na <i>surf zone</i> (no tanque de ondas)	L^3T^{-1}
s	Dispersão angular do espectro	-
$S(f)$	Densidade espectral de variância unidireccional	L^2T
S_{xx}	Tensão de radiação segundo a direcção x	L^3T^{-2}
S_{xy}	Tensão de radiação segundo a direcção y	L^3T^{-2}
S_{yy}	Tensão de radiação segundo a direcção xy	L^3T^{-2}
t	Tempo	T
T	Período da onda	T
u	Componente horizontal da velocidade orbital na direcção x	LT^{-1}
U	Componente horizontal do vector médio velocidade na direcção x	LT^{-1}
v	Componente horizontal da velocidade orbital na direcção y (direcção longitudinal)	LT^{-1}

V	Componente horizontal do vector médio velocidade na direcção y (direcção longitudinal)	LT^{-1}
V_{avg}	Velocidade média horizontal segundo a direcção y (LSTF)	LT^{-1}
\vec{v}	Velocidade do escoamento instantânea	LT^{-1}
$\overrightarrow{v'}$	Termo de flutuação do escoamento instantâneo	LT^{-1}
$\overline{\vec{V}}(t)$	Termo médio do escoamento instantâneo	LT^{-1}
w	Velocidade vertical	LT^{-1}
W	Velocidade vertical média	LT^{-1}
Z_f	Cota do fundo	L
Z_s	Cota da superfície livre	L
α	Constante do modelo de Battjes e Janssen	-
α_{phil}	Constante de Philips	-
Γ	Constante obtida a partir da campanha JONSWAP	L^2T^{-3}
γ_w	Peso volúmico da água	$ML^{-2}T^{-2}$
γ	Constante do modelo de Thornton e Guza	-
γ_a	Factor de elevação do pico	-
γ_l	Constante do modelo de Battjes e Janssen	-

γ_2	Constante do modelo de Battjes e Janssen	-
ε	Dissipação de energia turbulenta (por unidade de massa)	$L^2 T^{-2}$
η	Elevação da superfície livre relativamente ao nível de repouso	L
η_{avg}	Valor médio longitudinal da elevação da superfície livre (LSTF)	L
θ_0	Direcção média de propagação do estado do mar	-
θ_1	Ângulo de incidência da ondulação relativo a uma normal à costa (LSTF)	-
θ_2	Direcção principal de propagação 2	-
θ_3	Direcção principal de propagação 3	-
λ	Factor de ponderação para a definição da função de distribuição angular	-
ν	Viscosidade molecular	$L^2 T^{-1}$
ν_t	Coefficiente de viscosidade turbulenta	$L^2 T^{-1}$
ν_h	Coefficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal	$L^2 T^{-1}$

ν_v	Coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical	L^2T^{-1}
ρ	Massa volúmica da água	ML^{-3}
σ	Frequência relativa	T^{-1}
σ_a	Constante sigma a para a definição do espectro JONSWAP	-
σ_b	Constante sigma b para a definição do espectro JONSWAP	-
σ_k	Constante do modelo k-ε	-
σ_ϵ	Constante do modelo k-ε	-
τ	Tensões de Reynolds	$ML^{-1}T^{-2}$
$\vec{\tau}_a$	Vector tensão tangencial imposta pelo fluido numa parede sólida	$ML^{-1}T^{-2}$
$\Phi(x, z, t)$	Potencial de velocidades	L^2T^{-1}
ω	Frequência absoluta	T^{-1}

1 INTRODUÇÃO

1.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS

A compreensão dos processos hidrodinâmicos costeiros é essencial para diversas aplicações, tais como a concepção de estruturas de protecção costeira e portos de abrigo, a avaliação da morfodinâmica litoral e do transporte de sedimentos, e consequente erosão costeira, a previsão da dispersão de poluentes e o conhecimento da energia das ondas num determinado local. De entre estes processos, o efeito combinado das ondas e das correntes em escoamentos com superfície livre tem sido objecto, recentemente, de numerosos estudos, principalmente em modelos acoplados em 2D e 3D.

Longuet-Higgins e Stewart (1962, 1964) introduziram o conceito de tensões de radiação. Estas representam o excesso do fluxo da quantidade de movimento devido às ondas em modelos integrados na vertical e sujeitos a médias temporais. Têm sido amplamente utilizadas devido à sua importância na representação de fenómenos como o *set-up* e *set-down* das ondas, os *surf beats* (agrupamento de ondas) ou a geração de correntes longitudinais (Longuet-Higgins, 1970a, 1970b). As tensões de radiação representam, no contexto indicado, o forçamento devido às ondas sobre o escoamento médio.

As aplicações junto à costa que envolvem a interacção entre ondas e correntes exigem o acoplamento de dois tipos de modelos. Um modelo hidrodinâmico, de circulação, que modela o escoamento médio, e um modelo de ondas, que representa o campo das perturbações de escala de variação rápida.

Por outro lado, a variação vertical da velocidade média horizontal (efeito de corte), apontada por diversos investigadores (Klopman, 1994; Garcez-Faria et al., 1998) levou ao desenvolvimento de modelos hidrodinâmicos 3D para o escoamento médio com termos de forçamento das ondas.

Para este efeito, procedeu-se ao acoplamento completo entre o modelo tridimensional de circulação hidrodinâmica TELEMAC-3D (Hervouet, 2007) e o modelo espectral de ondas de terceira geração, TOMAWAC (Benoit et al., 1996). Numa primeira fase adoptou-se a solução simples de distribuir as tensões de Reynolds calculadas pela aproximação 2D ao longo da vertical, uniformemente. Um aspecto muito importante dos modelos hidrodinâmicos, que são baseados, tipicamente, nas equações RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), é a escolha feita para modelar a turbulência. Neste estudo foram testados três modelos de fecho da turbulência e sua influência nos resultados do acoplamento acima referido. Todos são modelos de primeira ordem, no sentido de que dependem de uma variável, a viscosidade turbulenta, conceito que a seguir se introduz.

O primeiro modelo testado consiste em considerar a hipótese de Boussinesq (1877) e admitir um valor constante para o coeficiente de proporcionalidade entre a tensão tangencial devida aos termos cruzados ($-\rho u_i u_j$) e o gradiente transversal do escoamento médio (por analogia com o fluido Newtoniano). Este coeficiente, também por analogia, recebe a designação de viscosidade turbulenta (apesar de não ser uma propriedade do fluido). Considerou-se então que, quer a viscosidade turbulenta horizontal, quer a viscosidade turbulenta vertical, assumem valores constantes. Dos modelos que envolvem o conceito de viscosidade turbulenta, este é o mais simples. É um modelo de zero equações.

O segundo modelo baseia-se na analogia com a Teoria Cinética dos Gases e com o conceito de comprimento de mistura. Este modelo foi desenvolvido por Prandtl (1925) e foi aplicado para calcular a viscosidade turbulenta na direcção vertical. Na direcção horizontal manteve-se o valor constante. Este também é um modelo de zero equações, que faz intervir apenas uma incógnita, o comprimento de mistura.

Por fim, utilizou-se o modelo de primeira ordem a duas equações k- ϵ . Para fechar a hierarquia infinita de equações, usam-se mais duas equações. Uma equação de evolução para k_c (energia cinética turbulenta por unidade de massa) e outra para ϵ (dissipação de energia turbulenta por unidade de massa). Este modelo aplica-se apenas para a direcção vertical. À semelhança dos dois casos anteriores, na direcção horizontal manteve-se a hipótese de Boussinesq.

Uma síntese sobre as hipóteses, com aplicação prática na Hidráulica, de modelar a turbulência pode ser encontrada em Rodi (1993), com as referências apropriadas.

Deste modo, as simulações numéricas obtidas através da formulação de Longuet-Higgins e Stewart (1962, 1964), com os condicionalismos acima referidos, foram comparadas com os dados experimentais do *Large Scale Sediment Transport Facility (LSTF)* do *US Army Engineer Research and Development Center's Coastal and Hydraulics Laboratory* (Hamilton e Ebersole, 2001).

1.2 OBJECTIVOS E METODOLOGIA DA DISSERTAÇÃO

O propósito desta dissertação é testar e verificar o acoplamento completo entre dois modelos computacionais, designadamente, o modelo espectral de ondas, TOMAWAC (Benoit et al., 1996) e o modelo de circulação hidrodinâmica TELEMAC-3D (Hervouet, 2007), dando especial atenção à importância dos modelos de fecho da turbulência deste último.

Na aproximação seguida, que foi adoptada inicialmente, a tensão de radiação é distribuída uniformemente ao longo da vertical. As simulações numéricas são comparadas com os dados experimentais do *Large Scale Sediment Transport Facility (LSTF)*, do *US Army Engineer Research and Development Center's Coastal and Hydraulics Laboratory*, Vicksburg, USA (Hamilton e Ebersole,

2001).

Como se referiu acima, o estudo incidirá, particularmente, na avaliação da influência dos modelos de fecho da turbulência na representação das correntes longitudinais (deriva litoral).

A presente dissertação apresenta, então, os objectivos que se sistematizam de seguida:

- ✓ Pesquisa bibliográfica da literatura de referência;
- ✓ Análise de sensibilidade de um certo número de parâmetros do TELEMAC-3D e do TOMAWAC, com influência na modelação da turbulência;
- ✓ Comparação dos resultados numéricos obtidos com os medidos no LSTF;
- ✓ Análise e interpretação dos resultados;
- ✓ Avaliação do impacto da escolha de diferentes modelos de fecho para representar as tensões de Reynolds.

1.3 ESTRUTURA DO DOCUMENTO

O documento actual encontra-se repartido em seis capítulos, a que se acrescem as referências bibliográficas e os anexos. No primeiro capítulo é efectuado um enquadramento geral do problema em questão. No segundo capítulo são apresentados de forma breve os fundamentos teóricos da teoria linear da onda e das tensões de radiação. No terceiro capítulo apresentam-se os modelos numéricos TELEMAC-3D e TOMAWAC. No quarto capítulo descreve-se o caso de estudo do LSTF. No quinto capítulo apresentam-se e discutem-se os resultados obtidos por aplicação dos modelos numéricos. Por último, no sexto capítulo, especificam-se as principais considerações da aplicação realizada.

2 TEORIA LINEAR DA ONDA E TENSÕES DE RADIAÇÃO

2.1 FORMULAÇÃO BASE E PRINCIPAIS RESULTADOS DA TEORIA LINEAR

Nos escoamentos associados à propagação de ondas de gravidade de superfície, a camada limite junto à superfície livre é muito pouco espessa e confinada. Por outro lado, a camada limite junto ao fundo só tem relevância, de um modo geral, em situações de muito baixa profundidade.

Assim, excluídas estas camadas, o referido escoamento pode ser considerado irrotacional. Esta condição, conjugada com a incompressibilidade do fluido, significa que o campo de velocidades e das pressões estão associados a um escoamento potencial. Com efeito, a aproximação da irrotacional permite escrever:

$$\vec{u} = \nabla\phi \quad (2.1)$$

em que ϕ é uma função escalar que serve de potencial para o campo de velocidades. Já a hipótese de incompressibilidade significa:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.2)$$

Conjugando (2.1) e (2.2) obtém-se:

$$\nabla^2\phi = 0 \quad (2.3)$$

Esta equação de Laplace tem que ser aplicada com condições de fronteira, na superfície livre e no fundo. Para ondas de pequena amplitude, $H/h \ll 1$, e pequena declividade, $H/L \ll 1$, estas condições de fronteira podem ser linearizadas.

Se o fundo for horizontal e impermeável, a velocidade normal tem de ser nula:

$$w = \frac{\partial\phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \quad (2.4)$$

A superfície livre tem características especiais, pois a sua posição constitui uma das incógnitas que é necessário resolver. Assim, há duas condições a impor: uma de carácter cinemático e outra ligada ao balanço de forças nessa mesma superfície - a condição dinâmica.

A primeira traduz a continuidade da superfície e equivale a igualar a velocidade desta superfície com a velocidade das partículas de fluido que constituem a superfície. Quando linearizada, pode ser escrita:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (2.5)$$

em que η é a elevação da superfície livre em relação ao nível de repouso.

A condição dinâmica (também linearizada) é dada por:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=0} = g\eta \quad (2.6)$$

em que g é a aceleração da gravidade.

Combinando as duas condições (2.5) e (2.6), que estão aplicadas no mesmo plano de referência $z = 0$ (consequência da linearização), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (z = 0) \quad (2.7)$$

Com as condições referidas, e utilizando uma técnica de separação de variáveis, a solução da equação de Laplace (2.2) para o potencial é:

$$\phi(x, z, t) = -\frac{Hg}{2\sigma} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.8)$$

em que $k = 2\pi/L$ é o número de onda, L o comprimento de onda, $\sigma = 2\pi/T$ é a frequência angular temporal e T o período. H é a altura da onda e h a profundidade.

Para completar a definição das variáveis, introduz-se a celeridade ou velocidade de fase como $c = L/T$, que é equivalente a $\sigma = kc$.

De (2.7) obtém-se a relação de dispersão, que representa o carácter dispersivo das ondas de gravidade de superfície de pequena amplitude:

$$\sigma^2 = gk \tanh(kh) \quad (2.9)$$

Fazendo intervir $\sigma = kc$, (2.9) é dada por:

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi}{L} h} \quad (2.10)$$

que permite obter $c = \sqrt{gh}$, aproximação assintótica para águas pouco profundas, e $c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi}}$ para águas profundas.

A expressão (2.10) mostra que a velocidade de fase depende de L , o que leva as ondas com comprimentos de onda diferentes a propagarem-se com velocidades diferentes e, portanto, a “dispersar”.

Há outra relação importante que traduz o conceito de velocidade de propagação da energia associada a um grupo de ondas, e é, justamente, a velocidade de grupo:

$$c_g = \frac{d\sigma}{dk} = \frac{1}{2}c \left[1 + \frac{4\pi h}{L} \cosh \left(\frac{4\pi h}{L} \right) \right] \quad (2.11)$$

obtida a partir de (2.9).

Por fim, apresentam-se um conjunto de grandezas que, apesar de serem deduzidas com as expressões e resultados da teoria linear, têm uma aproximação de segunda ordem, como é o caso da energia média total por unidade de área, o fluxo de energia média por unidade de crista e a quantidade de movimento média ou fluxo de massa por unidade de crista.

Começa-se pela energia média total por unidade de área e pelo fluxo de energia média por unidade de crista, respectivamente:

$$E_t = \frac{1}{2} \rho g a^2 \quad (2.12)$$

$$E_f = E_t c_g \quad (2.13)$$

em que $a = H/2$ é a amplitude da onda e ρ é a massa específica.

Segue-se a quantidade de movimento média por unidade de área:

$$M = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_{-h}^{\eta} \rho u(x, z) dz = \frac{E_t}{c} \quad (2.14)$$

em que $u(x, z)$ é a componente horizontal da velocidade orbital.

2.2 TENSÕES DE RADIAÇÃO

Longuet-Higgins e Stewart (1962, 1964) formalizaram o conceito de tensões de radiação num contexto de aplicações práticas e mostraram a sua utilidade para descrever as interacções entre as ondas e as correntes subjacentes. Estas interacções são um caso particular da coexistência de escoamentos com diferentes escalas espacio-temporais. Assim, as tensões de radiação vão representar o forçamento das ondas (movimento de escala rápida) sobre o escoamento médio, tipicamente correntes (movimento de escala lenta).

Em Holthuijsen (2007) encontra-se uma descrição de várias expressões relacionadas com este tipo de interacções. Constata-se, também, que as ondas para além de transportarem energia (2.13) também possuem quantidade de movimento (2.14). Por outro lado, o fluxo de quantidade de movimento é equivalente a uma tensão e as variações horizontais desta tensão actuam como forças no escoamento médio (correntes). Este fluxo de quantidade de movimento, devido exclusivamente ao campo de velocidades induzido pela propagação de ondas de gravidade na superfície livre, foi designado por Longuet-Higgins e Stewart (1960, 1961) como tensões de radiação (*radiation stresses*). São grandezas de segunda ordem, à semelhança das expressões acima introduzidas, e também são obtidas com os resultados e formulações de 1ª ordem da teoria linear.

Na apresentação do desenvolvimento da teoria e das expressões mais relevantes para o cálculo das referidas tensões, seguiu-se de perto Longuet-Higgins e Stewart (1964).

A Figura 2.1 ilustra o fluxo de quantidade de movimento instantâneo que atravessa uma secção unitária assente num dado plano vertical do fluido, que é composto por duas parcelas correspondentes, respectivamente, à soma da força exercida pela pressão total, p , com o produto do transporte de quantidade de movimento $\rho u(x, z)$ (por unidade de volume) pela componente horizontal da velocidade orbital, u (por unidade de tempo):

$$p + \rho u^2 \quad (2.15)$$

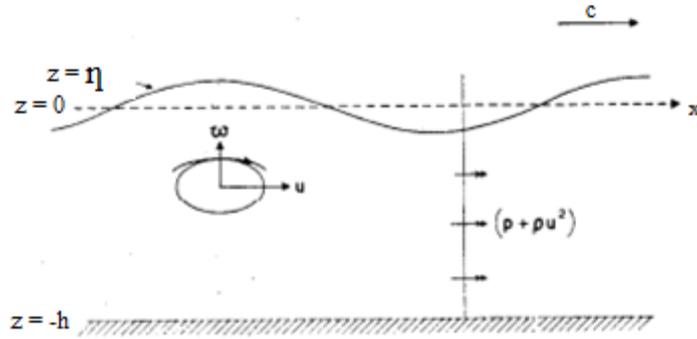


Figura 2.1- Fluxo da quantidade de movimento numa onda progressiva
(Adaptado de Longuet-Higgins e Stewart, 1964).

Deste modo, para se obter o fluxo da quantidade de movimento que atravessa um plano vertical $x = \text{constante}$, é necessário integrar a expressão anterior desde o fundo, $-h$, até à superfície livre, η . Resulta, então, o seguinte integral (por unidade de crista e por unidade de tempo):

$$\int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz \quad (2.16)$$

Define-se tensão de radiação como o valor médio de (2.16) no domínio do tempo subtraído do valor médio na ausência de ondas, segunda parcela de (2.17) (Longuet-Higgins e Stewart, 1964). Desta forma, a componente principal da tensão de radiação, S_{xx} , é obtida através da seguinte expressão:

$$S_{xx} = \overline{\int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz} - \int_{-h}^0 p_0 dz \quad (2.17)$$

O cálculo de (2.17) pode ser repartido em três etapas, por combinação e partição dos limites de integração dos dois integrais que figuram na expressão referida.

A primeira etapa corresponde a:

$$S_{xx}^1 = \overline{\int_{-h}^{\eta} \rho u^2 dz} \quad (2.18)$$

Como a função integranda de (2.18) já é uma quantidade de 2ª ordem, a inclusão do intervalo $0 < z < \eta$ apenas acrescenta termos de 3ª ordem. Assim, o limite superior passa a $z = 0$. Deste modo, ambos os limites são fixos e a ordem de integração pode ser invertida:

$$S_{xx}^1 = \int_{-h}^0 \overline{\rho u^2} dz \quad (2.19)$$

A segunda etapa resulta da combinação do segundo integral de (2.17) com parte da primeira parcela que envolve p :

$$S_{xx}^2 = \int_{-h}^0 \overline{(p - p_0)} dz \quad (2.20)$$

Uma vez mais, como os limites de integração são fixos, é possível permutar a integração em z com a integração em t (representada pela barra superior):

$$S_{xx}^2 = \int_{-h}^0 (\bar{p} - p_0) dz \quad (2.21)$$

O fluxo de quantidade de movimento médio que atravessa a unidade de área assente num plano horizontal ($z = \text{constante}$) é dado por (ver (2.15) e Figura 2.1):

$$\overline{p + \rho w^2} \quad (2.22)$$

Este fluxo tem que equilibrar o peso da coluna de fluido acima do referido plano:

$$\overline{p + \rho w^2} = -\rho g z = p_0 \quad (2.23)$$

$$\bar{p} - p_0 = -\rho \overline{w^2} \quad (2.24)$$

Substituindo (2.24) em (2.21), este último pode ser combinado com (2.19), uma vez que têm os mesmos limites de integração:

$$S_{xx}^1 + S_{xx}^2 = \int_{-h}^0 \rho \overline{(u^2 - w^2)} dz = \frac{\rho g a^2 k h}{\sinh 2kh} \quad (2.25)$$

Resta a parte do integral que não se considerou em (2.20):

$$S_{xx}^3 = \int_0^\eta \overline{p} dz \quad (2.26)$$

No intervalo $0 < z < \eta$, perto da superfície livre, a pressão varia (aproximadamente) linearmente, ou seja, p é igual à pressão hidrostática:

$$p = -\rho g z + \rho g \eta = \rho g (\eta - z) \quad (2.27)$$

Substituindo em (2.26):

$$S_{xx}^3 = \overline{\int_0^\eta \rho g \eta dz} - \overline{\int_0^\eta \rho g z dz} \quad (2.28)$$

$$S_{xx}^3 = \rho g \overline{\eta^2} - \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} = \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} \quad (2.29)$$

Finalmente, conjugando (2.25) e (2.29), e atendendo a (2.12), obtém-se:

$$S_{xx} = E_t \left(\frac{2kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.30)$$

Este resultado representa uma aproximação de 2ª ordem para a integração vertical, como atrás referido.

