

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA
CÂMPUS DE ILHA SOLTEIRA**

CAIO VON ZUBEN PERES

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE *ROLL WAVES* EM ESCOAMENTOS
TURBULENTOS**

Ilha Solteira
2020

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECANICA

Caio Von Zuben Peres

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE *ROLL WAVES* EM ESCOAMENTOS
TURBULENTOS**

Dissertação de Mestrado, como parte do pré-requisito para obtenção do título de Mestre pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica—PPGEM, na Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”- Unesp, Câmpus de Ilha Solteira.

Área de conhecimento: Ciências Térmicas

Prof. Dr. Geraldo de Freitas Maciel
Orientador

Dr^a. Fabiana de Oliveira Ferreira
Co-orientadora

Ilha Solteira
2020

FICHA CATALOGRÁFICA
Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e
Documentação

P437p Peres, Caio Von Zuben.
Simulação numérica de *Roll waves* em escoamentos turbulentos /
Caio Von Zuben Peres. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2020
83 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade
de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Ciências
Térmicas, 2020

Orientador: Geraldo de Freitas Maciel
Coorientador: Fabiana de Oliveira Ferreira
Inclui bibliografia

1. *Roll waves*. 2. Modelos de turbulência. 3. Experimentos de Brock.


Raiane da Silva Santos

Supervisora Técnica de Seção
Seção Técnica de Referência, Atendimento ao usuário e Documentação
Diretoria Técnica de Biblioteca e Documentação
CRB/8 - 9999

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ROLL WAVES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS

AUTOR: CAIO VON ZUBEN PERES

ORIENTADOR: GERALDO DE FREITAS MACIEL

COORDINADORA: FABIANA DE OLIVEIRA FERREIRA

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em ENGENHARIA MECÂNICA, área: Ciências Térmicas pela Comissão Examinadora:


Prof. Dr. GERALDO DE FREITAS MACIEL
Departamento de Engenharia Civil / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP


Prof. Dr. JOAO BATISTA CAMPOS SILVA
Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP


Prof. Dr. CHENG LIANG YEE
Departamento de Engenharia de Construção Civil / Escola Politécnica da Universidade de São Paulo - USP

Ilha Solteira, 28 de janeiro de 2020

AGRADECIMENTOS

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 1758094”

A meus pais Giuliano da Silva Peres e Daniela C. Von Zuben Peres, que me forneceram essa oportunidade e me apoiaram nessa etapa da minha formação. Ao meu irmão Pedro por me acalmar e me distrair nos momentos de apreensão.

Aos colegas de grupo, João Batista, Yuri, Renan, Evandro e Vicente, que me permitiram participar de campanhas experimentais dentro do contexto de *roll waves* o que me proporcionou uma maior compreensão sobre o fenômeno, além dos diversos conhecimentos (não necessariamente relacionados a esse trabalho) que obtive ao conviver com essas pessoas.

Aos meus orientadores Geraldo de Freitas Maciel e Fabiana de Oliveira Ferreira, que se dedicaram para fornecer uma orientação séria se mostrando pacientes com minhas dificuldades e erros.

RESUMO

Roll waves são instabilidades que, em condições favoráveis, podem surgir em escoamentos com superfície livre e que se propagam como um trem de ondas com velocidade e comprimento bem definidos. Tais instabilidades podem ocorrer em fluidos newtonianos como fluidos não newtonianos, em regime laminar ou turbulento. Tal fenômeno pode surgir em canais artificiais, mas também em ambientes naturais por decorrência de desastres naturais, transporte por gasodutos e até mesmo em artérias humanas. Quando ocorrem em desastres naturais, as *roll waves*, devido à amplitude e velocidade de propagação, acabam potencializando os danos causados. Nesse trabalho é proposto a simulação de *roll waves* em fluido newtoniano em regime turbulento, usando os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ disponíveis no *software* Ansys Fluent, afim de se averiguar qual modelo de turbulência fornece resultados mais condizentes com os experimentos realizados por Brock (1969). É realizado também um estudo sobre o perfil de velocidade ao longo de um comprimento de onda, assim como da tensão de cisalhamento no fundo do canal, na presença de *roll waves*. No contexto numérico, verificou-se que o método do Courant fixo se mostrou vantajoso (30% mais rápido) em relação ao passo de tempo fixo. O modelo de turbulência $k - \omega$ foi o que mais se ajustou aos dados experimentais, no cenário dos modelos testados. Por fim, um estudo de caso para verificar a geração de instabilidades naturais (sem a inserção de uma frequência de perturbação) em um vertedouro de barragem é simulado utilizando-se o modelo de turbulência $k - \omega$. Verificou-se que as instabilidades são geradas, mas não formaram um trem de ondas típico de *roll waves* forçadas estabilizadas.