Este termo toma os seguintes valores para águas profundas e para águas pouco profundas, respectivamente:

$$S_{xx} = \frac{1}{2} E_t \quad (2.31)$$

$$S_{xx} = \frac{3}{2} E_t \quad (2.32)$$

A componente transversal da tensão de radiação, S_{yy} , segundo um plano $y = \text{constante}$, é obtida de forma idêntica a S_{xx} .

A correspondente expressão é, então, a que se apresenta:

$$S_{yy} = \overline{\int_{-h}^\eta (p + \rho v^2) dz} - \int_{-h}^0 p_0 dz \quad (2.33)$$

onde v é a componente horizontal da velocidade orbital segundo a direcção y .

O resultado final para esta componente é:

$$S_{yy} = E_t \left(\frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (2.34)$$

do qual resultam os seguintes valores para águas profundas e para águas pouco profundas, respectivamente:

$$S_{yy} = 0 \quad (2.35)$$

$$S_{yy} = \frac{1}{2} E_t \quad (2.36)$$

No que se refere ao fluxo da quantidade de movimento com componente segundo x , assente num plano $y = \text{constante}$, este tem a seguinte expressão:

$$S_{xy} = \overline{\int_{-h}^{\eta} \rho uv \, dz} \quad (2.37)$$

a qual se anula, pois a pressão média não contribui para este termo (apenas tensões tangenciais que se desprezam) e o termo \overline{uv} também é nulo, uma vez que a propagação da onda se dá segundo x .

Se a direcção de propagação não estiver alinhada com o eixo x , mas apresentar um ângulo θ com este último, as expressões (2.30) e (2.34) vêm afectadas por factores que envolvem $\cos^2 \theta$ e $\sin^2 \theta$, e os termos cruzados S_{xy} e S_{yx} não são nulos.

As expressões (2.30) e (2.34) mostram que as tensões de radiação são proporcionais a E_t (Energia total por unidade de área), ou seja, proporcionais a H^2 , em que H é a altura da onda ($H = 2a$). É esta dependência que explica, qualitativamente, os processos que ocorrem na *surf zone* e que são objecto de estudo neste trabalho.

Antes das ondas rebentarem, a sua altura H é máxima e, seguidamente, há um decréscimo em direcção à costa. Assim, verifica-se um abaixamento (*set-down*) antes da rebentação e uma elevação do nível médio (*set-up*) na direcção normal à linha de costa e ao longo da *surf zone*. Através de hipóteses simplificativas para o tipo de batimetria, e na ausência de atrito, desenvolvem-se soluções analíticas para quantificar estes dois fenómenos acima referidos, as quais foram apresentadas por Longuet-Higgins e Stewart (1962).

Os livros de texto de Holthuijsen (2007), Reeve et al. (2004), Fredsøe e Deigaard (1992) constituem exemplos onde são também desenvolvidas e apresentadas estas expressões simplificadas, que no fundo explicam o que anteriormente foi afirmado, isto é, as variações horizontais destas tensões actuam como forças no escoamento médio. Estas forças são equilibradas, em termos gerais e qualitativos,

pelos gradientes de pressão associados ao desnivelamento do nível médio (consequência do *set-down* e *set-up* já referidos).

Assim, também os termos cruzados S_{xy} e S_{yx} explicam a geração de correntes longitudinais. Longuet-Higgins (1970a, b) apresenta uma solução analítica, aproximada, para o padrão de correntes longitudinais, que pode também ser encontrada nos mencionados livros de texto.

3 MODELOS NUMÉRICOS: TELEMAT-3D E TOMAWAC

3.1 TELEMAT-3D

3.1.1 BREVE INTRODUÇÃO

Neste estudo utilizou-se o modelo de circulação hidrodinâmica TELEMAT-3D, versão 6.2 (Hervouet, 2007), que está incorporado no sistema TELEMAT, desenvolvido na EDF (*Électricité de France*) R&D, Chatou, França. Este modelo é de acesso livre.

Este programa aplica-se a escoamentos em superfície livre e pode ter em conta processos como a acção da força de Coriolis, o atrito de fundo ou a influência das condições meteorológicas (pressões e ventos). De um modo geral, o programa pode ser aplicado a diferentes situações desde áreas extensas (à escala do oceano) a domínios mais pequenos (costas e estuários).

O modelo resolve as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier Stokes*, RANS) pelo método dos elementos finitos, fornecendo o campo de velocidades 3D e a profundidade da coluna líquida em cada instante. O algoritmo deste modelo numérico pode ser repartido em três etapas principais. Numa primeira fase, as velocidades advectadas são calculadas por resolução dos termos de advecção das equações da quantidade de movimento. Depois, na segunda etapa, e tendo em conta os termos associados à viscosidade turbulenta e os termos fonte nas equações da quantidade de movimento, são calculadas as novas componentes da velocidade. Numa terceira etapa, a profundidade da água é calculada através da integração vertical da equação da continuidade e das equações da quantidade de movimento, mas apenas com termos de pressão associados à presença da superfície livre.

Como complemento ao sistema TELEMAT, utilizou-se o *software* FUDAA-PREPRO, desenvolvido pelo CETMEF (*Centre d'Etudes Techniques Maritimes et Fluviales*), em Compiègne, França. Este *software* compreende todas as tarefas de pré-processamento que envolvem um estudo hidráulico, como a produção de gráficos para as variáveis que são objecto de estudo.

3.1.2 EQUAÇÕES DE NAVIER-STOKES

Para um fluido incompressível, o TELEMAC-3D resolve a equação da conservação da massa (3.1) e as equações da conservação da quantidade de movimento (3.2). De acordo com a hipótese hidrostática, a pressão a uma dada profundidade resulta da soma entre a pressão atmosférica na superfície livre e o peso da coluna de água:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -g \frac{\partial Z_s}{\partial x} + \nu \Delta(u) + F_x \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -g \frac{\partial Z_s}{\partial y} + \nu \Delta(v) + F_y \end{aligned} \quad (3.2)$$

Onde:

u, v, w – Componentes da velocidade em 3D;

g – Aceleração da gravidade;

ν – Viscosidade molecular;

F_x, F_y – Termos fontes (que incluem forças de volume, a acção do vento e da força de Coriolis);

Z_s – Cota da superfície livre.

3.1.3 CONDIÇÕES DE FRONTEIRA

No domínio computacional podem ser definidas diferentes condições de fronteira:

- No fundo (impermeabilidade);
- Na superfície livre;
- Estruturas verticais impermeáveis, como paredes (fronteiras laterais);
- Fronteiras fictícias, por exemplo em mar aberto, que não correspondem a nenhuma propriedade física ou material.

3.1.3.1 SUPERFÍCIE LIVRE E FUNDO

O estabelecimento destas condições segue os princípios já enunciados no Capítulo 2.

Ao se seguir o movimento de um ponto na superfície livre, pode definir-se a quantidade:

$$\Phi(x, y, z, t) = z - Z_s(x, y, t) \quad (3.3)$$

cuja derivada, $\frac{d\Phi}{dt}$, é nula, de modo a impor a condição cinemática. Se a velocidade num ponto fixo da superfície livre tiver componentes u^s , v^s e w^s , $\frac{d\Phi}{dt} = 0$ é escrita em variáveis Eulerianas:

$$w^s - \frac{\partial Z_s}{\partial t} - u^s \frac{\partial Z_s}{\partial x} - v^s \frac{\partial Z_s}{\partial y} = 0 \quad (3.4)$$

Ou seja:

$$\frac{\partial Z_s}{\partial t} - \vec{u}^s \cdot \vec{n}_s = 0 \quad (3.5)$$

em que \vec{n}_s é a normal à superfície livre.

Analogamente, obtém-se a condição de fronteira cinemática no fundo:

$$w^f - \frac{\partial Z_f}{\partial t} - u^f \frac{\partial Z_f}{\partial x} - v^f \frac{\partial Z_f}{\partial y} = 0 \quad (3.6)$$

Ou seja:

$$\frac{\partial Z_f}{\partial t} + \vec{u}^f \cdot \vec{n}_f = 0 \quad (3.7)$$

com \vec{n}_f direccionada para baixo.

3.1.3.2 FRONTEIRAS SÓLIDAS E ABERTAS

Numa parede sólida pode-se considerar que a velocidade \vec{v} é nula. No entanto, e como adiante se discutirá, a existência de uma camada limite implica que junto à parede a velocidade é não nula, e a condição referida é substituída por outras duas condições não tão restritivas: impermeabilidade e a especificação de uma tensão tangencial devido ao atrito na parede.

A condição de impermeabilidade é, então, fornecida por:

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0 \quad (3.8)$$

em que \vec{n} é a normal à fronteira sólida (parede) e a tensão tangencial é $\mu \frac{\partial \vec{U}}{\partial n}$. Esta tensão tangencial pode ser obtida, na prática, por modelos de turbulência.

Já no que se refere às fronteiras abertas, é necessária informação adicional acerca da pressão, da profundidade da água, da velocidade ou do caudal. Estas condições de fronteira dependem da natureza do escoamento e da sua direcção.

3.1.4 TURBULÊNCIA E EQUAÇÕES RANS

Os escoamentos reais são, praticamente, todos turbulentos, apresentando grande irregularidade quando observados a uma escala temporal pequena. Esta é uma característica essencial da turbulência. Para ultrapassar esta dificuldade, o escoamento instantâneo \vec{v} é decomposto num termo médio $\overline{\vec{V}}(t)$ e num termo de flutuação \vec{v}' , tal que:

$$\vec{v}(t) = \overline{\vec{V}}(t) + \vec{v}' \quad (3.9)$$

em que se define um operador média temporal:

$$\overline{\vec{V}}(t_0) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \vec{v} dt \quad (3.10)$$

O intervalo Δt deve ser escolhido de modo a filtrar as flutuações ou oscilações de alta frequência, ou pequena escala temporal, inferiores a Δt , e preservar as propriedades médias do escoamento. t_o é uma variável tempo, mas de variação lenta, com escala diferente de t , a variável de integração.

Deste modo:

$$\overline{\vec{v}'} = 0 \quad (3.11)$$

Quando se substitui a decomposição (3.9), designada decomposição de Reynolds, juntamente com as propriedades dadas por (3.10) e (3.11), nas equações do movimento (3.1) e (3.2), obtêm-se formalmente o mesmo tipo de equações (com a mesma estrutura formal), mas em que as variáveis dependentes são agora as componentes do vector médio U , V , W (em que se deixou cair a barra superior para designar quantidades médias). Todavia, o termo não linear de advecção $\vec{v} \cdot \nabla \vec{v}$, e a consideração de (3.9) e (3.11), gera termos adicionais do tipo $-\rho \overline{u'v'}$ ou $-\rho \overline{u'w'}$, genericamente $-\rho \overline{u'_i u'_j}$, com $i, j = 1, 2, 3$. Estes termos têm dimensões de tensões e recebem a designação de tensões de Reynolds (tangenciais e normais) e as equações acima descritas em termos do escoamento médio denominam-se de equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS). É a presença destes termos que torna as equações RANS com mais incógnitas que equações. Se a aplicação do operador média prosseguir, é possível dispor de mais equações, mas surgem incógnitas novas com termos cruzados de 3ª ordem. Esta hierarquia infinita tem que ser fechada com hipóteses e aproximações que relacionam as tensões de Reynolds com as variáveis médias U , V e W . Daí surgir a necessidade dos chamados modelos de fecho da turbulência, que podem ser mais ou menos complicados.

O TELEMAC-3D permite fazer simulações numéricas de escoamentos turbulentos através das equações RANS. Para tal, o programa disponibiliza vários modelos de fecho da turbulência: modelo de viscosidade constante, modelos de comprimento de mistura com as variantes Prandtl, Nezu e Nakagawa, Jet, Quetin, Tsanis, e o modelo k- ϵ . De entre os modelos referidos, estudaram-se dois modelos de zero equações, o modelo de viscosidade constante e o modelo de comprimento de mistura associado à variante Prandtl, e o modelo de duas equações k- ϵ .

3.1.4.1 MODELO DE TURBULÊNCIA DE VISCOSIDADE CONSTANTE

Hervouet (2007) refere que o modelo de viscosidade constante é apropriado quando, em problemas de circulação hidrodinâmica de grande escala, o escoamento é determinado, essencialmente, pelo gradiente de pressão e pela advecção.

Este modelo, que é de ordem zero, e que também recebe a designação de modelo de fecho algébrico simples, considera que a viscosidade turbulenta é constante, ou depende directamente de parâmetros conhecidos ou que são facilmente calculáveis. Deste modo, neste modelo as viscosidades turbulentas horizontal e vertical são constantes ao longo de todo o domínio. O valor deste coeficiente tem impacto tanto no tamanho dos vórtices como nas recirculações. Um valor baixo tende a dissipar unicamente os vórtices pequenos, ao passo que um valor maior tende a dissipar as grandes recirculações. Assim, o valor para este coeficiente tem de ser cautelosamente calibrado por comparação com as medições laboratoriais.

Boussinesq (1877) foi quem introduziu primeiro este modelo, que utiliza o conceito simples de viscosidade turbulenta, ν_t , e assume que a tensão de corte de Reynolds é dada por (para um escoamento unidimensional):

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad (3.12)$$

por analogia com o modelo Newtoniano da viscosidade molecular, que, ao contrário de ν_t , é uma propriedade do fluido.

Este modelo é útil pela sua simplicidade, funcionando bem em escoamentos simples. Por considerações dimensionais, ν_t pode ser expressa por:

$$\nu_t = l_t \sqrt{k_c} \quad (3.13)$$

onde l_t é um comprimento de escala característico para a turbulência, geralmente de larga escala, e k_c é a energia cinética turbulenta por unidade de massa, definida por:

$$k_c = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.14)$$

A variável $\sqrt{k_c}$ representa uma escala característica para a velocidade turbulenta (também para os movimentos turbulentos de larga escala).

Se se aplicar o conceito de viscosidade turbulenta a escoamentos em 3D, definem-se as tensões de Reynolds no escoamento através de:

$$\tau_{ij} = \rho \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.15)$$

3.1.4.2 MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA DE PRANDTL

Prandtl (1925) baseou-se na Teoria Cinética dos Gases e sugeriu a aproximação em que a viscosidade turbulenta é uma função do gradiente da velocidade média e de um comprimento de mistura, através da seguinte expressão (Hervouet, 2007):

$$v_t = L_m^2 \sqrt{2D_{ij}D_{ij}} \quad (3.16)$$

onde D_{ij} é obtido através da seguinte expressão:

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.17)$$

L_m é o comprimento de mistura e é a variável a especificar. Pode ser modelada por $k_v \times y$, em que y é a distância à parede sólida, no seio da camada limite, com $k_v = 0.41$ (constante de von Kármán). Esta igualdade é válida até que o tamanho dos vórtices não seja influenciado pela parede. Este modelo é, preferencialmente, utilizado para descrever o perfil da velocidade na proximidade de uma parede. Para outras aproximações para definir L_m , consultar Rodi (1993).

3.1.4.3 MODELO K-EPSILON

O modelo k- ϵ insere-se no conjunto de modelos de fecho da turbulência mais avançados, de duas equações, que permitem representar escoamentos mais complexos. É baseado no desenvolvimento de equações de evolução para as quantidades turbulentas, as quais são utilizadas para calcular a viscosidade turbulenta, ν_t . A primeira quantidade modelada é, geralmente, a energia cinética turbulenta, k_c . A equação para esta quantidade é baseada na equação da energia para os escoamentos turbulentos. Segundo Hervouet (2007), a expressão para esta quantidade é dada por (3.14), que é equivalente a:

$$k_c = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (3.18)$$

Juntamente com uma equação de evolução para k_c , é possível deduzir uma equivalente para ϵ , a dissipação de energia turbulenta por unidade de massa, dada por:

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \quad (3.19)$$

em que u'_i é a flutuação turbulenta da velocidade.

Conhecendo k_c e ε , a viscosidade turbulenta pode ser, então, calculada pela seguinte equação:

$$v_t = C_\mu \frac{k_c^2}{\varepsilon} \quad (3.20)$$

C_μ é uma constante empírica e assume o valor de 0.09.

Note-se que outras constantes empíricas são utilizadas na dedução do coeficiente de viscosidade turbulenta (para mais detalhes consultar Hervouet (2007)), como se pode visualizar na Tabela 3.1.

$C_{\mu T}$	Prt	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.0	1.44	1.92	0 ou 1	1.0	1.3

Tabela 3.1- Constantes do modelo k-ε.

3.1.5 ATRITO DE FUNDO

Nos fluidos reais desenvolve-se junto das paredes sólidas, em particular no fundo, uma camada limite com tensões tangenciais devido à variação transversal das velocidades horizontais. É necessário, então, impor condições para estas tensões junto à parede (que tem de ser contínua através da fronteira). A tensão tangencial imposta pelo fluido na parede depende das características do escoamento junto ao fundo. De entre as várias formas para exprimir esta tensão, optou-se neste trabalho pela relação:

$$\vec{\tau}_a = -\frac{1}{2} \rho C_f \sqrt{U^2 + V^2} \vec{V} \quad (3.21)$$

Onde:

C_f - Coeficiente de atrito;

\vec{V} (e respetivas componentes U, V) - Velocidade média na vertical.

Para o coeficiente C_f escolheu-se a relação de Chézy:

$$C_f = \frac{2g}{C^2} \quad (3.22)$$

em que C é o coeficiente de Chézy.

Para o cálculo de C optou-se pela lei de atrito de fundo de Nikuradse, que deriva de um valor médio ao longo da profundidade do perfil logarítmico da velocidade turbulenta. O correspondente coeficiente de Chézy é fornecido pela seguinte equação (Hervouet, 2007):

$$C = 7.83 \ln\left(\frac{12h}{k_N}\right) \quad (3.23)$$

onde h é a profundidade da água e k_N é a rugosidade de Nikuradse ($k_N = 30 k_s$, em que k_s é a rugosidade absoluta equivalente).

3.2 TOMAWAC

3.2.1 BREVE INTRODUÇÃO

O modelo de ondas utilizado no presente trabalho é um modelo espectral de terceira geração e denomina-se de TOMAWAC (versão 6.2) (Benoit et al, 1996). Este modelo, à semelhança do modelo de circulação hidrodinâmica TELEMAR-3D, foi incorporado no sistema TELEMAR, desenvolvido na EDF R&D, Chatou, França. A gama de aplicabilidade deste modelo vai desde águas profundas a águas costeiras, podendo ser utilizado para prever o campo de ondas através do conhecimento dos campos de ventos. Diversas fontes e termos de dissipação, Q , podem ser considerados no modelo: ondas geradas pelo vento, interação entre ondas, dissipação de energia devido ao atrito de fundo, rebentação induzida pela profundidade e rebentação das ondas devido ao vento (*whitecapping*). O modelo pode também ter em conta as variações da evolução da profundidade da água devido à maré e à sobrelevação de origem meteorológica. É um programa de acesso livre assim como o TELEMAR-3D.

3.2.2 EQUAÇÃO DE BALANÇO DA ACÇÃO DA ONDA

Este modelo utiliza malhas não estruturadas e resolve a equação da conservação da acção da onda (N) tanto em coordenadas cartesianas (x, y) como em coordenadas espaciais esféricas (3.24). A acção da onda, N , define-se como a densidade espectral de variância bidimensional a dividir pela frequência intrínseca ou relativa.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \dot{x} \frac{\partial N}{\partial x} + \dot{y} \frac{\partial N}{\partial y} + \dot{k}_x \frac{\partial N}{\partial k_x} + \dot{k}_y \frac{\partial N}{\partial k_y} = Q(x, y, k_x, k_y, t) \quad (3.24)$$

k_x e k_y são as componentes do vector número de onda, e o ponto por cima das variáveis refere-se às taxas de transferência ao longo do tempo de cada variável, as quais são dadas pela teoria linear da onda (mais detalhes podem ser encontrados no manual do TOMAWAC).

A frequência absoluta é fornecida por:

$$\omega = \sigma + \vec{k} \cdot \vec{U} \quad (3.25)$$

em que ω é a frequência absoluta, σ é a frequência relativa (observada no sistema que se desloca com velocidade \vec{U}) e \vec{k} é o vector número de onda.

3.2.3 CONDIÇÕES INICIAIS DA DENSIDADE ESPECTRAL DE VARIÂNCIA

A densidade espectral de variância bidimensional, ou espectro direccional $F(f, \theta)$, pode ser obtida através do seguinte produto:

$$F(f, \theta) = S(f) \cdot D(\theta) \quad (3.26)$$

Em que:

$S(f)$ – Densidade espectral de variância unidireccional;

$D(\theta)$ – Função de distribuição angular.

Define-se o momento espectral de ordem- n ($n = 0, 1, 2$) como:

$$m_n = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty f^n F(f, \theta) d\theta dt \quad (3.27)$$

e a altura significativa:

$$H_{m0} = 4 \sqrt{m_0} \quad (3.28)$$

Para parametrizar $S(f)$ adoptou-se o espectro JONSWAP, definido por:

$$S(f) = \alpha_{phil} H_{m0}^2 \frac{f_p^4}{f^5} \exp\left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f_p}{f}\right)^4\right] \gamma_a \exp\left[\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2}\right] \quad (3.29)$$

Onde:

$\sigma = \sigma_a$, para $f < f_p$

$\sigma = \sigma_b$, para $f > f_p$

$$\alpha_{phil} = \frac{0.0624}{0.23 + 0.0336 \gamma_a - \frac{0.185}{1.9 + \gamma_a}}$$

Sendo f_p a frequência de pico. σ_a e σ_b assumiram os valores padrão de 0.07 de 0.09, respectivamente. γ_a é o factor de elevação do pico, que assume o valor médio de 3.3.

Também um espectro parametrizado com dois picos direccionais pode ser obtido. Neste caso, ambas as direcções de propagação (θ_2 e θ_3), assim como o factor de ponderação λ , devem ser especificados:

$$D(\theta) = \frac{\lambda}{\Delta_1} \tilde{D}(\theta - \theta_2) + \frac{1 - \lambda}{\Delta_2} \tilde{D}(\theta - \theta_3) \quad (3.30)$$

Δ_1 e Δ_2 são automaticamente calculados pelo TOMAWAC com o intuito de normalizar a equação (3.30).

O TOMAWAC disponibiliza três funções de distribuição angular (para mais detalhes, consultar o manual do TOMAWAC). Neste estudo optou-se pela função de distribuição angular de Mitsuyasu et al. (1975):

$$\cos^{2s} \left(\frac{\theta - \theta_0}{2} \right), \text{ com } \theta \in [\theta_0 - \pi; \theta_0 + \pi] \quad (3.31)$$

Em que:

θ_0 – Direcção média de propagação do estado do mar;

s – Dispersão angular do espectro.

3.2.4 TERMOS FONTE E SUMIDOURO

O TOMAWAC tem em conta diversos processos físicos que modificam a evolução do espectro em direcção à costa. Estes encontram-se representados do lado direito da equação (3.24). O termo Q , equação (3.32), representa a geração de ondas através do vento, os termos dissipadores correspondentes à dissipação induzida por rebentação parcial, por rebentação induzida pela profundidade, pelo atrito de fundo e pelas interacções a quatro e três ondas.

$$Q = Q_{in} + Q_{ds} + Q_{nl} + Q_{bf} + Q_{br} \quad (3.32)$$

Onde:

Q_{in} – Geração de ondas através do vento;

Q_{ds} – Dissipação de energia por rebentação parcial (*whitecapping*);

Q_{nl} – Interações não lineares a quatro e três ondas;

Q_{bf} – Dissipação de energia induzida pelo atrito de fundo;

Q_{br} – Dissipação de energia por rebentação induzida pelo fundo.

De entre os termos dissipadores incorporados na equação (3.32), foram apenas considerados a rebentação induzida pelo fundo e a dissipação induzida pelo atrito de fundo.

3.2.4.1 DISSIPACÃO DE ENERGIA INDUZIDA PELO ATRITO DE FUNDO

O modelo utiliza, para este tipo de dissipação, uma expressão empírica que representa as várias contribuições da interação das ondas com o fundo:

$$Q_{bf} = - \Gamma \left(\frac{\sigma}{g \cdot \sinh(kh)} \right)^2 F \quad (3.33)$$

em que a constante Γ assume o valor padrão de $0.038 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ para a ondulação, de acordo com a campanha JONSWAP (Hasselmann et al., 1973), k é o número de onda e F é o espectro direccional.

3.2.4.2 DISSIPACÃO DE ENERGIA POR REBENTACÃO INDUZIDA PELO FUNDO

O TOMAWAC propõe quatro modelos para reproduzir os efeitos da batimetria na dissipação de energia: modelo de Battjes e Janssen (1978), modelo de Thornton e Guza (1983), modelo de Roelvink (1993) e modelo de Izumiya e Horikawa (1984). Neste trabalho, estudaram-se apenas as duas primeiras aproximações à dissipação por rebentação.

O princípio geral destes modelos espectrais consiste em desenvolver uma expressão para a dissipação total da energia da onda, combinando uma taxa de dissipação induzida pela rebentação com uma probabilidade de rebentação.

3.2.4.2.1 MODELO DE BATTJES E JANSSEN (1978)

Este modelo é baseado na analogia com um ressalto hidráulico. Além disso, o modelo assume que todas as ondas que rebentam possuem uma altura H_m , que é da mesma ordem de grandeza que a profundidade da água. A dissipação total de energia é expressa através de:

$$D_{br} = -\frac{\alpha Q_b f_c H_m^2}{4} \quad (3.34)$$

Onde:

H_m – Máxima altura da onda compatível com a profundidade da água;

Q_b – Fracção das ondas que rebentam;

f_c – Frequência característica da onda (considerou-se a frequência média, que está por omissão no TOMAWAC);

α – Constante numérica (igual a 1).

Para o cálculo de H_m considerou-se o critério de Miche:

$$H_m = \frac{\gamma_1}{k_c} \tanh\left(\frac{\gamma_2 k_c h}{\gamma_1}\right) \quad (3.35)$$

em que k_c relaciona-se com f_c através da relação da dispersão linear da onda.

A fracção Q_b é estimada, de acordo com a teoria de Battjes e Janssen, como uma solução da seguinte equação implícita:

$$\frac{1 - Q_b}{\ln(Q_b)} = -\frac{H_{m0}^2}{2H_m^2} \quad (3.36)$$

A versão espectral do termo de dissipação baseia-se na hipótese de que a rebentação não modifica a frequência e a distribuição direccional de energia. O termo sumidouro Q_{br} é, então, escrito como:

$$Q_{br}(f, \theta) = -\frac{\alpha Q_b f_c H_m^2}{4} \frac{F(f, \theta)}{m_0} \quad (3.37)$$

Dentro da aproximação à dissipação de energia por rebentação de Battjes e Janssen (1978) podem modificar-se três constantes:

α - Constante que, de acordo com o recomendado por Battjes e Janssen (1978), toma o valor de 1;

γ_1 - Constante que, de acordo com o recomendado por Battjes e Janssen (1978), toma o valor de 0.88;

γ_2 - Constante que, de acordo com o recomendado por Battjes e Janssen (1978), toma o valor de 0.8.

Adoptou-se o valor padrão para todas as constantes.

3.2.4.2.2 MODELO DE THORNTON E GUZA (1983)

A aproximação à dissipação de energia por rebentação de Thornton e Guza (1983) baseia-se, tal como a aproximação anterior, na analogia com um ressalto hidráulico e em dois tipos de distribuição de altura da onda na rebentação. O termo dissipador de energia é escrito de acordo com a distribuição da altura da onda na rebentação:

$$Q_{br2}(f, \theta) = -12 \sqrt{\pi} B^3 f_c \frac{(2m_0)^{\frac{3}{2}}}{H_m^2 d} \left[1 - \left(1 + \left(\frac{8m_0}{H_m^2} \right) \right)^{-\frac{5}{2}} \right] F(f, \theta) \quad (3.38)$$

f_c é a frequência característica da onda (considerou-se a frequência de pico) e B é um parâmetro que varia entre 0.8 a 1.5, sendo o valor padrão igual a 1. A máxima altura da onda compatível com a profundidade da água, H_m , é fornecida pelo parâmetro γ ($H_m = \gamma d$), que assume o valor padrão de 0.42.

3.3 ACOPLAMENTO ENTRE OS DOIS MODELOS NUMÉRICOS

O acoplamento directo entre o modelo hidrodinâmico e o modelo de ondas é desejável, tendo em vista uma representação mais rigorosa da interacção entre ondas e correntes em ambas as direcções.

Este acoplamento é feito com recurso à formulação clássica de tensões de radiação, introduzida por Longuet-Higgins e Stewart (1962). Na aproximação seguida, esta tensão de radiação é distribuída uniformemente ao longo da vertical, e representa o forçamento do modelo hidrodinâmico pelo campo de ondas. Deste modo, passa-se a ter em conta o efeito das ondas nas correntes.

O TELEMAC transfere para o TOMAWAC os valores actualizados das velocidades médias da corrente, a elevação média da superfície livre, os níveis verticais, z , e a rugosidade de Nikuradse. Por sua vez, o TOMAWAC resolve a equação da conservação da densidade da acção da onda com referência a esses valores, devolvendo, depois, ao TELEMAC os valores actualizados dos termos de forçamento das ondas.

Para que este acoplamento seja possível, têm que ser satisfeitas as seguintes condições:

- A malha horizontal tem que ser a mesma;
- O tempo de simulação (dado pelo produto entre o passo temporal e o número de passos temporais) nos dois modelos deve ser o mesmo;
- O passo temporal estabelecido para as duas simulações deve ser igual ou múltiplo um do outro.

4 CASO DE ESTUDO DO *LARGE-SCALE SEDIMENT TRANSPORT FACILITY* (LSTF)

4.1 ENQUADRAMENTO

Como se frisou anteriormente, quando as ondas rebentam obliquamente à linha de costa, geram-se correntes longitudinais na zona costeira. Em certo tipo de costas, estas correntes são responsáveis pelo transporte de centenas de milhares de metros cúbicos de areia ao longo da costa, num ano característico (Hamilton e Ebersole, 2001).

Assim, é essencial melhorar e construir novos métodos para calcular as correntes longitudinais e consequentes taxas de transporte de sedimentos. Tais estudos poderão também ter utilidade em aplicações práticas da engenharia como, por exemplo, prever a resposta das praias junto de estruturas costeiras (Hamilton e Ebersole, 2001).

Ao longo dos anos, poucos laboratórios têm realizado estudos controlados das correntes longitudinais. Galvin e Eagleson (1965) foram os primeiros a medir a distribuição transversal da velocidade longitudinal, ao longo de diversas localizações transversais à praia. Dalrymple e Dean (1972) desenvolveram uma bacia de ondas circular com um batedor de ondas em espiral e uma praia circunferencial para eliminar perturbações causadas pelas fronteiras de montante e de jusante do laboratório. Mizuguchi e Horikawa (1978) foram os primeiros a medir a estrutura vertical das correntes longitudinais. No entanto, foi Visser (1980, 1982, 1984, 1991) que estudou de forma mais completa as correntes longitudinais. Este mediu a estrutura tridimensional das correntes longitudinais e desenvolveu um método para maximizar a uniformidade longitudinal, recorrendo a um sistema de bombeamento com recirculação externa. Também Reniers e Battjes (1997) mediram o perfil transversal da velocidade longitudinal, utilizando um método semelhante ao de Visser.

O *Large-scale Sediment Transport Facility* (LSTF) foi construído no *U.S. Army Engineer Research and Development Center's Coastal and Hydraulics Laboratory*. Segundo Svendsen et al. (2003), este laboratório é dos poucos de grande escala que reproduzem com precisão o transporte de sedimentos perto do litoral, assim como outros processos costeiros inerentes a uma praia natural longa de contornos rectos. Tais processos são reproduzidos num tanque de ondas de comprimento finito. O sucesso dos ensaios de transporte de sedimentos depende de um método que estabeleça correntes longitudinais, como se estas fossem geradas numa praia longa infinita, cuja secção transversal e o forçamento das ondas incidentes fossem invariáveis na direcção longitudinal (Hamilton et al. 1996, 1997). Para este efeito, Hamilton e Ebersole (2001) referem que no LSTF se recorreu a um sistema activo de bombeamento e de recirculação, com o intuito de estabelecer, então, as correntes longitudinais. Para avaliar o desempenho deste sistema de recirculação, foram realizadas séries de testes, usando ondas regulares e ondas irregulares.

4.2 CONFIGURAÇÃO DO LSTF

O LSTF tem dimensões de cerca de 30 m de comprimento na direcção normal à linha de costa por 50 m paralelamente a esta mesma linha. As ondas são geradas por quatro batedores de ondas, do tipo pistão. O fundo da praia, construída na bacia acima descrita, é de betão escovado e tem uma dimensão longitudinal de 31 m e uma direcção transversal de 21 m, com um declive plano de 1:30 ao longo de 18 m e um declive de 1:18 ao largo.

O sistema de coordenadas no laboratório tem origem a jusante. O eixo-x positivo é direccionado para o largo, e é medido relativamente ao bordo superior do declive da praia. O eixo-y positivo é direccionado para montante, ao passo que o eixo-z é medido positivamente para cima com a origem no nível de repouso.

O sistema de recirculação externo consiste em 20 sistemas independentes de bombagem e de tubos com uma capacidade total de 1250 l/s. Na extremidade de jusante existem 20 canais de escoamento que guiam as correntes longitudinais da praia para as bombas. Por outro lado, na extremidade de montante existem 20 canais de escoamento que guiam o escoamento do ponto de descarga do tubo para a fronteira de montante da praia. O referido sistema de recirculação é, essencialmente, um circuito fechado que, continuamente, faz a recirculação da corrente longitudinal de jusante para montante, enquanto o processo de geração de ondas decorre. Os canais de escoamento, com 0.75 m de largura, estendem-se de $x = 3$ m até $x = 18$ m na direcção transversal. Esta configuração permite um largo alcance das distribuições das magnitudes das correntes longitudinais e transversais (Hamilton e Ebersole, 2001). A Figura 4.1 ilustra a configuração do LSTF.

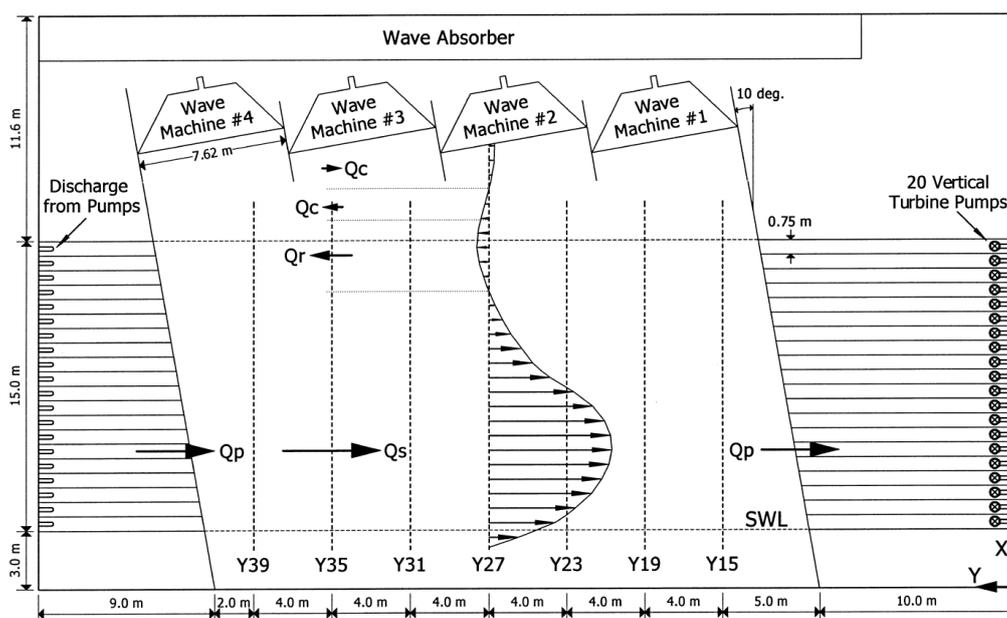


Figura 4.1- Planta do LSTF e diagrama das condições de escoamento longitudinal (Adaptado de Hamilton e Ebersole, 2001).

Na Figura 4.2 apresentam-se as secções da praia, que serão posteriormente estudadas, no que respeita à estrutura vertical da velocidade longitudinal.

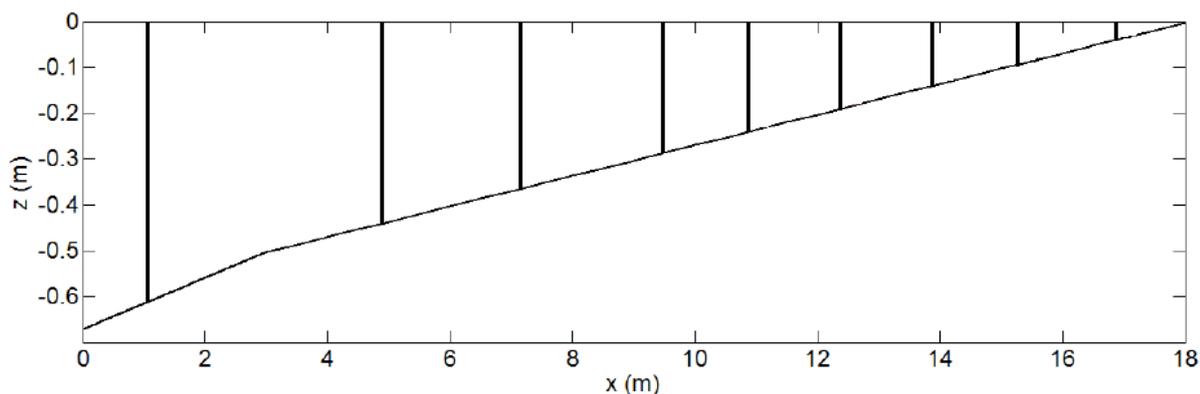


Figura 4.2 - Perfil da praia com as diferentes secções estudadas.

4.3 CARACTERÍSTICAS DAS EXPERIÊNCIAS LABORATORIAIS

Hamilton e Ebersole (2001) referem que a investigação incidu sobre um número de experiências preliminares:

- 1) Oscilações de longo prazo nas taxas de descarga da bomba;
- 2) Padrões de escoamento criados apenas por bombagem;
- 3) Padrões de escoamento apenas com ondas;
- 4) O tempo necessário que as velocidades médias no tanque de ondas atinjam o estado estacionário.

Foram efectuadas duas séries de testes, uma para ondas regulares e outra para ondas irregulares. No total, foram realizadas 20 experiências, 15 para ondas regulares e 5 para ondas irregulares, cada uma com uma magnitude e diferente distribuição transversal do caudal bombeado.

As condições da onda incidente para ambos os testes são fornecidas na Tabela 4.1, onde T é o período da onda (ou o período de pico espectral da onda, no caso de ondas irregulares), H é a altura da onda (ou a altura significativa da onda na presença de ondas irregulares), L é o comprimento de onda, h é a profundidade da água, θ_i é o ângulo de incidência da ondulação relativo a uma normal à costa, o qual para ambas as situações é 10° , e os números 0 e 1 referem-se aos valores em águas profundas e nos batedores de ondas, respectivamente. Os valores em águas profundas são calculados utilizando a teoria linear da onda. Note-se que a energia da onda incidente utilizada, tanto para ondas regulares como irregulares, é semelhante. O nível de repouso na zona dos batedores de ondas foi mantido constante e igual a 0.667 m durante todos os testes.

Teste	Tipo de onda	T (s)	H ₁ (m)	H ₁ /λ ₁ (-)	d ₁ (m)	θ ₁ (°)	H ₀ (m)	H ₀ /λ ₀ (-)	θ ₀ (°)
6A-N	Regular	2.5	0.182	0.031	0.667	10.0	0.189	0.019	16.6
8A-E	Irregular	2.5	0.225	0.038	0.667	10.0	0.233	0.024	16.6

Tabela 4.1 - Resumo das condições da onda incidente.

4.4 METODOLOGIA DAS MEDIÇÕES

Os sensores de ondas e correntes foram posicionados em diferentes posições ao longo da praia. Foram seleccionadas diferentes localizações a cada 4.0 m, desde $y = 15.0$ a $y = 39.0$ m. Estas localizações foram designadas por Y15, Y19, Y23, Y27, Y31, Y35 e Y39 (Figura 4.1), de acordo com as coordenadas longitudinais. Durante cada experiência foram feitas medições ao longo de pelo menos três destas localizações, de modo a representar as condições hidrodinâmicas gerais ao longo da praia.