Palavras-chave: *Roll waves*. Modelos de turbulência. Experimentos de Brock

ABSTRACT

Roll waves are instabilities which, in favorable conditions, may appear in free surface flows as a train of waves with well defined velocity and length. Such instabilities may occur in Newtonian fluids as well as in non Newtonian fluids and in both laminar and turbulent flows. Such phenomenon may appear in artificial channels, but also in nature after natural disasters, pipeline transportation and even human arteries. When they happen in natural disasters the roll waves end up amplifying the damage caused, due to their amplitude and velocity of propagation. In this case a roll waves simulation in a Newtonian fluid in turbulent flow is proposed, using different models of turbulence available on the *software* Ansys Fluent, to verify which turbulence model provides results closer to Brock's experiment (1969). The velocity profile in the wave length is also studied, as well as the shear stress at the bottom of the channel in the presence of roll waves. In the numerical context, the fixed Courant method was proven to be more advantageous, in relation to the fixed time step (30% faster). The turbulence model $k - \omega$ was the method that was closest to the experimental data in the tested models.. A case of study for roll waves generation in a dam spillway was also simulated using the $k - \omega$ turbulence model. Finally, a case study to verify the generation of natural instabilities (without inserting a disturbance frequency) in a dam spillway is simulated using the $k - \omega$ turbulence model. It was found that instabilities are generated, but did not form a wave train typical of stabilized forced roll waves.

Keywords: Roll-waves. Turbulence models. Brock's experiment.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	- <i>Roll waves</i> em ambientes naturais. (a) Em fluido newtoniano. (b) Em fluido não newtoniano.....	15
Figura 2	- <i>Roll waves</i> em Merligen, Suíça, visualizadas no sentido montante.....	18
Figura 3	Etapas de simulação.....	23
Figura 4	Desenvolvimento da camada limite turbulenta Segundo a Lei clássica de parede.....	30
Figura 5	- Detalhes da malha.....	35
Figura 6	- Condições de contorno adotadas.....	36
Figura 7	- Lâmina Inicial.....	37
Figura 8	- Propagação de <i>roll waves</i> ao longo do canal para o modelo k- ω	40
Figura 9	- Amplitudes das ondas em função do tempo para os pontos de 32 m, 35 m e 37 m. Modelo k- ω	43
Figura 10	- Propagação de <i>roll waves</i> ao longo do canal para o modelo k- ϵ	44
Figura 11	- Amplitudes das ondas em função do tempo para os pontos de 32 m, 35 m e 37 m.....	45
Figura 12	- Definição das coordenadas para análise da superfície da água para <i>roll waves</i> periódicas.....	46
Figura 13	- Comparação entre os modelos de turbulência utilizados e dados da literatura.....	47
Figura 14	- Campos de velocidade [m/s] e fronteira VoF. (a) Modelo k- ω . (b) Modelo k- ϵ	50
Figura 15	- Tensão de fundo de canal [Pa]. (a) Modelo k- ω . (b) Modelo k- ϵ	51
Figura 16	- Tensão de fundo de canal [Pa] na região estabilizada. (a) Modelo k- ω . (b) Modelo k- ϵ	52
Figura 17	- Tensão máxima de cisalhamento em função do número de Froude.....	53
Figura 18	- Seção longitudinal do canal do vertedouro Azad.....	54
Figura 19	Malha utilizada para a simulação do vertedouro.....	54

Figura 20	- Condições de contornos adotadas para a simulação do vertedouro Azad.....	55
Figura 21	Perfil de Velocidade adimensionalizado ao longo do vertedouro.....	56
Figura 22	Contorno da superfície livre ao longo do canal do vertedouro. Para um tempo de 35 s de escoamento.....	57
Figura 23	Variação da profundidade do escoamento em função do tempo.....	59
Figura 24	Espectro das ondas no domínio da frequência.....	62
Figura 25	Profundidade de escoamento em função do comprimento do vertedouro.....	63
Figura 26	Velocidade Superficial do escoamento.....	63
Figura 27	Tensão de cisalhamento em função do comprimento do vertedouro....	66
Figura 28	Tensão de cisalhamento em função da profundidade de escoamento...	67
Figura 29	Velocidade de atrito em função da profundidade de escoamento.....	67

LISTA DE SÍMBOLOS

$Fr_{\min}$	Valor mínimo de Froude
f_c	Frequência de Corte
θ	Inclinação do canal
h_0	Profundidade normal do escoamento
Fr	Número de Froude
T	Período da perturbação
V	Velocidade de entrada
$\bar{u}$	Velocidade média do escoamento em regime uniforme
B	Intensidade da perturbação
C'	Fração volumétrica
$\vec{U}$	Vetor velocidade
ρ	Massa específica
μ	Viscosidade
We	Número de Weber
L	Comprimento característico
U	Velocidade média de escoamento
σ	Tensão superficial do líquido
k	Energia cinética turbulenta
ε	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
μ_t	Viscosidade turbulenta
G_k	Produção de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade
G_b	Produção de energia cinética turbulenta devido a flutuabilidade de temperatura
Y_M	Dissipação de energia devido a dilatação
v	Componente da velocidade paralela ao vetor gravitacional
u	Componente de velocidade ortogonal ao vetor gravitacional
ω	Taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta
α^*	Fator de correção para baixos números de Reynolds no modelo de turbulência
$k - \omega$	
G_ω	Produção de ω

$F(M_t)$ Correção devido a compressibilidade do fluido no modelo de turbulência $k - \omega$

S_{ki} Tensor de tensões

y^+ Distância da parede adimensional

τ_w Tensão de cisalhamento

U_∞ Velocidade da corrente livre

C_f Coeficiente de atrito

U^+ Velocidade adimensional

y^* Distância da parede adimensional modificado

y_p Tamanho no eixo y do elemento mais próximo a parede

k_p Energia cinética turbulenta no elemento mais próximo a parede

C Número de Courant

Δt Espaço de tempo do modelo numérico

Δx Tamanho característico do elemento de malha

x_1 Ponto de medição de amplitude de onda em relação ao comprimento total da onda

x_2 Ponto de medição de amplitude de onda em relação ao comprimento total da onda

λ Comprimento total da onda

τ_{fmax} Tensão de cisalhamento máxima

PREÂMBULO

Este trabalho surgiu da motivação de se dar continuidade aos trabalhos desenvolvidos no Grupo de Pesquisa RMVP (Reologia de Materiais Viscosos e Viscoplasticos) sobre o fenômeno *roll waves*. O grupo tem realizado pesquisas do fenômeno em escoamentos de fluidos newtonianos e não newtonianos em regime laminar, nas vertentes matemática, numérica e experimental.

Sabe-se que o fenômeno também ocorre em escoamentos turbulentos e que as aplicações são vastas, tantos em escoamentos naturais quanto no setor industrial.

No Brasil, em época de fortes precipitações, mais notadamente no verão, não é raro a ocorrência de alagamentos, enxurradas e corridas de lamas e detritos. Nesses escoamentos, quando em condições favoráveis de vazão, inclinação do canal (ou relevo), pode surgir o fenômeno *roll waves*, que são ondas que se propagam com amplitude e comprimento bem definidos em sua forma estável. Quando a ocorrência é em escoamentos turbulentos a velocidade de tais ondas pode ser um agravante de acidentes e/ou comprometer estruturas.