Nos testes 6N e 8E as medições foram feitas nas sete localizações diferentes. Foram ainda colocados em conjunto 10 sondas para medir a variação da superfície livre e 10 velocímetros acústicos por efeito Doppler (ADV). Os ADV's foram definidos aproximadamente a um terço da profundidade da água acima do fundo da bacia.

No início de cada experiência a instrumentação foi colocada na posição Y27 e mediu-se a elevação do nível de repouso. Seguidamente, as bombas foram ligadas de forma a estabelecerem-se os caudais que produzissem a distribuição de correntes longitudinais pretendida. Depois ligaram-se os batedores de ondas, os quais trabalharam de forma contínua durante a experiência. Ao fim de 10 minutos de geração de ondas, teve início a recolha de dados. Por fim, reposicionou-se a instrumentação ao longo das diferentes posições transversais à praia.

4.5 PROCEDIMENTO PARA AJUSTAR A CORRENTE LONGITUDINAL

Segundo Hamilton e Ebersole (2001), para definir as características das bombas que produzem a magnitude da velocidade da corrente longitudinal e a distribuição transversal da mesma ao longo da praia, como se se tratasse de uma praia infinitamente longa, recorreu-se a um processo iterativo baseado em medições da corrente média longitudinal na *surf zone* e, ao largo, na zona de recirculação interna. Para isso, a selecção final das características das bombas foram confirmadas por dois critérios propostos por Visser (1991) para confirmar que o caudal longitudinal pretendido foi recirculado. Na Figura 4.1 ilustra-se, conceptualmente, as condições de escoamento durante os ensaios laboratoriais. A quantidade Q_s é o caudal longitudinal total na *surf zone*; Q_p é o caudal longitudinal total bombeado activamente através do sistema externo de recirculação; Q_r é o caudal longitudinal total que recircula,

internamente, ao largo; e Q_c é uma circulação secundária ao largo. Num corte transversal a meio da praia, e assumindo que não ocorre variação temporal no nível médio da água dentro do tanque de ondas, tem-se que:

$$Q_s = Q_p + Q_r \quad (4.1)$$

4.6 DEFINIÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS DAS BOMBAS

As características das bombas foram sistematicamente ajustadas com a finalidade de estabelecer a distribuição da corrente média longitudinal pretendida na *surf zone*, para uma dada condição da onda incidente. À medida que a série de ensaios progredia, foram obtidas novas estimativas da distribuição da corrente longitudinal com base nas medições anteriores ao longo da praia.

Deste modo, utilizaram-se várias hipóteses para orientar o processo (Hamilton e Ebersole, 2001) :

1. O grau de uniformidade das correntes longitudinais na *surf zone* deve aumentar à medida que a distribuição da corrente longitudinal pretendida é aproximada;
2. A magnitude da recirculação interna, Q_r , deve diminuir à medida que a distribuição da corrente longitudinal pretendida é aproximada;
3. Existe um ponto onde Q_r tem o seu valor mínimo;
4. A recirculação interna não pode ser completamente eliminada devido às imperfeições nas fronteiras laterais.

Na Tabela 4.2 exhibe-se o conjunto de dados experimentais do LSTF, para o caso de ondas irregulares, necessários à comparação com os resultados numéricos. Cada coluna apresenta as medições da corrente longitudinal nas secções Y19, Y23, Y27 e Y31 (Figura 4.1), assim como o valor médio dessa corrente, V_{avg} . Apresenta-se também a profundidade relativa ao nível da água instantâneo, d , o valor médio longitudinal do *wave set-up* ou do *wave set-down*, η_{avg} , tal como os dados laboratoriais da altura significativa média, H_{mo-avg} .

X (m)	Y19 (m/s)	Y23 (m/s)	Y27 (m/s)	Y31 (m/s)	V _{média} (m/s)	d (m)	η _{médio} (m)	H _{m0} -médio (m)
4.12	0.188	0.227	0.207	0.154	0.194	0.037	0.016	0.053
5.72	0.303	0.326	0.316	0.306	0.313	0.091	0.013	0.082
7.12	0.326	0.341	0.333	0.346	0.337	0.137	0.006	0.107
8.62	0.297	0.313	0.298	0.309	0.304	0.187	0.001	0.138
10.12	0.270	0.277	0.267	0.267	0.270	0.237	-0.001	0.167
11.52	0.228	0.233	0.226	0.221	0.227	0.284	-0.004	0.185
13.12	-	-	-	-	-	0.337	-0.008	0.206
13.88	0.122	0.128	0.121	0.125	0.124	0.363	-	-
14.62	-	-	-	-	-	0.387	-0.009	0.214
16.12	0.038	0.012	0.010	0.031	0.023	0.437	-0.010	0.224
16.85	-	-	-	-	-	0.462	-0.008	0.227
18.00	-	-	-	-	-	0.500	-0.007	0.232

Tabela 4.2- Conjunto de dados experimentais do LSTF para o teste de ondas irregulares (Adaptado de Hamilton et al., 2001)

4.7 OPÇÕES DE CONFIGURAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

Relativamente ao modelo numérico, considerou-se um domínio computacional de 18 x 51 m (Figura 4.2), de acordo com as dimensões do LSTF, com espaçamentos iguais a $\Delta x = 0.3$ m e $\Delta y = 0.8$ m. O passo temporal fixou-se em 0.4 segundos e o TELEMAC-3D foi configurado com 10 planos horizontais ao longo da vertical. Os restantes parâmetros da onda, H_{m0} e T_p , tomaram os mesmos valores dos que foram forçados nas experiências laboratoriais (Tabela 4.1). Note-se ainda que, tanto a malha horizontal como o passo temporal, são iguais no modelo hidrodinâmico e no modelo de ondas para que possa haver interação entre os dois modelos, conforme foi alegado no Capítulo 3.

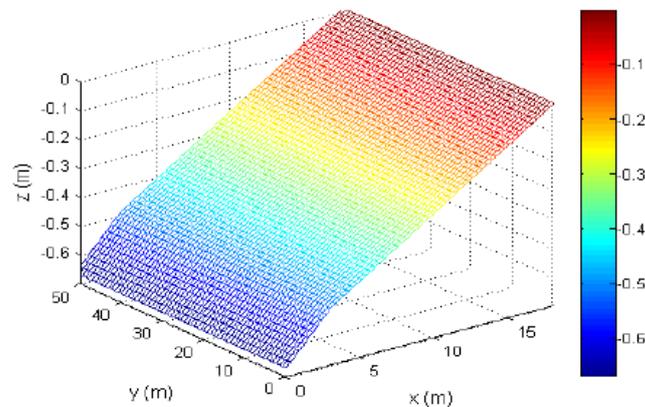


Figura 4.3- Domínio computacional para a reprodução dos ensaios laboratoriais do LSTF.

5 APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

5.1 INTRODUÇÃO

Com o propósito de analisar o impacto dos modelos de fecho da turbulência nos resultados do acoplamento entre o modelo tridimensional de circulação hidrodinâmica TELEMAC-3D (Hervouet, 2007) e o modelo espectral de ondas de terceira geração TOMAWAC (Benoit et al, 1996), foram estudadas três aproximações à modelação da turbulência. Numa primeira fase, testou-se o modelo mais simples, de zero equações, viscosidade constante, e melhoraram-se os resultados através da sequência de quatro parâmetros: coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal, coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical, dispersão angular do espectro da agitação incidente e a rugosidade do fundo. De seguida, mantendo a melhor parametrização alcançada para este modelo, no que diz respeito aos restantes parâmetros, e apenas na direcção vertical, testaram-se mais dois modelos de fecho da turbulência: o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl, também de zero equações, e o modelo de duas equações k- ϵ . Ainda para cada modelo de fecho da turbulência foram experimentados dois modelos de dissipação de energia por rebentação induzida pela batimetria: Thornton e Guza (1983) e Battjes e Janssen (1978). Note-se que não se modificaram os parâmetros internos do modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl e do modelo de duas equações k- ϵ , já referidos no Capítulo 3.

Nos resultados que se apresentam de seguida foram estudadas as seguintes variáveis: evolução transversal da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa. Os resultados numéricos obtidos para cada um destes parâmetros foram, então, comparados com os dados laboratoriais (V_{avg} , η_{avg} , H_{m0-avg}) presentes na Tabela 4.2. Também foi analisada a estrutura vertical da velocidade longitudinal numa secção transversal do domínio.

5.2 VISCOSIDADE CONSTANTE E MODELO DE THORNTON E GUZA (1983) PARA A DISSIPACÃO POR REBENTACÃO

5.2.1 INFLUÊNCIA DE DIFERENTES PARÂMETROS

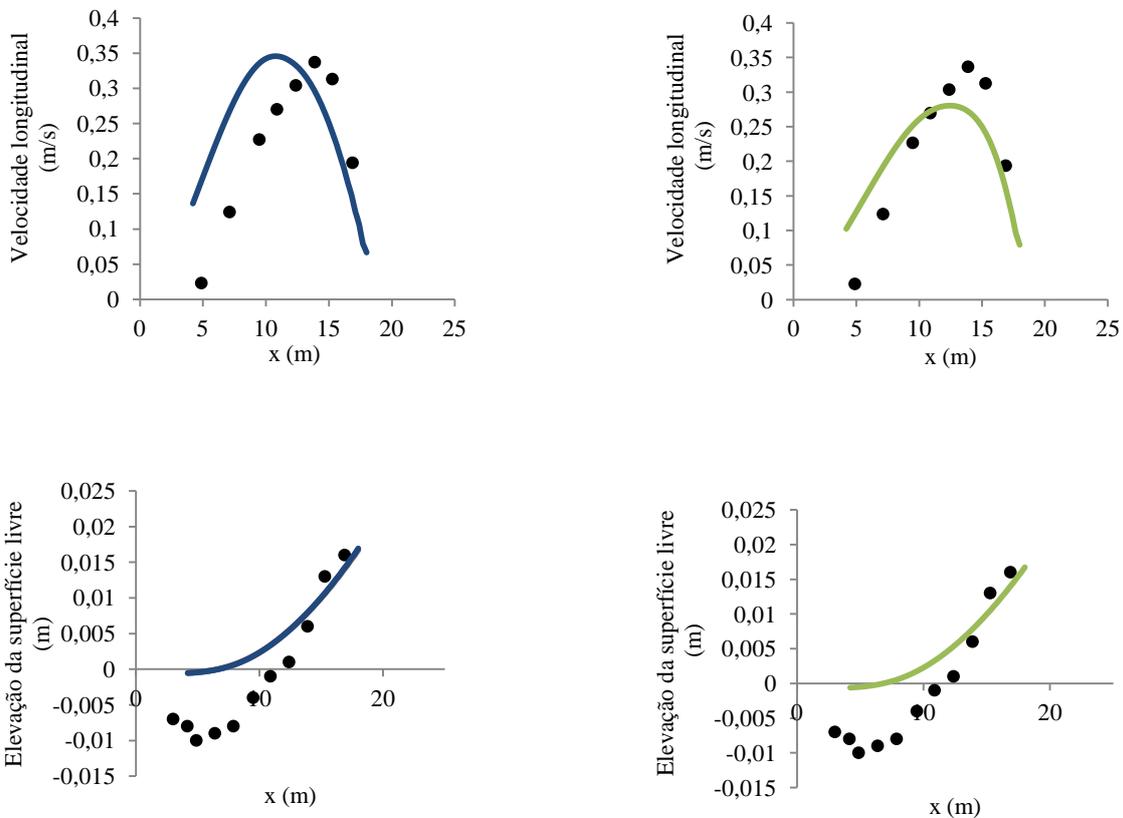
Na Tabela 5.1 indicam-se os valores para os diferentes parâmetros que serão objecto de análise nos pontos seguintes.

Coefficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal, ν_h (m^2/s)	0.01	0.05
Coefficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical, ν_v (m^2/s)	0.01	0.002
Dispersão angular do espectro, s (-)	30	90
Rugosidade absoluta equivalente (m)	0.0001	0.0002

Tabela 5.1 - Valores utilizados para os diferentes parâmetros.

5.2.1.1 COEFICIENTE DE VISCOSIDADE TURBULENTA NA DIRECÇÃO HORIZONTAL

Na Figura 5.1 é apresentada a comparação dos resultados para a evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, a evolução transversal da elevação da superfície livre e a altura significativa na direcção normal à costa, fazendo variar o coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal, ν_h . Nas figuras do lado esquerdo foi imposto um coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal de $0.01 m^2/s$, ao passo que nas figuras do lado direito este coeficiente tomou o valor de $0.05 m^2/s$. Para avaliar a influência deste coeficiente, fixou-se o coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical, ν_v , em $0.01 m^2/s$ e os valores das restantes variáveis da Tabela 5.1 (primeira coluna).



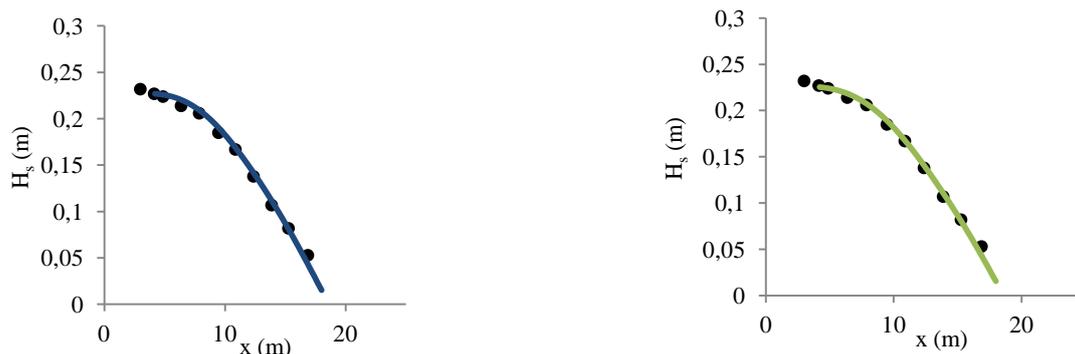


Figura 5.1- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Neste resultados foi modificada a viscosidade turbulenta na direcção horizontal. No painel do lado esquerdo a viscosidade turbulenta na direcção horizontal é de $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ e no painel do lado direito o valor é de $0.05 \text{ m}^2/\text{s}$. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). Os pontos representam as medições experimentais e o traço contínuo as simulações numéricas.

Como se pode verificar, um aumento do coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal traduz-se numa diminuição da magnitude da velocidade longitudinal. Por outro lado, a elevação da superfície livre e a altura significativa na direcção normal à costa mostram-se quase independentes deste coeficiente, verificando-se, no que respeita à elevação da superfície livre, uma sobreestimação do *wave set-down*, embora com o *wave set-up* bem representado. Já no que diz respeito à altura significativa, o modelo reproduz bem os dados laboratoriais. É de referir também que a linha de rebentação situa-se aproximadamente em $x = 9 \text{ m}$.

Assim, e atendendo à escala do problema, o coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal de $0.05 \text{ m}^2/\text{s}$ é o mais apropriado. Fixou-se, deste modo, este valor para a viscosidade turbulenta na direcção horizontal e tentou-se obter melhorias nos resultados através de outros parâmetros.

5.2.1.2 COEFICIENTE DE VISCOSIDADE TURBULENTO NA DIRECÇÃO VERTICAL

A Figura 5.2 ilustra a comparação dos resultados para a evolução transversal da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, a evolução da elevação da superfície livre e a altura significativa na direcção normal à costa, quando se altera o coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical. Deste modo, no painel do lado esquerdo foi imposto um coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical de $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$, ao passo que nas figuras do lado direito este coeficiente tomou o valor de $0.002 \text{ m}^2/\text{s}$. Para avaliar a influência deste coeficiente, fixou-se o coeficiente de

viscosidade turbulenta na direcção horizontal em $0.05 \text{ m}^2/\text{s}$, o melhor valor adoptado anteriormente. Os restantes parâmetros assumem os valores da primeira coluna da Tabela 5.1.

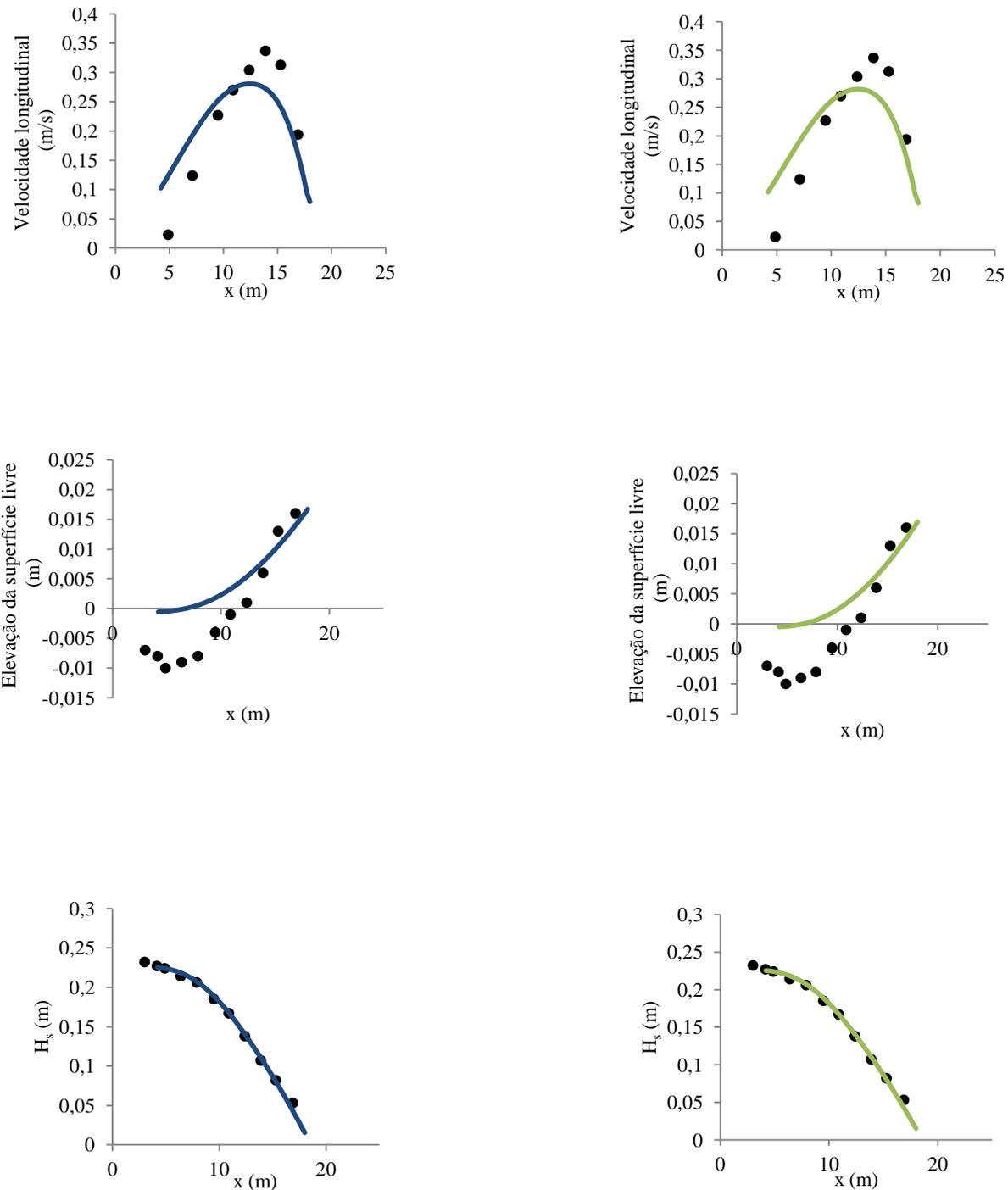


Figura 5.2- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Resultados obtidos através da modificação da viscosidade turbulenta na direcção vertical. No painel do lado esquerdo atribuiu-se o valor de $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ a este parâmetro e no painel do lado direito o valor atribuído foi de $0.002 \text{ m}^2/\text{s}$. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

Pela análise das figuras, verifica-se que a evolução transversal da velocidade longitudinal, a elevação da superfície livre e a altura significativa na direcção normal à costa mostram-se independentes deste coeficiente, o que permite considerar que este coeficiente possa assumir qualquer valor dentro da referida gama de variação. A explicação para esta conclusão é o tipo de formulação utilizada no TELEMAC para simular a variação vertical das tensões de radiação, tal como descrito anteriormente. Deste modo, estabeleceu-se um coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal de $0.05 \text{ m}^2/\text{s}$ e um coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical de $0.002 \text{ m}^2/\text{s}$, que correspondem aos resultados do painel direito.