Nesse contexto, cabe aos pesquisadores melhor entender a ocorrência do fenômeno, sua estabilização, bem como suas propriedades, tais como amplitude, comprimento, velocidade de propagação, seja em escoamentos laminares ou turbulentos, de fluidos newtonianos ou não newtonianos. Com essa perspectiva, nesta dissertação de mestrado, é proposto simular as *roll waves* em escoamentos turbulentos, com base em uma clássica experimentação física (BROCK, 1969). Com essas simulações serão analisadas as propriedades das *roll waves* e também outras propriedades do escoamento na presença dessas ondas, tais como campo de velocidade e tensão de cisalhamento no fundo do canal.

O mestrando teve a oportunidade de participar e colaborar nessa linha de pesquisa na vertente experimental de escoamentos de fluidos não newtonianos, o que foi primordial para o bom entendimento do fenômeno e condução da parte numérica. Vale ressaltar, que no Grupo de Pesquisa esse é o primeiro trabalho de simulação numérica do fenômeno em escoamentos turbulentos utilizando as equações completas de Navier Stokes. Geralmente, em trabalhos na literatura o fenômeno tem sido simulado utilizando-se de modelos simplificados (1D) ou equações de águas rasas. Dessa forma, esse trabalho vem contribuir com a verificação de modelos de turbulência a serem utilizados, com a verificação da

influência da malha na simulação do fenômeno *roll waves*, bem como com a análise das principais propriedades do escoamento na presença de *roll waves*.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	Estruturação da Dissertação.....	16
2	ESTADO DA ARTE	18
2.1	Objetivos.....	22
3	MODELAGEM NUMÉRICA.	23
3.1	Estrutura Numérica	23
3.2	Modelos de Turbulência.....	24
3.2.1	Modelo de turbulência $k - \varepsilon$	25
3.2.2	Modelo de turbulência $k - \omega$	27
3.2.3	Análise do $y +$	29
3.3	Solvers.....	32
3.3.1	Modelo Multifásico	32
3.3.2	Acoplamento Pressão/Velocidade.	33
3.3.3	Pressão.....	33
3.3.4	Equação da Quantidade de Movimento.....	34
3.3.5	Fração de Volume.....	34
3.4	Estudo de Caso. O experimento de Brock.....	34
3.4.1	Imposição de uma Perturbação.....	36
3.4.2	Condições de Operação	36
3.5	Confrontação entre Utilização de Courant Fixo e Passo de Tempo Fixo.....	38
3.6	Definição da Malha Computacional	39
3.7	Pós-Processamento	39
4.	RESULTADOS	40
4.1	Modelo $k - \omega$	40
4.2	Modelo $k - \varepsilon$	44
4.3	Confrontação de Resultados, Estabilização das Ondas - Canal Liso	45
4.4	Análise de Campo de Velocidade e de Tensão de Cisalhamento no Fundo do Canal.....	49
4.5	Análise em Relação a Tensão Máxima de Fundo	52
4.6	Estudo de Caso - Vertedouro da barragem de Azad.....	53

4.6.1	Perfis de Velocidade.....	55
4.6.2	Instabilidades na Superfície Livre.	57
4.6.3	Confrontação de Resultados Numéricos vs Experimentais.....	63
5	COMENTÁRIOS FINAIS E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	69
5.1	Comentários Finais.....	69
5.1.1	Vantagens e Desvantagens das Simulações utilizando as equações completas de Navier-Stokes	71
5.2	Sugestões Para Trabalhos Futuros	71
5.3	Produção Técnica e Científica.....	72
	REFERÊNCIAS	73
	Apendice A.- Grid Coefficient Index	78

1 INTRODUÇÃO

Os desastres naturais, como rupturas de barragens, barragens de rejeitos, deslizamentos de terra, corridas de lama, etc, são temas recorrentes na mídia, devido aos impactos sócio-econômicos que geram quando atingem infraestrutura e grupos vulneráveis da sociedade, isto sem contar o número de vítimas e desabrigados. Esses escoamentos naturais, em condições favoráveis de inclinação e vazão, podem gerar instabilidades denominadas na literatura de *roll waves*.

As *roll waves* são ondas que podem ocorrer em escoamentos de águas rasas (BALMFORTH; MANDER, 2004; DRESSLER, 1949; BROCK, 1969), propagando-se com velocidade, comprimento e amplitude bem definidos, na forma de trem de ondas, podendo surgir tanto em escoamentos de fluidos newtonianos como não newtonianos (LIU; MEI, 1994; TAMBURRINO; IHLE, 2013, MACIEL *et al.*, 2017).

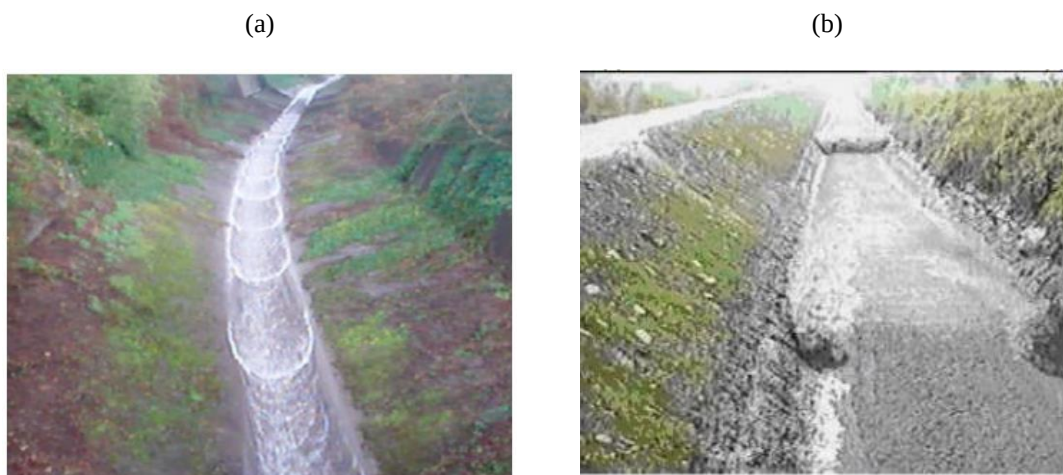
Se tais ondas surgem em escoamentos naturais, figuram também, no âmbito industrial, em gasodutos (AYDIN *et al.* 2016; GASPARI, 2013), em escoamentos do tráfego de veículos (KUEHNE, 1984), ou até mesmo em artérias humanas quando em condições ideais de pressão, conforme estudado por Pedley *et al.* (1980). Diante de diferentes aplicações, pode-se dizer que o estudo do fenômeno *roll waves* é de largo espectro e de interesse ambiental, industrial e também na área médica.

Em se tratando de escoamentos com presença de superfície livre, o surgimento destas ondas é proveniente de perturbações no escoamento, cujas análises matemáticas e numéricas são encontradas na literatura (BALMFORTH; MANDRE, 2004; DRESSLER, 1949; FERREIRA, 2013). Trabalhos de ordem matemática apontam que, independentemente do tipo de fluido (newtoniano ou não newtoniano) e do regime de escoamento (laminar ou turbulento), é possível encontrar zonas ou domínios nos quais perturbações infinitesimais de uma certa banda de frequência serão amplificadas e se estabilizarão, tornando-se *roll waves*. Na figura 1 (a) é ilustrado o fenômeno ocorrendo em fluido newtoniano no canal de Lions Bay, Canadá (BALMFORTH, 2011).