5.2.1.3 DISPERSÃO ANGULAR DO ESPECTRO

Fixados os valores para os coeficientes de viscosidade turbulenta na direcção horizontal e na direcção vertical em 0.05 e $0.002 \text{ m}^2/\text{s}$ (segunda coluna da Tabela 5.1), respectivamente, a análise incidiu na alteração de outro parâmetro, a dispersão angular do espectro, s . Esta variável controla a forma do espectro, em particular a sua largura. Das três funções de distribuição angular presentes no TOMAWAC, adoptou-se a função de Mitsuyasu et al. (1975). Nas figuras do lado esquerdo a dispersão angular do espectro tomou o valor de 30, ao passo que nas figuras da direita o valor atribuído foi de 90. A rugosidade do fundo manteve-se constante e igual a 0.0001 m . Obteve-se, assim, a Figura 5.3.

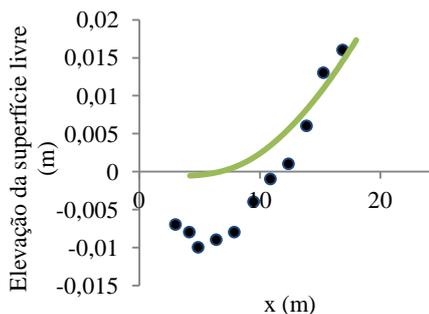
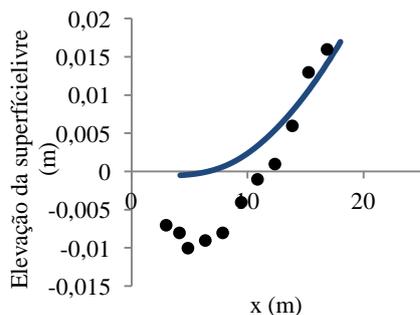
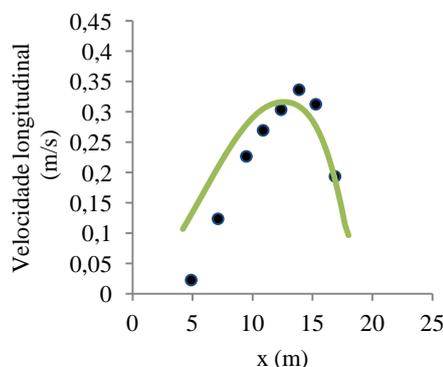
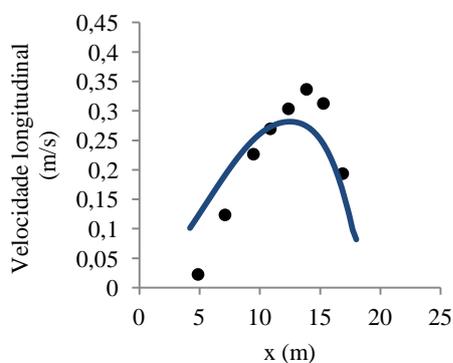




Figura 5.3- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Resultados obtidos através da modificação da dispersão angular do espectro. No painel do lado esquerdo s toma o valor de 30 e no painel do lado direito o valor é de 90. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

Mediante observação da Figura 5.3, verifica-se que um aumento na dispersão angular do espectro altera a magnitude da velocidade longitudinal, aproximando-a mais dos valores experimentais. Observa-se também que a elevação da superfície livre continua a exhibir uma sobreestimação no *wave set-down* e, por outro lado, o *wave set-up* continua relativamente bem representado. O mesmo acontece com o comportamento da altura significativa. Verifica-se, assim, que as figuras do lado direito, nomeadamente a evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, são as que melhor aproximam os resultados. Note-se que o valor escolhido, $s = 90$, é um valor artificialmente elevado, pois pretende-se que ocorra muito pouca dispersão angular do espectro, para que as ondas unidireccionais geradas no LSTF sejam melhor simuladas.

5.2.1.4 RUGOSIDADE DO FUNDO

A escolha da rugosidade do fundo adequada aos dados experimentais assume uma certa importância, uma vez que a situação em análise corresponde a ensaios em águas pouco profundas. Para perceber qual o valor para esta rugosidade que reproduz melhor os resultados laboratoriais, mantiveram-se os valores dos restantes parâmetros presentes na segunda coluna da Tabela 5.1. Foram experimentados dois valores para a rugosidade absoluta equivalente, que se relaciona com a rugosidade de Nikuradse referida no Capítulo 3 ($k_N = 30k_s$). Nas figuras do lado esquerdo este parâmetro tomou o valor de 0.0001 m, enquanto que nas figuras do lado direito o valor atribuído foi de 0.0002 m. Segundo Quintela (1981), ambos são valores típicos do betão, que, no caso do LSTF, é betão escovado, para que se possa reproduzir mais realisticamente a rugosidade granular de uma praia. Deste modo, obteve-se a Figura 5.4.

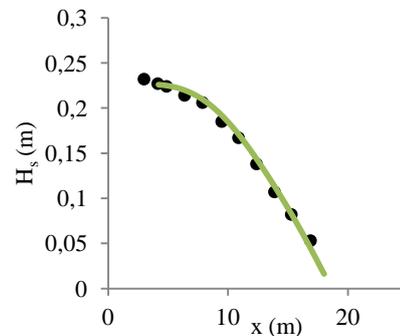
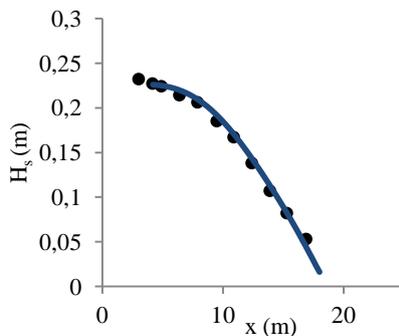
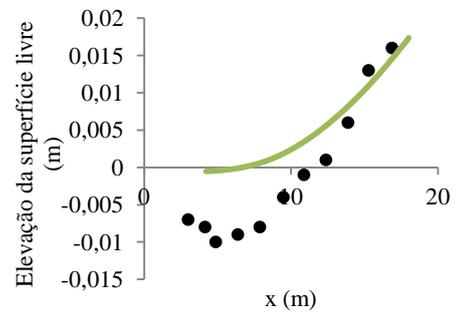
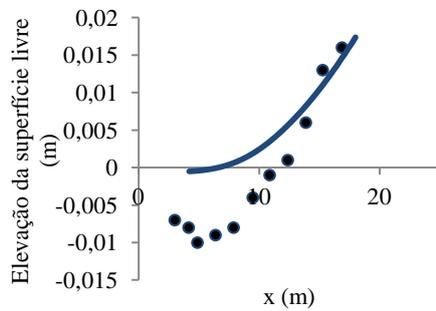
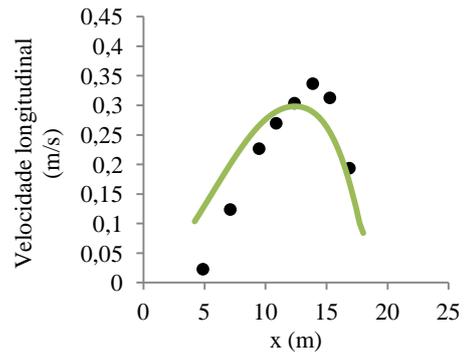
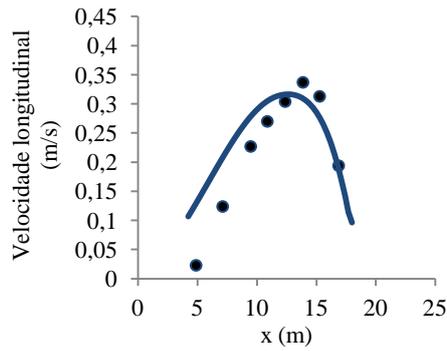


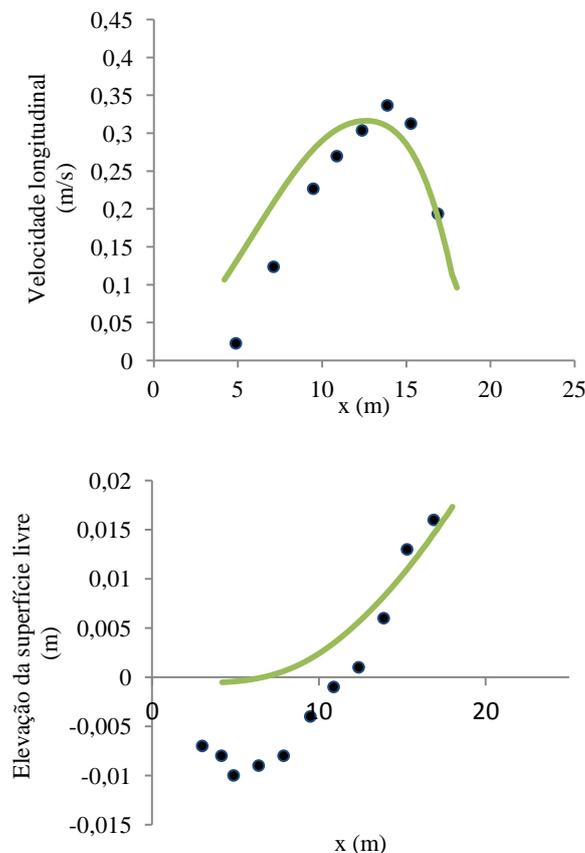
Figura 5.4- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Resultados obtidos através da modificação da rugosidade absoluta equivalente. No painel do lado esquerdo atribuiu-se um valor de 0.0001 m para a rugosidade absoluta equivalente e no painel do lado direito o valor atribuído foi de 0.0002 m. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

Analisando a Figura 5.4, verifica-se que um aumento na rugosidade absoluta equivalente traduz-se numa diminuição da magnitude da velocidade longitudinal, afastando os resultados numéricos das experiências laboratoriais. Deste modo, a figura do lado esquerdo tem uma representação da

velocidade razoável, embora a magnitude esteja abaixo da obtida nos ensaios laboratoriais. Já no que diz respeito à evolução transversal da evolução da superfície livre, verifica-se que esta continua a não ter a representação pretendida, não se modificando quando se altera a rugosidade absoluta equivalente, sobretudo no que concerne ao *wave set-down*, o qual apresenta uma sobreestimação. Ainda assim, o *wave set-up* continua bem representado. A altura significativa continua a aproximar bem os resultados laboratoriais e não se registam mudanças quando se varia este coeficiente. Consta-se que a rugosidade absoluta equivalente gera efeitos análogos ao coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal, concluindo-se que o melhor valor a adoptar é 0.0001 m.

5.2.1.5 SÚMULA DE RESULTADOS PARA O MODELO DE THORNTON E GUZA (1983)

Após diversas simulações numéricas, concluiu-se que o melhor resultado obtido para este modelo de rebentação foi conseguido impondo uma viscosidade turbulenta na direcção horizontal de 0.05 m²/s, uma viscosidade turbulenta na direcção vertical de 0.002 m²/s, uma rugosidade absoluta equivalente de 0.0001 m e uma dispersão angular do espectro de 90. Estes valores foram escolhidos após uma análise de sensibilidade para verificar quais os que conduziam a melhores simulações. Estes resultados podem ser observados na Figura 5.5.



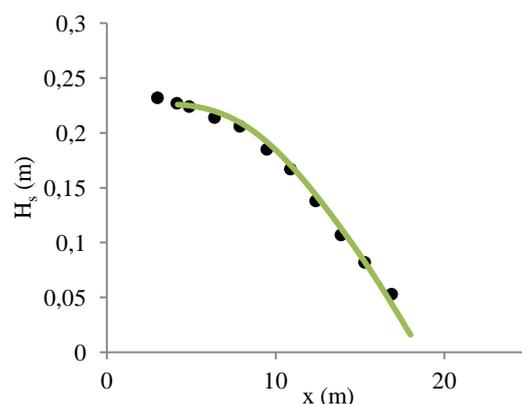


Figura 5.5- Melhores resultados para a evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, para a evolução transversal da elevação da superfície livre e para a altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

Verifica-se na elevação da superfície livre uma sobreestimação no *wave set-down*, o que não se conseguiu melhorar com os parâmetros alterados. Contudo, o *wave set-up* representa bem as medições do LSTF. Já a altura significativa continua a reproduzir bem as medições. A evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade tem uma representação razoável, sendo visível, perto da praia, uma ligeira subestimação da magnitude da corrente, o que é uma consequência da simplicidade do modelo de turbulência adoptado. De notar também que o desfasamento que se verifica ao largo pode ser uma consequência da recirculação interna, Q_r , já referida no Capítulo 4. Deste modo, os resultados laboratoriais que se situam mais ao largo seriam melhor representados se se recorresse a modelos mais sofisticados, como os que incorporam o conceito de *Roller* (Svendsen, 1984). Refira-se, ainda, e conforme referido nos aspectos teóricos, que este sistema acoplado utiliza a formulação de Longuet-Higgins e Stewart (1962), na qual a tensão de radiação é integrada ao longo da profundidade. Seguidamente este valor integrado é uniformemente distribuído na direcção vertical. Trata-se, como já foi referido, de uma solução simples para o acoplamento dos dois modelos. Como consequência, os efeitos tridimensionais da interacção entre ondas e correntes podem não ser devidamente representados.

5.2.2 MODELO DE DISSIPAÇÃO POR REBENTAÇÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978)

No caso de se optar pelo modelo de dissipação de energia por rebentação induzida pela batimetria de Battjes e Janssen (1978), e mantendo a mesma parametrização associada à Figura 5.5, obtiveram-se os resultados apresentados na Figura 5.6.

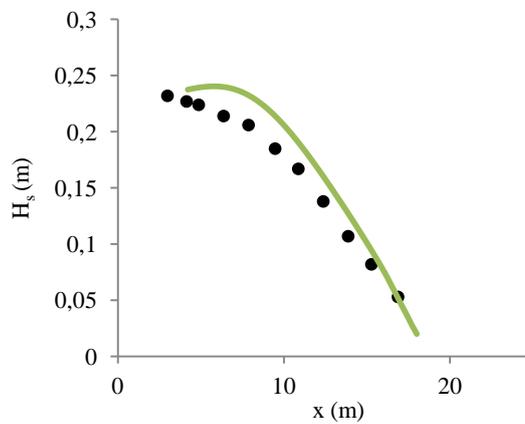
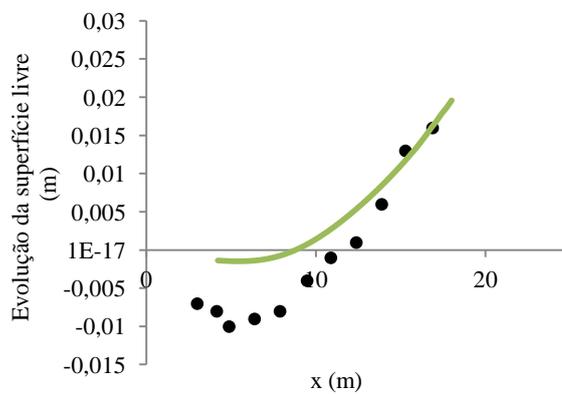
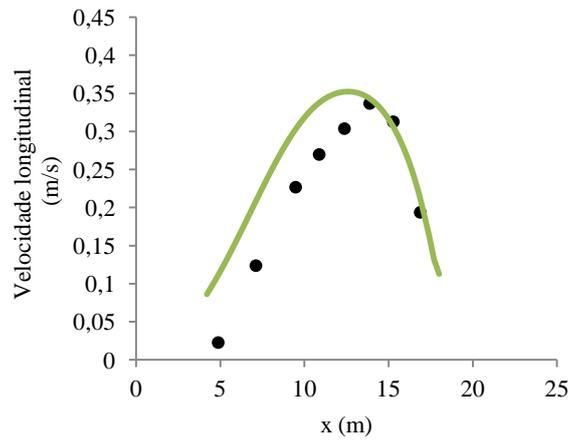


Figura 5.6- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo da viscosidade constante. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

Como se pode verificar, surgem diferenças face ao modelo de Thornton e Guza (1983) quando esta formulação para a rebentação é imposta. Neste caso, observa-se que a onda tem um empolamento superior antes de rebentar, induzindo um *wave set-up* maior e um *wave set-down* mais próximo das

medições efectuadas, embora ainda se apresente a sobreestimação referida anteriormente. Também são visíveis melhorias no que respeita à velocidade longitudinal a um terço da profundidade acima do fundo, nomeadamente no que respeita à representação da magnitude, assim como um melhor ajustamento dos resultados numéricos aos dados laboratoriais do LSTF.

A Tabela 5.2 ilustra, para uma melhor clareza, o resumo dos melhores valores alcançados para cada parâmetro. Os valores apresentados na mesma tabela serão também utilizados para os dois modelos de fecho da turbulência que se apresentam de seguida, para, assim, ser possível estabelecer uma comparação entre os diferentes modelos de fecho da turbulência.

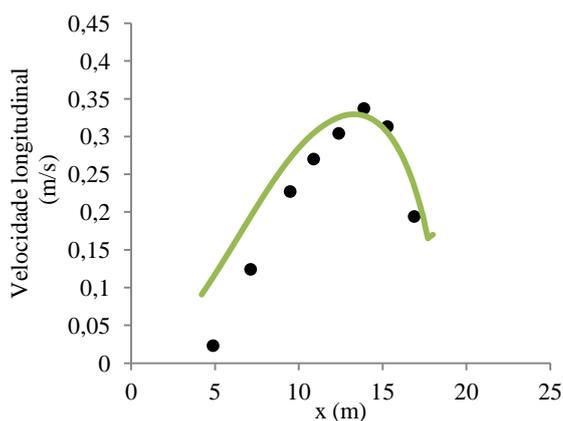
Coefficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal, ν_h (m^2/s)	0.05
Dispersão angular do espectro, s (-)	90
Rugosidade absoluta equivalente (m)	0.0001

Tabela 5.2- Resumo dos melhores valores para os diferentes parâmetros.

5.3 MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA VERTICAL DE PRANDTL

5.3.1 MODELO DE DISSIPAÇÃO POR REBENTAÇÃO DE THORNTON E GUZA (1983)

Neste ponto usou-se o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl para estimar o coeficiente de viscosidade turbulenta na direcção vertical. No restante aplicam-se as parametrizações referidas na Tabela 5.2. Este modelo de fecho da turbulência foi associado à aproximação de dissipação de energia por rebentação de Thornton e Guza (1983), verificando-se que os resultados laboratoriais são melhor representados, nomeadamente no que concerne à evolução transversal da velocidade longitudinal. A magnitude da velocidade da corrente foi bem alcançada, especialmente o seu valor máximo. Relativamente à elevação da superfície livre, esta continua a apresentar uma sobreestimação no *wave set-down*, ao passo que o *wave set-up* reproduz bem as medições do LSTF. Já no que respeita à altura significativa, esta também aproxima bem as medições laboratoriais. A Figura 5.7 ilustra os resultados obtidos.



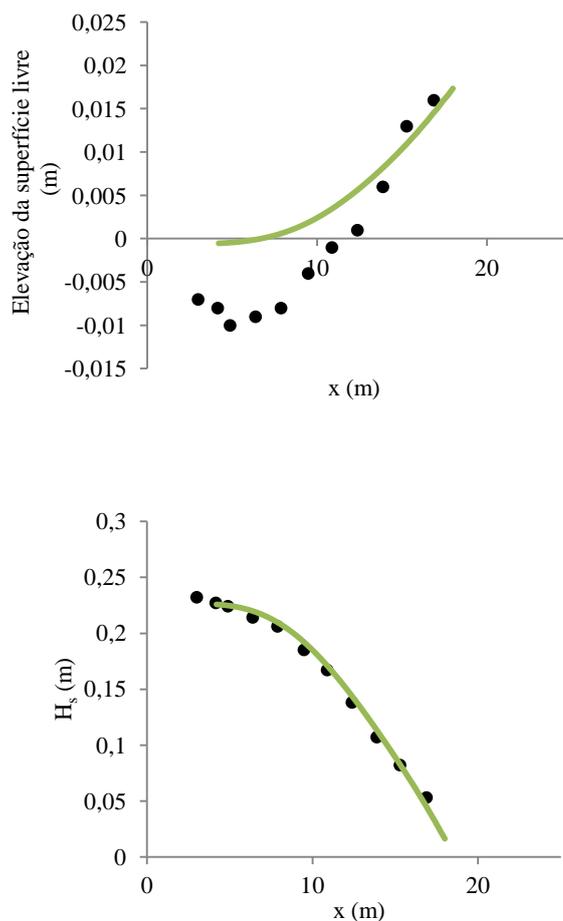


Figura 5.7- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

5.3.2 MODELO DE DISSIPAÇÃO POR REBENTAÇÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978)

Ao se imporem novamente os valores dos parâmetros presentes na Tabela 5.2 ao modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl, associado ao modelo de dissipação de energia de Battjes e Janssen (1978), constata-se que os resultados numéricos deste último se afastam dos resultados laboratoriais. A magnitude da velocidade da corrente apresenta uma sobrestimação, tal como o *wave set-down*, enquanto que o *wave set-up* representa bem as medições do LSTF. Já quanto à altura significativa, regista-se um empolamento da onda e acentuado desvio dos valores experimentais. Na Figura 5.8 são apresentados os resultados obtidos. Em resumo, esta aproximação à rebentação não traz benefícios na sua aplicação.