O domínio propício à formação de *roll waves*, para escoamentos em canais, depende também de um valor mínimo do número de Froude (Fr_{min}), que representa uma relação entre as forças inerciais e gravitacionais do escoamento. Ressalta-se que apenas algumas perturbações devem evoluir para o estado de *roll waves*, o que implica na existência de uma frequência de corte (f_c) para qual perturbações de frequências superiores serão atenuadas pelo escoamento, aquém da qual, gerarão o fenômeno

(FERREIRA *et al.*, 2014). Esta frequência depende, sobretudo, das propriedades reológicas do fluido, o que demonstra a necessidade da boa estimativa de tais propriedades, quando da previsão do fenômeno *roll waves* em “fluidos lamosos”, por exemplo. Na figura 1 (b) é mostrado o fenômeno ocorrendo em escoamento de fluido não newtoniano.

Figura 1- *Roll waves* em ambientes naturais. (a) Em fluido newtoniano. (b) Em fluido não newtoniano



Fonte: Balmforth (2011)

Fonte: Irstea (2001)

Em fluidos não newtonianos, as *roll waves* tendem a ter comprimentos e amplitudes de ondas maiores, o que pode vir potencializar os danos causados, por exemplo, em avalanchas, corridas de lamas, *debris flows*. Já em fluidos newtonianos (como a água), as *roll waves* se propagam com velocidades relativamente elevadas quando comparadas a fluidos não newtonianos, sob as mesmas condições experimentais de vazão e inclinação sendo, nesse caso, a velocidade de propagação um agravante do desastre. (FERREIRA *et al.*, 2018).

Vale destacar que, geralmente, em fluidos como água (baixa viscosidade) o escoamento é turbulento ou está em regime de transição (laminar para turbulento), o que pode ocasionar certa complexidade na aferição das *roll waves* e também na simulação numérica do fenômeno.

Nesse contexto, o grupo de pesquisas tem desenvolvido trabalhos sobre geração e controle de *roll waves*, nas vertentes matemática, numérica e experimental, para escoamentos de fluidos newtonianos (FIOROT *et al.*, 2014) e não newtonianos (CUNHA, 2013, FERREIRA, 2013, MACIEL *et al.*, 2017), em regime laminar.

Seguindo essa linha, propõe-se, nesse trabalho, estudar o fenômeno *roll waves* em escoamentos turbulentos de fluidos newtonianos, tendo como desafio encontrar o modelo de turbulência mais adequado para simular o fenômeno. Por meio de simulações, foram analisadas as propriedades das *roll waves* (comprimento, amplitude e celeridade) e também as principais propriedades do escoamento, tais como o campo de velocidades e a tensão de cisalhamento no fundo do canal, tendo como base física e de confrontação o clássico trabalho experimental de Brock (1969).

O experimento realizado por Brock (1969) consistiu na geração de *roll waves* em água limpa (regime turbulento), em um canal inclinado, com 0,1175 m de largura e 39,6 m de comprimento. Para as simulações numéricas do experimento de Brock (1969) foi utilizado o *software* comercial (ANSYS FLUENT v.14.5.7). Como estudo de caso realizou-se a simulação com base em dados experimentais de um protótipo do vertedouro da barragem de Azad Dam, Sanandaj, Irã (Bazargan e Aghebatie, 2015).

1.1 Estruturação da Dissertação.

Essa dissertação é composta por cinco capítulos: Introdução, Estado de arte, Modelagem Numérica, Resultados, Comentários Finais e Sugestões para Trabalhos Futuros. Ao final são apresentados as Referências e Apêndices.

No capítulo 1 foram apresentadas as motivações e justificativa da pesquisa, no contexto de interesse ambiental e industrial.

O capítulo 2 trata do estado da arte e a contribuição desse trabalho para o entendimento de *roll waves* evoluindo em superfície livre de fluidos newtonianos em regime turbulento assim como a influência dessa em propriedades do escoamento como campo de velocidade e tensão de cisalhamento no fundo do canal. Neste capítulo também são apresentados os objetivos da dissertação.