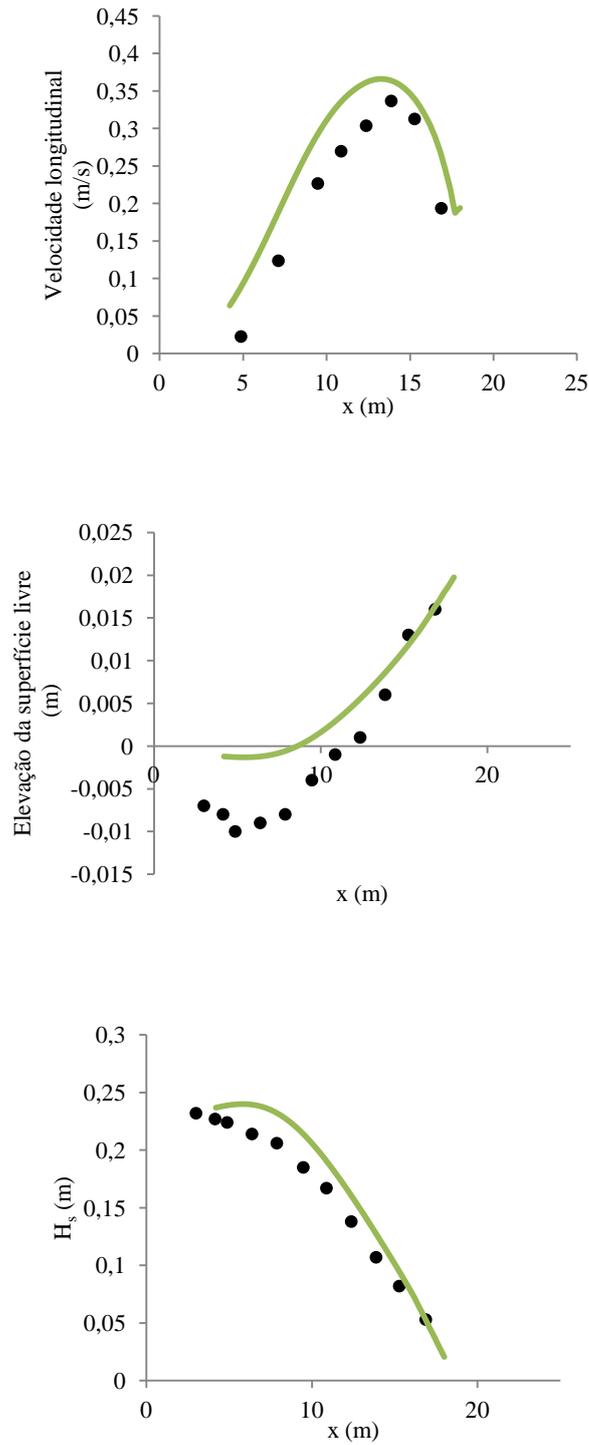


Figura 5.8- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

No Anexo A encontra-se uma análise de sensibilidade individual para o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl, independente dos restantes modelos, pois verificou-se que este modelo consegue reproduzir um pouco melhor os dados laboratoriais com outra combinação de parâmetros.

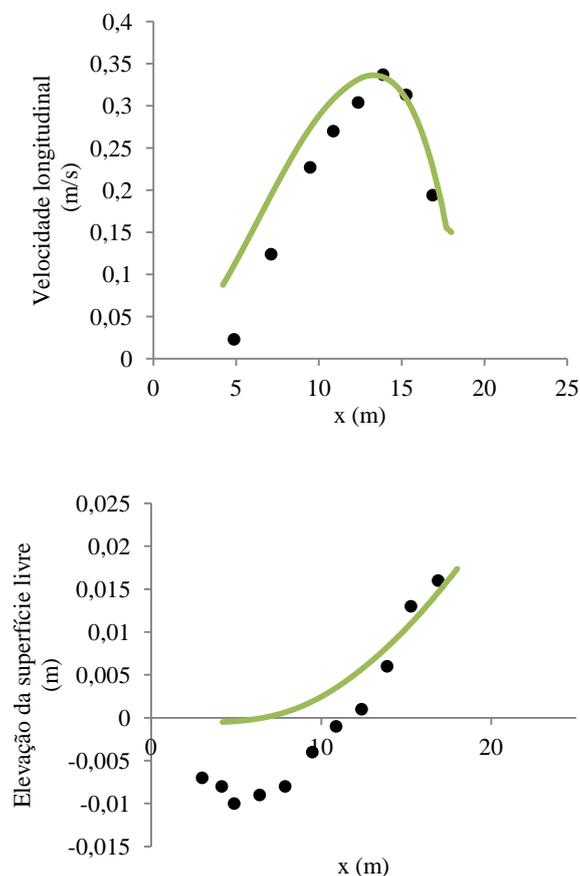
Neste caso, somente se conseguiram introduzir melhorias no parâmetro dispersão angular do espectro, como se observará no Anexo A.

5.4 MODELO K-EPSILON

5.4.1 MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTAÇÃO DE THORNTON E GUZA (1983)

Neste ponto aplicou-se o modelo de duas equações, k- ϵ , apenas para a direção vertical, usando a parametrização resumida na Tabela 5.2 e associada à aproximação de Thornton e Guza (1983). Os resultados obtidos podem ser visualizados na Figura 5.9.

Analisando a evolução transversal da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, constata-se que a magnitude máxima da velocidade da corrente reproduz fielmente as medições. Por outro lado, na elevação da superfície livre observa-se, novamente, uma sobreestimação no *wave set-down*. Em contrapartida, o *wave set-up* é bem representado, apesar da ligeira subestimação. A altura significativa continua a aproximar bem as medições. Deste modo, conclui-se que, por comparação com o modelo da viscosidade constante, os resultados numéricos reproduzem mais fielmente os dados laboratoriais. Já comparativamente ao modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl, as simulações numéricas são muito idênticas. A melhoria alcançada é marginal.



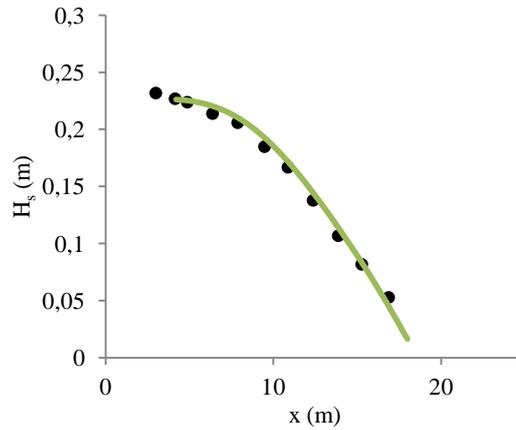
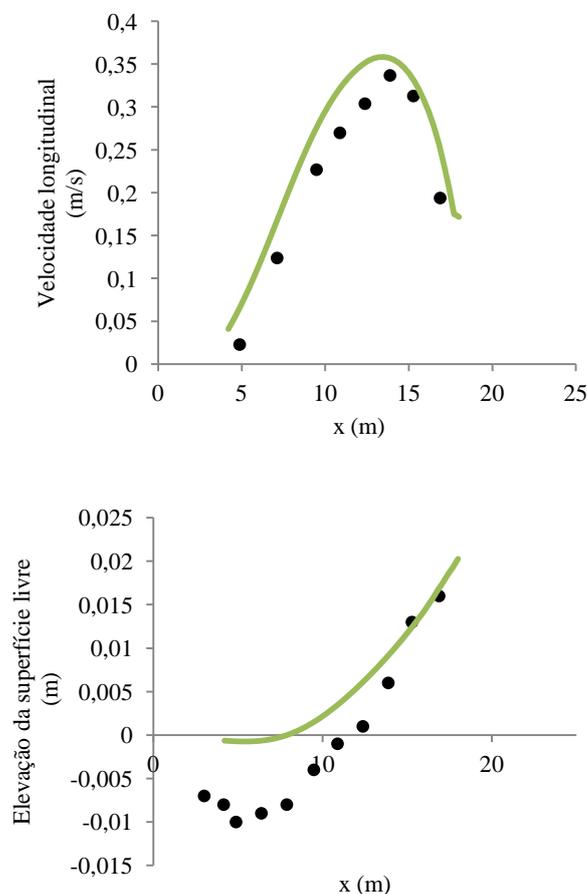


Figura 5.9- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direção normal à costa para o modelo k-ε. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

5.4.2 MODELO DE DISSIPACÃO POR REBENTAÇÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978)

Quando é imposta a aproximação de dissipação de energia de Battjes e Janssen (1978) ao modelo de duas equações k-ε, observa-se que há uma degradação das simulações numéricas em todas as variáveis analisadas. A Figura 5.10 apresenta os resultados obtidos com esta combinação de modelo de fecho da turbulência e aproximação à dissipação de energia por rebentação.



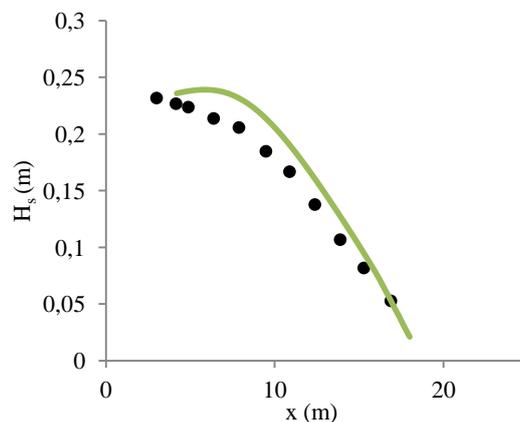
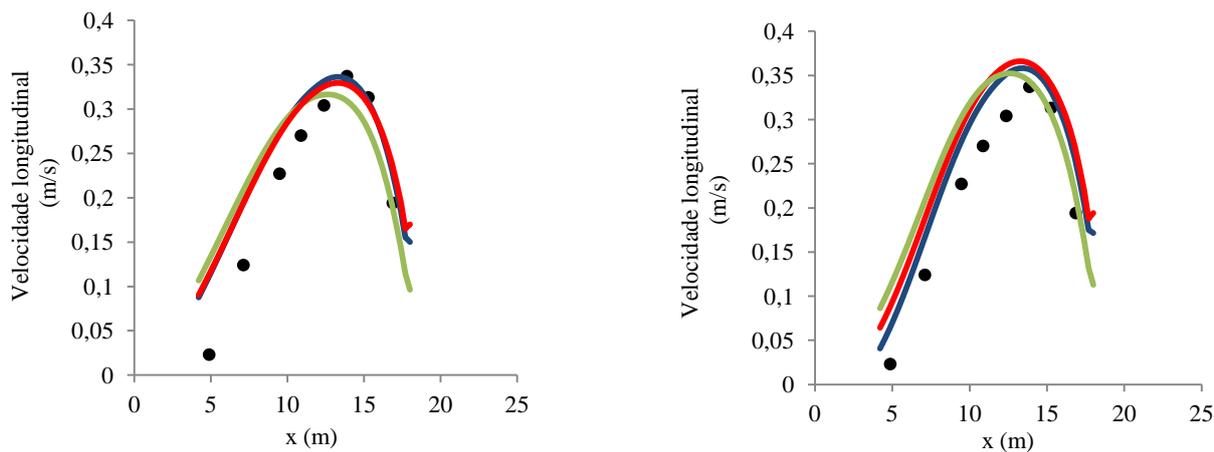


Figura 5.10- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direção normal à costa para o modelo k-ε. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

5.5 ANÁLISE COMPARATIVA ENTRE OS TRÊS MODELOS DE FECHO DA TURBULÊNCIA

A Figura 5.11 ilustra a comparação entre os três modelos de fecho da turbulência. No painel esquerdo apresentam-se os resultados para a combinação destes três modelos e a formulação de Thornton e Guza (1983) e no painel direito os resultados para a combinação dos referidos modelos de fecho da turbulência e a formulação de Battjes e Janssen (1978).



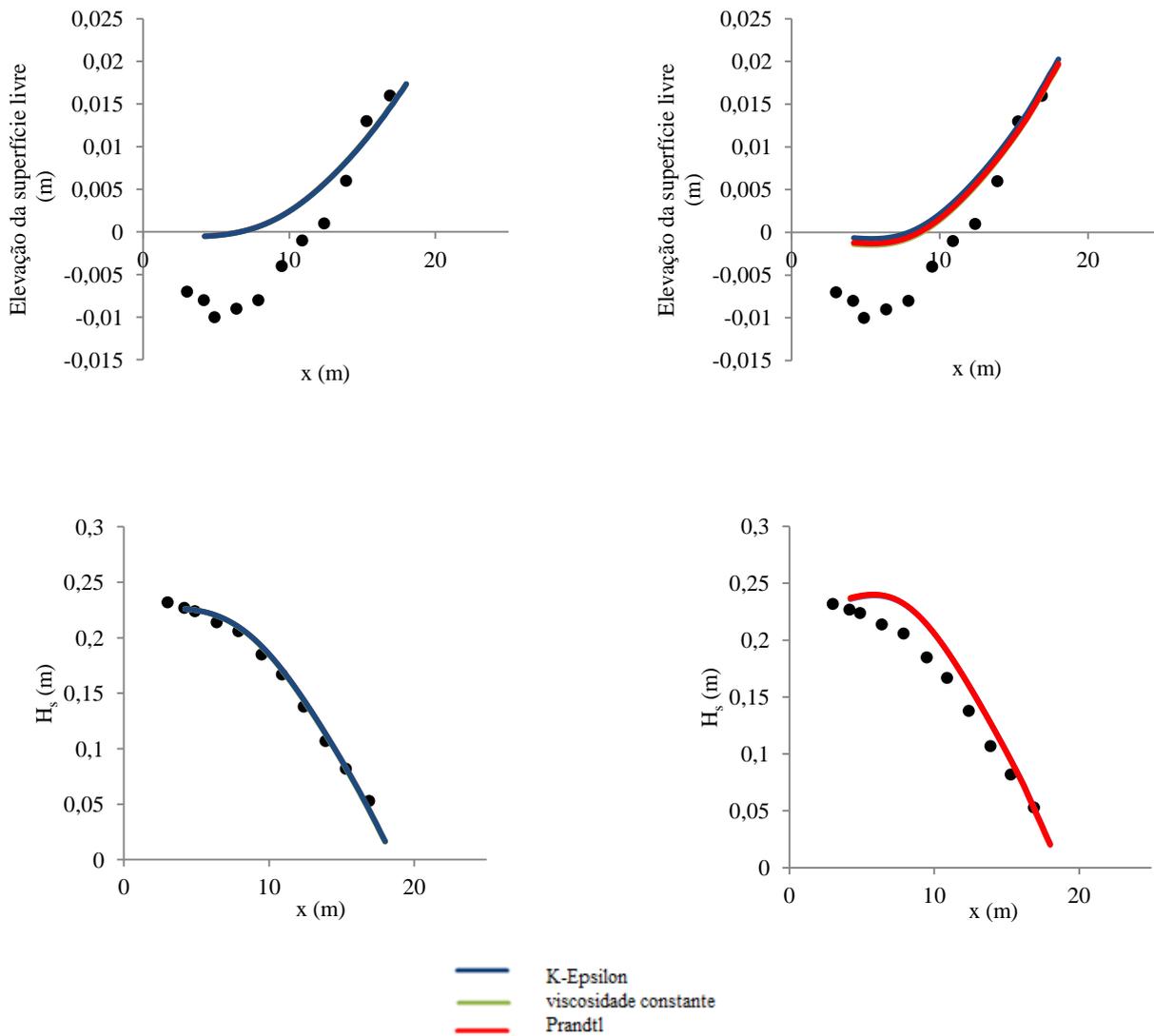


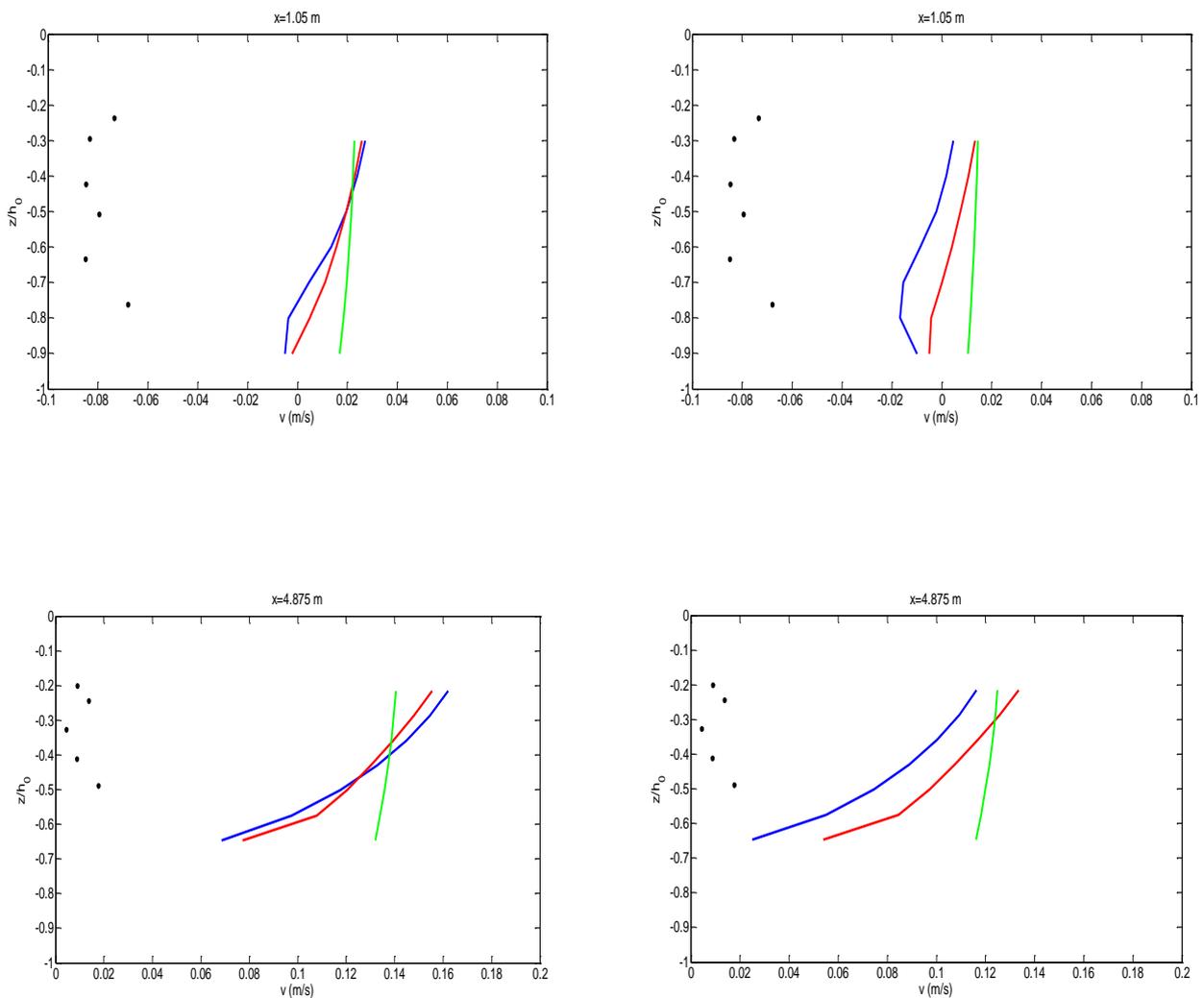
Figura 5.11- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais para os diferentes modelos de fecho da turbulência, com a formulação de Thornton e Guza (1983) e com a formulação de Battjes e Janssen (1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