O capítulo 3 apresenta detalhes sobre os passos de pré-processamento em que são definidas as condições de contorno e a malha computacional, os *solvers* utilizados para a simulação e os *softwares* utilizados para o pós-processamento. Ainda nesse capítulo são apresentados brevemente os modelos de turbulência que serão utilizados, tal como a exigência de malhagem que cada um requer.

No capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos ao longo do desenvolvimento deste Mestrado, sendo eles a comparação entre as simulações com os diferentes modelos de turbulência, resultados clássicos da literatura, e a influência do fenômeno *roll waves*

sobre o campo de velocidade e a tensão de cisalhamento no fundo do canal. Apresenta-se também um estudo de caso para o vertedouro de Azad Dam, Sanandaj, Irã

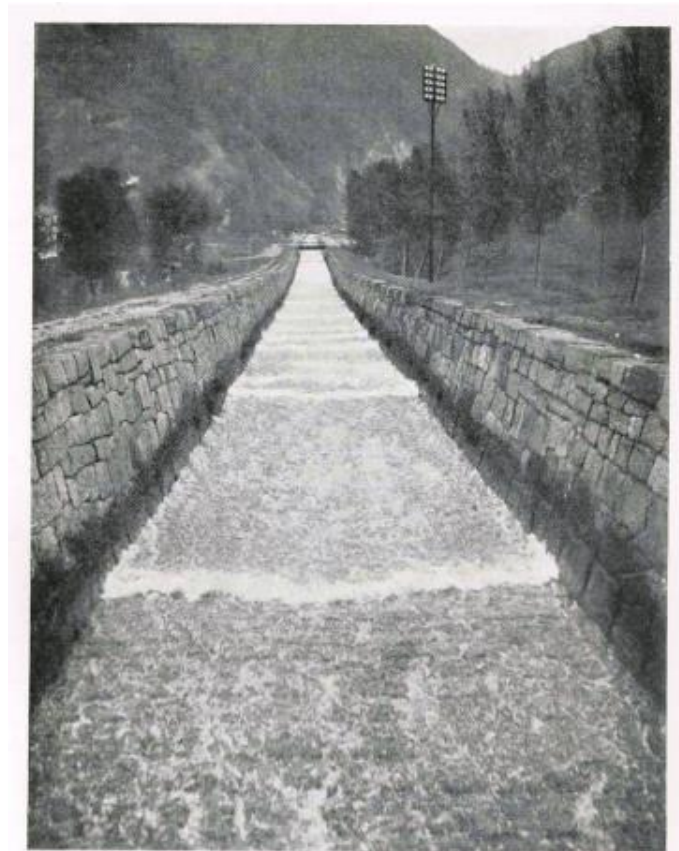
No capítulo 5 são realizadas as considerações finais acerca dos resultados obtidos e sugestões para trabalhos futuros afim de se complementar os resultados obtidos nessa dissertação. Por fim, é apresentada também a produção científica publicada pelo mestrando.

2 ESTADO DA ARTE

Roll waves são ondas de comprimento e celeridade bem definidos que tendem a se propagar na forma de trens de ondas. Foram primeiramente apresentadas por Cornish (1910) por meio de fotografias do fenômeno ocorrendo em ambiente natural como reproduzido na figura 2.

O fenômeno pode ocorrer tanto em escoamentos de fluidos newtonianos quanto não newtonianos e as abordagens matemáticas permitem a obtenção de soluções contínuas acopladas por choques (DRESSLER, 1949), ou soluções integralmente contínuas; (NEEDHAM; MERKIN, 1987) que, a partir de estudos de estabilidade linear, permitem identificar critérios de formação dessas ondas, tais como: número de Froude mínimo (JEFFREYS, 1925; ISHIHARA *et al*, 1954; YIH, 1963; MACIEL, 1997), comprimento mínimo de canal (MONTUORI, 1963; DI CRISTO *et al.*, 2013) e frequência de perturbação imposta (FERREIRA *et al.*, 2014).