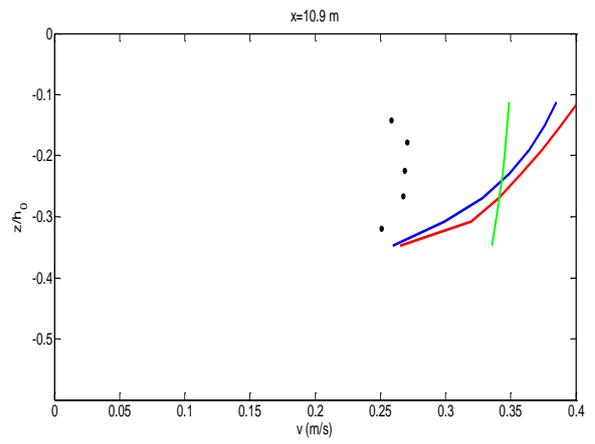
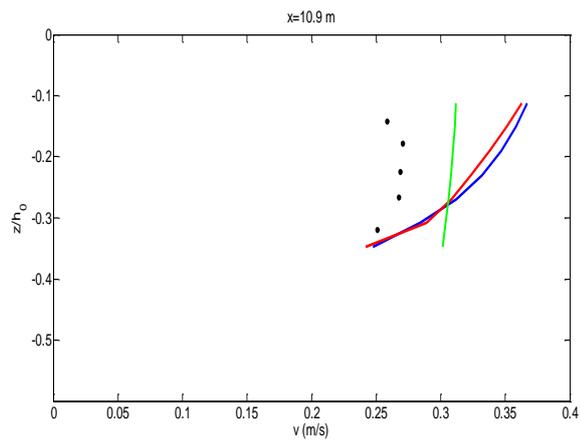
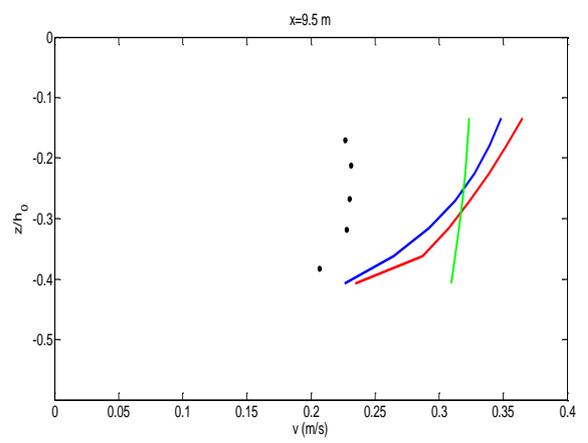
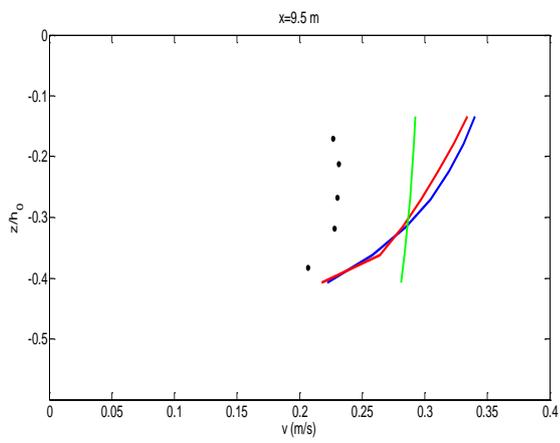
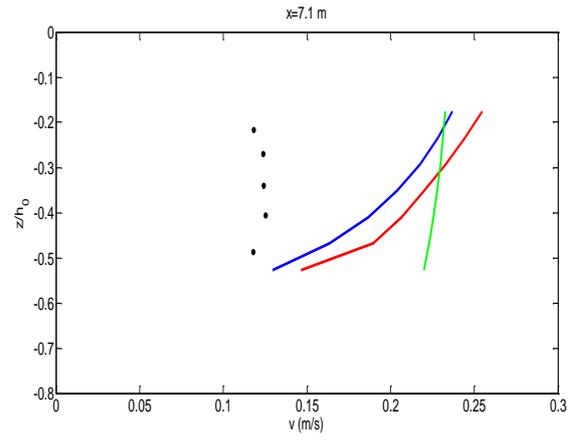
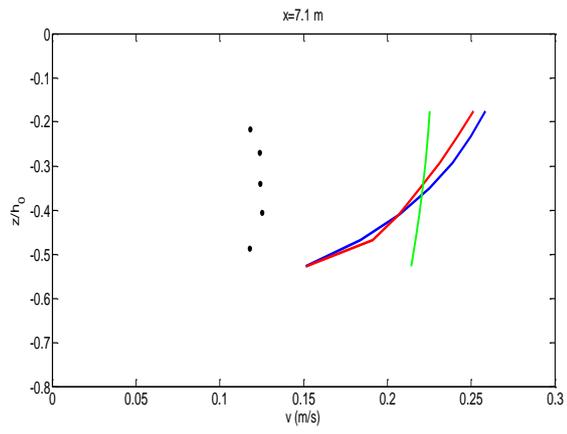
Estabelecendo um paralelismo entre os três modelos de fecho da turbulência, verifica-se que a elevação da superfície livre e a altura significativa mostram-se praticamente independentes da escolha do modelo de turbulência, para os dois modelos de dissipação de energia por rebentação. Surgem diferenças quando a formulação de Battjes e Janssen (1978) para a rebentação é imposta. Neste caso, observa-se que a onda tem um empolamento superior antes de rebentar, induzindo um *wave set-up* maior, e ligeiramente mais próximo das medições efectuadas, do que no caso de impor a parametrização de Thornton e Guza (1983). No que diz respeito à distribuição transversal da velocidade longitudinal, a constatação mais evidente é o bom comportamento do modelo k- ϵ . Como se trata de um modelo mais avançado, reproduz um pouco melhor esta variável, especialmente o valor da magnitude máxima. Refira-se ainda, no que respeita à evolução transversal da velocidade longitudinal, que é visível, em todos os modelos de turbulência, um desfasamento na evolução da velocidade

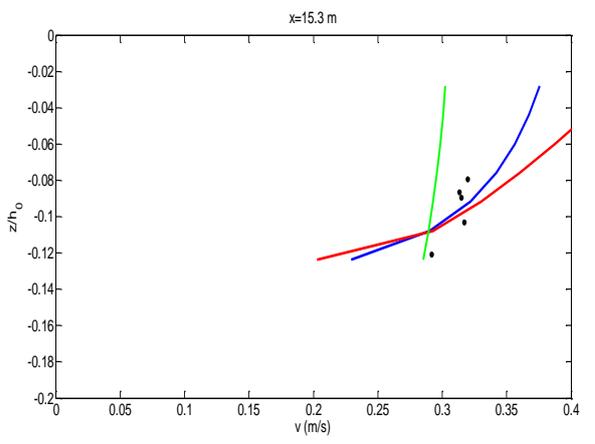
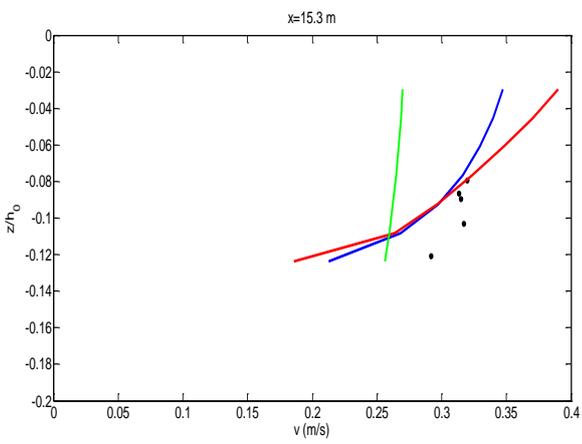
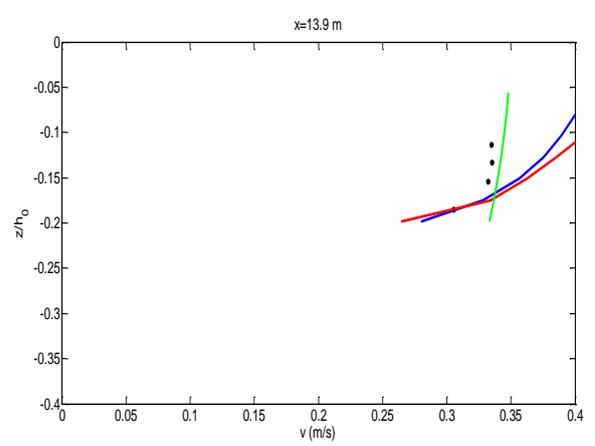
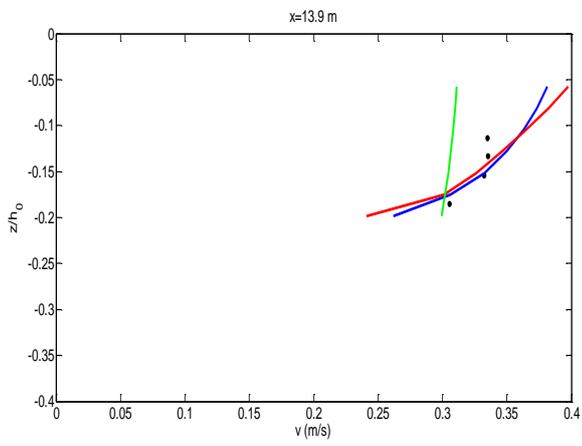
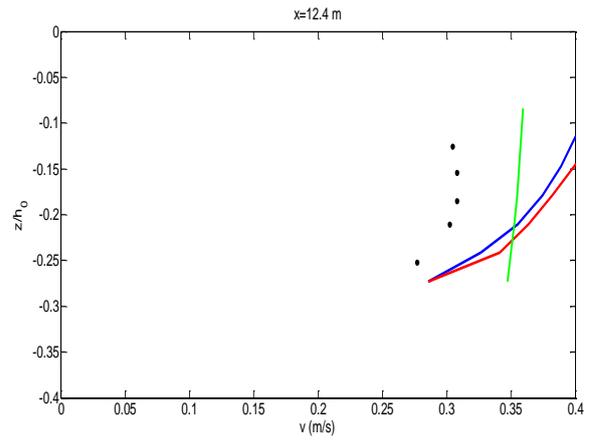
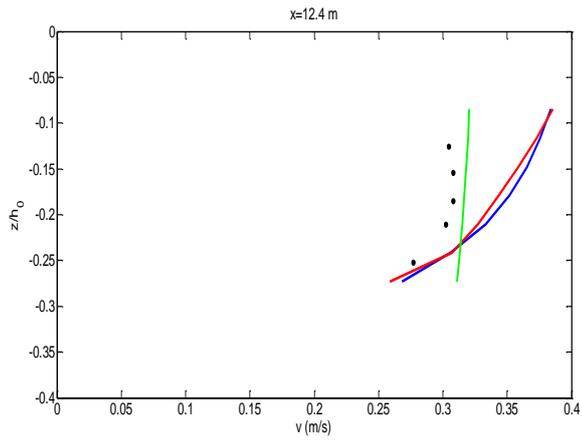
longitudinal ao largo, o que poderá ser um efeito da recirculação interna, Q_r , que ocorre na referida zona.

5.6 PERFIL VERTICAL DA VELOCIDADE LONGITUDINAL

Quanto ao perfil vertical da velocidade longitudinal, a Figura 5.13 ilustra a comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais para diferentes localizações ao longo de uma secção transversal do domínio, Y27, por aplicação das parametrizações referidas na Tabela 5.2. No painel esquerdo são apresentados os resultados para a formulação de Thornton e Guza (1983) e no painel direito os resultados para a formulação de Battjes e Janssen (1978). Para uma melhor visualização, apresenta-se o perfil da praia (Figura 5.12).







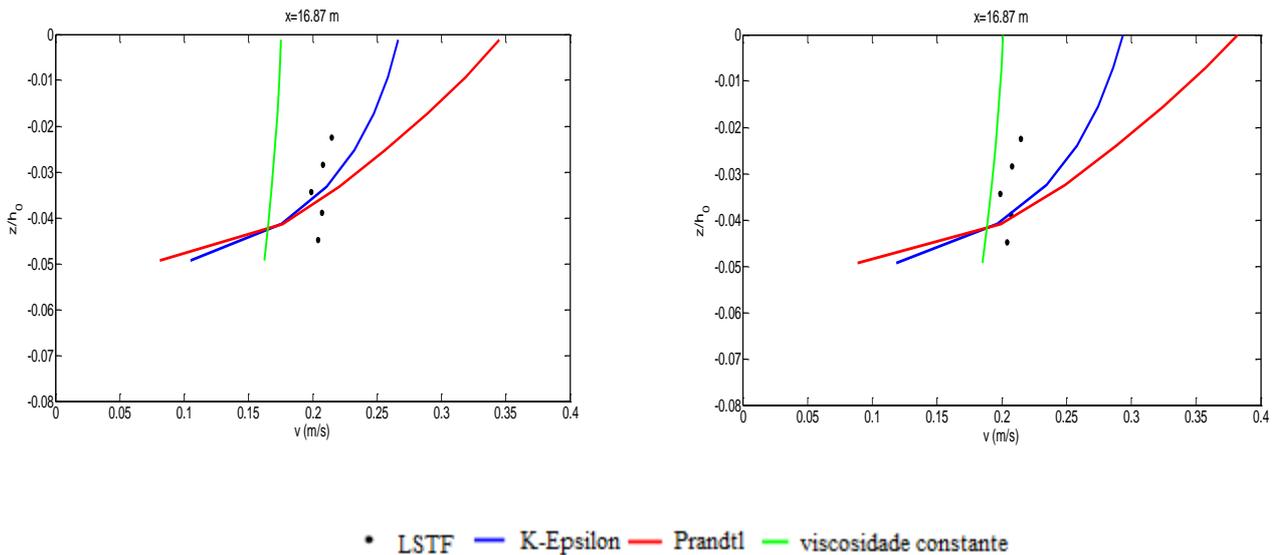


Figura 5.12- Análise comparativa entre os resultados numéricos para o perfil vertical da velocidade longitudinal (a traço contínuo) e os dados laboratoriais (pontos). Resultados para diferentes localizações ao longo do corte transversal Y27. No painel do lado esquerdo utilizou-se a formulação de Thornton e Guza (1983) e no painel do lado direito a formulação de Battjes e Janssen (1978). h_0 representa a profundidade da água ao largo.

Como se pode observar pela análise da Figura 5.13, o perfil vertical da velocidade longitudinal é sensível à escolha do modelo de fecho da turbulência. Consoante o modelo que se escolhe, a viscosidade turbulenta é distribuída de forma diferente ao longo da vertical, influenciando, assim, o perfil da velocidade. Tanto para a formulação de Battjes and Janssen (1978) como para a formulação de Thornton e Guza (1983), o modelo $k-\epsilon$ é o que permite, de um modo geral, um melhor ajustamento aos dados experimentais, excepto nas localizações mais ao largo. Note-se que o modelo da viscosidade constante fornece uma distribuição quase uniforme da velocidade longitudinal ao longo da profundidade, como seria de esperar.

No que se refere aos resultados experimentais, a estrutura vertical da velocidade média longitudinal é praticamente invariável ao longo da profundidade, sobretudo fora da *surf zone*. Na *surf zone* (aproximadamente entre $x = 7.1$ m e $x = 15.3$ m) verifica-se um ligeiro aumento da corrente longitudinal com a distância ao fundo, tanto para os resultados laboratoriais como para os resultados numéricos. Por outro lado, observa-se que nos ADVs colocados mais ao largo os resultados numéricos afastam-se muito dos resultados laboratoriais. Tais discrepâncias podem estar relacionadas com a recirculação interna, Q_r , já mencionada anteriormente, a qual tem uma direcção oposta às correntes na *surf zone*, provocando, portanto, resultados indesejáveis. Note-se que as velocidades são sempre positivas e que até $x = 12.4$ m todos os modelos sobrestimam a magnitude da velocidade.

No que respeita às duas aproximações à rebenção, não há uma conclusão clara a extrair. Uma vez a formulação de Battjes e Janssen (1978) é marginalmente melhor, outras é a de Thornton e Guza (1983).

Quanto à estrutura vertical da velocidade transversal, verificou-se que não existe variação da componente transversal da velocidade da corrente, u , devendo-se tal constatação à formulação simples utilizada.

Conclui-se, assim, que o acoplamento entre os dois modelos reproduz satisfatoriamente os resultados experimentais.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Actualmente são muitas as ferramentas numéricas desenvolvidas para o estudo da interacção entre ondas e correntes. Para se obter uma descrição completa desta interacção é fundamental acoplar directamente um modelo hidrodinâmico, através do qual se modela o escoamento médio, com um modelo de ondas, como se ressaltou e demonstrou com base nos resultados dos capítulos anteriores. No presente estudo acoplaram-se dois modelos deste tipo: o modelo hidrodinâmico TELEMAC-3D (Hervouet, 2007) e o modelo espectral de ondas TOMAWAC (Benoit et al., 1996). O referido acoplamento foi possível através do conceito de tensão de radiação (Longuet-Higgins e Stewart, 1962, 1964), que representa o forçamento devido às ondas sobre o escoamento médio. Na aproximação seguida, estas tensões foram distribuídas uniformemente ao longo da vertical.

Os modelos hidrodinâmicos que se baseiam, tipicamente, nas equações RANS dependem do tipo de modelos de fecho da turbulência adoptado. Segundo Rodi (1993), os escoamentos mais importantes no âmbito da Hidráulica são quase sempre turbulentos. Assim, foram estudados três destes modelos e experimentaram-se, conjuntamente, duas aproximações à dissipação por rebentação: Thornton e Guza (1983) e Battjes e Janssen (1978).

O primeiro modelo estudado é um modelo de zero equações e é o modelo mais simples. Denomina-se de viscosidade constante. É adoptada a hipótese de Boussinesq (1877) para modelar as tensões de Reynolds e admite-se um valor constante para a viscosidade turbulenta, tanto na direcção vertical como horizontal.

Relativamente ao modelo de comprimento de mistura de Prandtl, este é, identicamente, um modelo de zero equações, e foi apenas aplicado para calcular a viscosidade turbulenta na direcção vertical. Na direcção horizontal manteve-se o valor da viscosidade constante. Esta viscosidade é proporcional a uma velocidade média e a um parâmetro a especificar, o comprimento de mistura.

Já quanto ao terceiro modelo, apresenta duas equações de transporte, uma para a quantidade turbulenta k_c (energia cinética turbulenta) e outra para a quantidade turbulenta ε (dissipação turbulenta). Intitula-se, por isso, de modelo k- ε . É um modelo de duas equações e foi aplicado na direcção vertical.

A capacidade do sistema de acoplamento 3D foi testada comparando os resultados numéricos, provenientes do acoplamento entre os dois modelos numéricos, com os resultados laboratoriais do *Large Scale Sediment Transport Facility* (LSTF) (Hamilton e Ebersole, 2001), para os parâmetros evolução da velocidade longitudinal a um terço do fundo, evolução da altura significativa na direcção normal à costa e evolução transversal da elevação da superfície livre.

Por análise dos resultados obtidos, verificou-se que a elevação da superfície livre e a altura significativa são quase independentes da escolha do modelo de fecho da turbulência para as duas aproximações à rebentação. Verifica-se também que a aproximação à dissipação de energia por

rebentação de Battjes e Janssen (1978) induz a um maior empolamento da onda antes desta rebentar e, conseqüentemente, o *wave set-up* é maior, aproximando melhor os resultados numéricos dos resultados laboratoriais, em comparação com a aproximação de Thornton e Guza (1983). Já no que concerne à evolução transversal da velocidade longitudinal, o modelo k- ϵ é o que mostra maior conformidade com os dados experimentais, como seria de esperar, atendendo à complexidade deste modelo. No entanto, em todos os modelos de fecho da turbulência, e para as duas aproximações à rebentação, é visível uma subestimação ao largo dos dados laboratoriais, no que respeita à evolução transversal da velocidade longitudinal. Tal evidência pode estar ligada a uma recirculação interna que ocorre na referida zona.

Quanto ao perfil vertical da velocidade longitudinal, observou-se, por análise dos resultados, que este depende da escolha do modelo de fecho da turbulência. Para ambas as aproximações à rebentação, o modelo k- ϵ é, uma vez mais, o que reproduz melhor os resultados laboratoriais, salvo nas localizações que se situam mais ao largo. Também se constata que na *surf zone* a corrente longitudinal aumenta ligeiramente com a distância ao fundo, tanto para os resultados numéricos como para os resultados laboratoriais. Do mesmo modo, pelo facto de ocorrer a recirculação interna ao largo, existem maiores desajustes dos resultados nesta zona. Quanto às duas aproximações de dissipação de energia por rebentação, não é possível tirar ilações claras sobre a superioridade de uma em relação à outra.

De um modo geral, o acoplamento entre os dois modelos revelou-se eficiente, na medida em que os resultados obtidos foram satisfatórios.

Em suma, e tendo em vista a obtenção de melhores resultados, recomenda-se a aplicação de modelos de turbulência mais sofisticados (de duas equações), pois constituem uma ferramenta mais completa para a simulação numérica de escoamentos turbulentos. Para além do já mencionado modelo k- ϵ , pode indicar-se o modelo k- ω (também de duas equações) desenvolvido por Wilcox (1993). Neste modelo, a equação de evolução da dissipação é substituída pela chamada dissipação específica $\omega = \frac{\epsilon}{\beta^* k_c}$, em que $\beta^* = 0.09$ é uma constante. Menter (1994) propôs uma combinação de k- ϵ e k- ω , o modelo k- ω SST (*Shear Stress Transport*). Este modelo apresenta melhor comportamento junto à parede, enquanto o modelo k- ϵ é mais apropriado para escoamentos de larga escala.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Battjes, J. A., 1974. *Computation of Set-Up, Longshore Currents, Run-Up and Overtopping due to Wind-Generated Waves*. Delft University of Technology, Rep. 74-2, 244 pp.
- Battjes, J. A., Janssen, J. P. F. M., 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Proc. 16th International Conference on Coastal Engineering (ICCE'1978)*, Hamburg, pp. 569-587.
- Benoit M., Marcos F., Becq F., 1996. Development of a third generation shallow water wave model with unstructured spatial meshing. *Proc. 25th International Conference on Coastal Engineering (ICCE'1996)*, Orlando, USA, pp. 465-478.
- Boussinesq, J., 1877. Essai sur la théorie des eaux courantes. *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences*, Vol. 23 (1), pp. 1-680.
- Dalrymple, R.A., Dean, R.G., 1972. The spiral wavemaker for littoral drift sutides. *Proc. 13th Int. Conf. Coastal Eng.*, Vancouver, Canada, pp. 689-705.
- Fredsøe, J., Deigaard, R., 1992. *Mechanics of Coastal Sediment Transport: Advanced Series on Ocean Engineering*. World Scientific, Vol. 3, 369 pp.
- Galvin, C.J., Eagleson, P.S., 1965. *Experimental study of longshore currents on a plane beach*. U.S. Army Coastal Eng. Research Center, Vicksburg, Mississippi, Tech, Memo, No. 10, 80 pp.
- Garcez-Faria, A. F., Thornton, E. B., Stanton, T. P., Soares, C. V., Lippmann, T. C., 1998. Vertical profiles of longshore currents and related bed shear stress and bottom roughness. *J. Geophys. Res.* 103 (C2), pp. 3217-3232.
- Hamilton, D.G., Ebersole, B.A., 2001. Establishing uniform longshore currents in a large-scale sediment transport facility. *Coastal Engineering*, Vol.42, pp. 199-218.
- Hamilton, D.G., Rosati, J.D., Fowler, J.E., Smith, J.M., 1996. Design capacity of a longshore current recirculation system for a longshore sediment transport laboratory facility. *Proc. 25th Int. Conf. Coastal Eng.*, Orlando, FL, ASCE, pp. 3628-3641.
- Hamilton, D. G., Neilans, P. J., Rosati, J. D., Fowler, J. E., and Smith, J. M., 1997. Hydraulic design of a large-scale longshore current recirculation system. *Proc. Coastal Dynamics '97*, Plymouth, United Kingdom. American Society of Civil Engineers, pp. 516-525.

Hamilton, D.G., Ebersole, B.A., Smith, E.R., Wang, P., 2001. *Development of a Large-Scale Laboratory Facility for Sediment Transport Research*. Army Engineer Research and Development Center, Vicksburg, MS, 187 pp.

Hasselmann, K., Barnett, T. P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D. E., Enke, K., Ewing, J. A., Gienapp, H.,Hasselmann, D. E., Kruseman, P., Meerburg, A., Muller, 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), *Deutschen Hydrographischen Zeitschrift*, Reihe A (8), N12.

Hervouet, J.M., 2007. *Hydrodynamics of free surface flows, modelling with the finite element method*. Editions Wiley & Sons, 342 pp.

Holthuijsen, L. H., 2007. *Waves in Oceanic and Coastal Waters*. Cambridge University Press, 405 pp.

Izumiya, T., Horikawa, K., 1984. Wave energy equation applicable in and outside the surf zone. *Coastal Eng. in Japan*, vol. 27, pp. 119-137.

Klopman, G. 1994. Vertical Structure of the flow due to waves and currents. *Progress report H840.30 Part II*. Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.

Longuet-Higgins, M.S., 1970a. Longshore currents generated by obliquely incident seawaves, 1 *Journal of Geophysical Research*, Vol. 75, pp. 6778- 6789.

Longuet-Higgins, M.S., 1970b. Longshore currents generated by obliquely incident seawaves, 2 *Journal of Geophysical Research*, Vol. 75, pp. 6790- 6801.

Longuet-Higgins, M.S., Stewart, R. W., 1960. Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents, *J.Fluid Mech.*, Vol. 8, pp. 565-583.

Longuet-Higgins, M.S., Stewart, R. W., 1961. The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents, *J.Fluid Mech.*, Vol. 10, pp. 529-549.

Longuet-Higgins, M.S., Stewart, R. W., 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves with application to “surf beats”. *J.Fluid Mech.*, Vol. 13, pp. 481-504.

Longuet-Higgins, M.S., Stewart, R. W., 1964. Radiation Stresses in Water Waves: A Physical Discussion with Applications. *Deep Sea Research*, Vol. 11, pp. 529-562.

Menter, F. R., 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, Vol. 32 (8), pp. 1598-1605.

Mitsuyasu, H., Tasai, F., Suhara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T., Rikiishi, K., 1975. Observations of the Directional Spectrum of Ocean Waves Using a Cloverleaf Buoy. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 5, pp. 750-760.

Mizuguchi, M., Horikawa, K., 1978. *Experimental study on longshore current velocity distribution*. Fac. Sci. Eng., Chuo Univ., Vol. 21, pp. 123-150.

Prandtl, L., 1925. *Bericht uber die Entstehung der Turbulenz*. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Vol. 5, pp. 136-139.

Quintela, A.C., 1981. *Hidráulica*. Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, 539 pp.

Reeve, D., Chadwick, A., Fleming, C., 2004. *Coastal Engineering: Processes, theory and design practice*. Spon Press, London and New York, pp. 31-66.

Reniers, A.J.H.M., Battjes, J.A., 1997. A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches. *Coastal Eng.*, Vol. 30, pp. 1-22

Rodi, W., 1993. *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics. A state of the art review*. 3rd edition. International Association for Hydraulic Research, A.A. Balkema, Rotterdam, 103 pp.

Roelvink, J.A., 1993. Dissipation in random wave groups incident on a beach, *J. Coastal Engineering*, Vol. 19, pp. 127-150.

Svendsen, I.A., Qin, 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, Vol. 8, pp. 303-329.

Svendsen, I.A., Qin, W., Ebersole, B. A., 2003. Modelling waves and currents at the LSTF and other laboratory facilities. *Coastal Engineering*, Vol. 50, pp. 19-45.

Telemac Modelling System - TELEMAC 3-D CODE OPERATING MANUAL, Release 5.8, December 2007.

Teles, M.J., Pires-Silva, A.A., Benoit, M., 2012. Modelling wave-current interactions in 3D with a two way coupling system. *2^{as} Jornadas de Engenharia Hidrográfica*, Lisboa, Portugal, 20 a 22 Junho, pp. 123-126.

Thornton, E.B., Guza, R.T., 1983. Transformation of wave height distribution. *Journal of Geophysical Research*, 88 (C10), pp. 5925-5938.

TOMAWAC, 2011. Software for sea state modelling on unstructured grids over oceans and coastal seas, Release 6.1.

Visser, P.J., 1980. Longshore current flows in a wave basin. *Proc. 17th Int. Conf. Coastal Eng.*, Sydney, ASCE, pp. 462-479.

Visser, P.J., 1982. *The proper longshore current in a wave basin*. Comm. on Hyd. Rep. 82-1, Dept. of Civil Eng. Delft Univ. of Technology, Delft, The Netherlands, 86 pp.

Visser, P.J., 1984. Uniform longshore current measurements and calculations. *Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng.*, Houston, ASCE, pp. 2192-2207. Visser, P.J., 1991. Laboratory measurements of uniform longshore currents. *Coastal Eng.*, Vol. 15, pp. 563-593.

Visser, P.J., 1991. Laboratory measurements of uniform longshore currents. *Coastal Eng.*, Vol. 15, pp. 563-593.

Wilcox, D. C., 1993. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries Inc., La Canada, CA.

ANEXOS

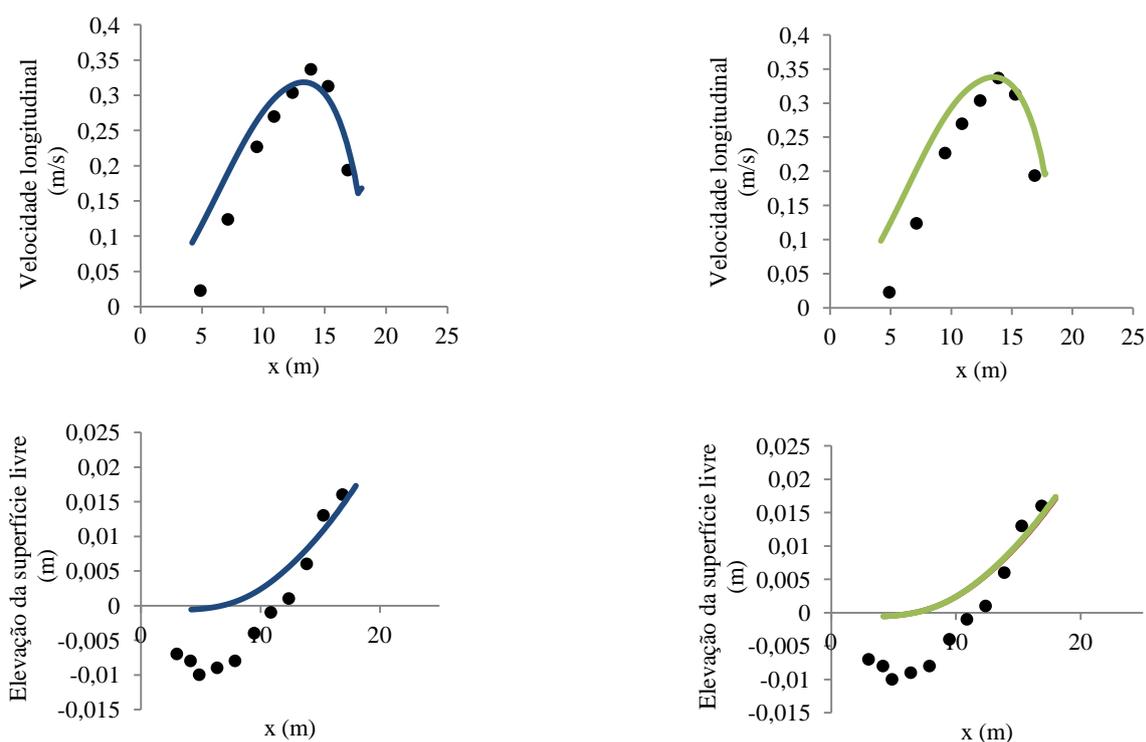
ANEXO A- MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA VERTICAL

A.1 MODELO DE COMPRIMENTO DE MISTURA VERTICAL DE PRANDTL E THORNTON E GUZA (1983)

A.1.1 DISPERSÃO ANGULAR DO ESPECTRO

Neste anexo apresenta-se uma análise de sensibilidade para o modelo de comprimento de mistura vertical com a variante de Prandtl independentemente dos outros modelos de fecho da turbulência, pois averiguou-se que existe um conjunto de valores (diferentes dos da Tabela 5.2. Neste caso unicamente o parâmetro s é diferente) para os vários parâmetros que aproxima melhor os resultados laboratoriais. Não se pretende, portanto, estabelecer analogia entre os diferentes modelos de fecho da turbulência.

Verificou-se, assim, que o parâmetro s , ao ser combinado com os valores dos restantes parâmetros (Tabela 5.2), reproduz um pouco melhor os dados experimentais para este modelo. Deste modo, os resultados que se apresentam têm a mesma viscosidade turbulenta horizontal e a mesma rugosidade absoluta equivalente que os da Figura 5.7, variando, somente, a dispersão angular do espectro. No painel esquerdo este parâmetro tomou o valor de 60, enquanto que no painel direito atribuiu-se o valor de 70 (Figura A.1).



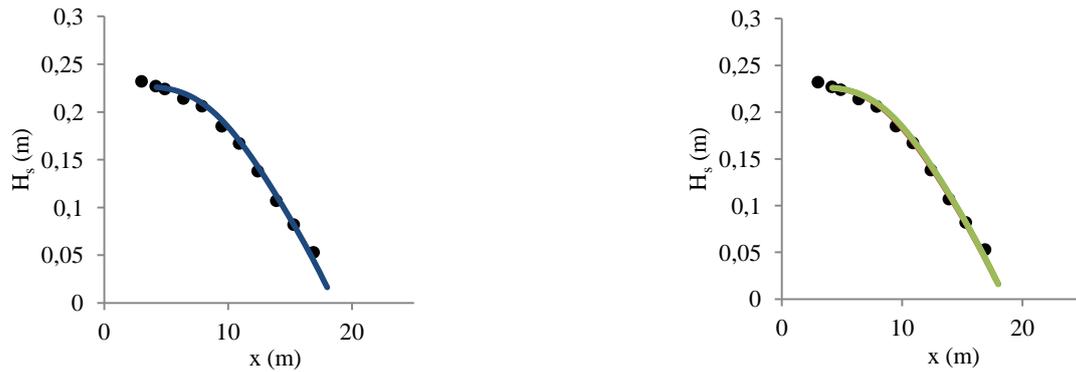


Figura A.1- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). Resultados obtidos através da modificação da dispersão angular do espectro (no painel esquerdo o valor atribuído foi de 60 e no painel direito este parâmetro tomou o valor de 70). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

Observando os resultados, conclui-se que um aumento na dispersão angular do espectro aumenta a magnitude máxima da velocidade longitudinal, aproximando-a mais dos dados experimentais. Por outro lado, não se registam alterações na elevação da superfície livre quando se muda este parâmetro, continuando a evidenciar-se a já referida sobreestimação no *wave set-down*, ao contrário do *wave set-up*, o qual representa bem as medições. Quanto à altura significativa, esta permanece relativamente boa, não se modificando quando este parâmetro é alterado. Averigua-se, assim, que as figuras da direita, nomeadamente a evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, são as que melhor aproximam os resultados. Conforme já tinha sido referido, quanto maior o valor da dispersão angular do espectro, menos dispersão ocorre e as ondas unidireccionais geradas no LSTF são, assim, melhor reproduzidas.

A.1.2 SÚMULA DE RESULTADOS PARA O MODELO DE THORNTON E GUZA (1983)

Sintetizando, na Tabela A.1 apresentam-se os valores dos parâmetros que melhor ajustam os dados experimentais para o modelo de comprimento de mistura vertical com a variante de Prandtl. Na Figura A.2 podem ser visualizados os resultados obtidos.

Coefficiente de viscosidade turbulenta na direcção horizontal, ν_h (m^2/s)	0,05
Dispersão angular do espectro, s (-)	70
Rugosidade absoluta equivalente (m)	0,0001

Tabela A.1- Valores dos diferentes parâmetros para o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl.

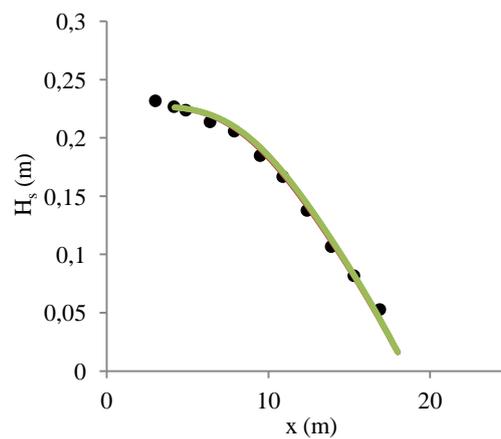
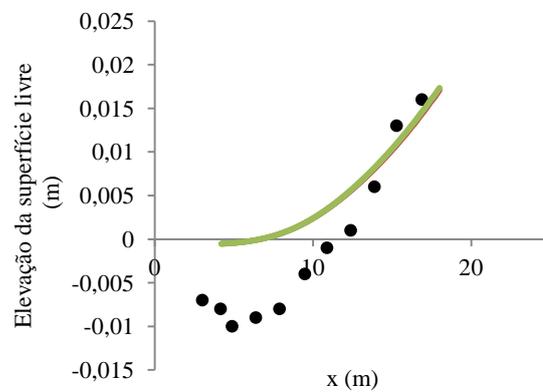
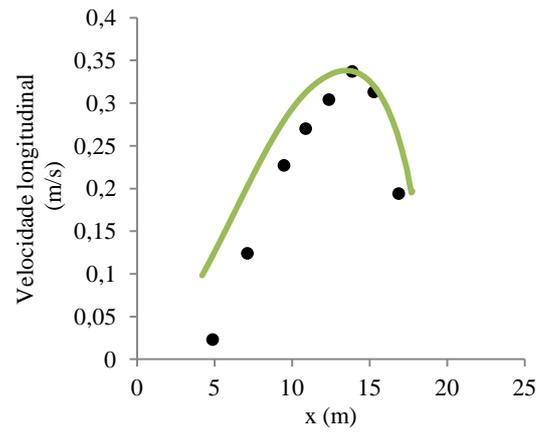
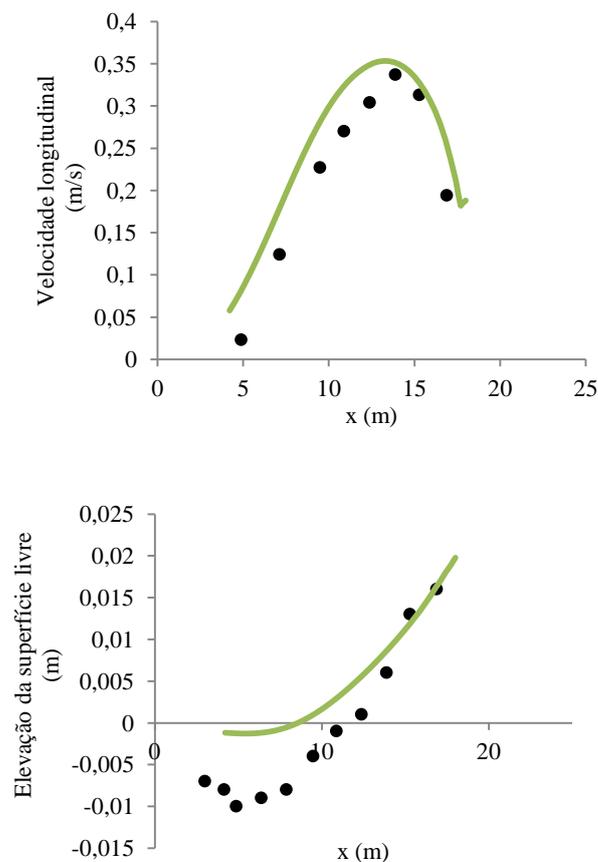


Figura A.2- Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura vertical de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Thornton e Guza, 1983). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.

Por análise dos resultados, conclui-se que a evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade reproduz bem a magnitude máxima da corrente longitudinal. Por outro lado, e como já foi referido anteriormente, os resultados laboratoriais da velocidade longitudinal que se situam ao largo apresentariam melhorias se se aplicassem modelos mais sofisticados, como um *Roller* (Svendsen, 1984). Já relativamente à elevação da superfície livre, esta não apresenta progressos, identificando-se mais uma vez uma sobreestimação no *wave set-down*. O *wave set-up* ajusta relativamente bem os resultados do LSTF. Por último, a altura significativa representa realisticamente as medições.

A.2 MODELO DE DISSIPAÇÃO POR REBENTAÇÃO DE BATTJES E JANSSEN (1978)

Ao se aplicar a parametrização da Tabela A.1, são visíveis diferenças nas três variáveis (Figura A.3). É perceptível um maior empolamento da onda face à aproximação de Thornton e Guza (1983), o que conduz a um *wave set-up* maior e a um *wave set-down* mais próximo das medições efectuadas. Já no que respeita à velocidade longitudinal a um terço da profundidade acima do fundo, regista-se uma sobreestimação dos dados laboratoriais do LSTF.



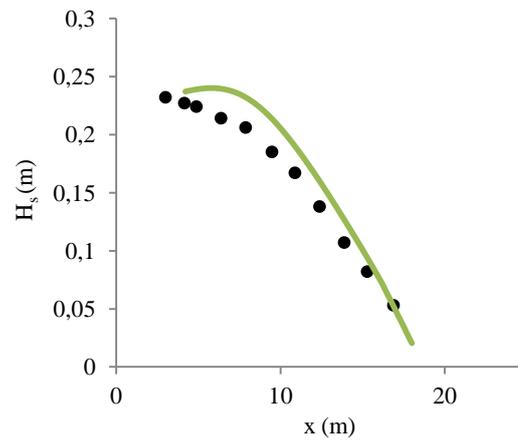


Figura A.3 - Evolução da velocidade longitudinal a um terço da profundidade, evolução transversal da elevação da superfície livre e altura significativa na direcção normal à costa para o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Comparação dos resultados numéricos com os dados laboratoriais (formulação de Battjes e Janssen, 1978). A convenção adoptada para os símbolos é a mesma da Figura 5.1.