Figura 2- *Roll waves* em Merligen, Suíça, visualizadas no sentido montante



Fonte: Cornish (1910)

Em se tratando de escoamentos turbulentos, ainda na hipótese de fluido invíscido, fluidos newtonianos, modelos matemáticos como o de Jeffreys (1925) e Dressler (1949) tornaram-se clássicos da literatura. Jeffreys (1925), a partir de uma análise de estabilidade linear das equações de águas rasas, determinou um critério de geração de *roll waves*, mostrando que as *roll waves* são geradas para um número de Froude superior a 2 ($Fr > 2$). Vale ressaltar, que a equação de águas rasas é uma simplificação (promediação na vertical) das equações de Navier Stokes, sob a hipótese que a profundidade do escoamento (h) é muito menor que o comprimento longitudinal característico (L).

Dressler (1949), seguindo o modelo de Jeffreys (1925), descreveu *roll waves* como uma série de ondas de comprimento bem definidos interconectadas por descontinuidades (tipo choques). Partindo da formulação de águas rasas para um fluido ideal e adicionando um modelo empírico de turbulência (coeficiente de Chézy) na equação da quantidade de movimento, obteve-se uma solução contínua para *roll waves* permanentes e periódicas através da imposição de condições de choque (Rankine Hugoniot).

Na vertente experimental de escoamentos turbulentos de fluido newtoniano, um dos experimentos clássicos e consagrados da literatura foi desenvolvido por Brock (1969). O experimento citado utilizou água limpa como fluido teste, escoando por um canal com 39,6 m de comprimento e 0,1175 m de largura, com inclinações de 2,87° e 4,83°. Com esses experimentos, Brock fez análises das *roll waves* ditas naturais, que são ondas geradas sem o controle de uma frequência de perturbação e também das *roll waves* geradas a partir de uma perturbação imposta ao sistema, por uma pá de plástico articulada conectada a um motor de velocidade variável, com intensidade de 0,5% da profundidade normal do escoamento, possibilitando, assim, a geração de *roll waves* periódicas (sistema forçado). Brock verificou em seus experimentos o critério de geração de *roll waves* estabelecido por Jeffreys (1925), ou seja, $Fr > 2$.

Posteriormente, o comprimento do canal testado por Brock (1969) foi reduzido para 24,4 m e foi adicionado areia ao fundo e nas paredes laterais, de maneira uniforme (diâmetro médio de 0,6 mm), afim de se estudar a influência da rugosidade de parede sobre a geração de *roll waves*, a inclinação utilizada neste teste foi de 6,85°, variando vazões e frequências de perturbação. Neste trabalho, são apresentadas as simulações sob condições experimentais utilizadas por Brock (1969) conforme a Tabela 1.

Tabela 1- Parâmetros usados por Brock durante o experimento de *roll waves* periódicas.

$\tan \theta$	Canal	$h_0[\text{mm}]$	Fr	T(s)	Re
0,05011	Liso	7,98	3,71	1,218	$3,11 \cdot 10^4$

Fonte: Adaptado de Brock (1969)

Em que θ é a inclinação do canal; h_0 a profundidade normal do escoamento; Fr o número de Froude, T o período da perturbação imposta., Re o número de Reynolds $Re = \frac{4 r_h \bar{u}}{\nu}$, r_h o raio hidráulico, $\bar{u}$ a velocidade média do escoamento uniforme, ν a viscosidade cinemática do fluido.

Em se tratando de modelagem matemática e numérica, pesquisadores como Zanuttigh e Lamberti, (2002), Richard e Gavriluk, (2012), Cao *et al.*, (2014), e Ivanova *et al.* (2017) vêm utilizando o experimento de Brock (1969) como forma de validação para modelos matemáticos e computacionais envolvendo *roll waves* em escoamentos de fluido newtoniano em regime turbulento.

Na tentativa de reproduzir numericamente tais experimentos, Zanuttigh e Lamberti (2002) utilizaram a técnica de elementos finitos para discretizar as equações de águas rasas impondo uma perturbação senoidal e verificaram a geração e propagação das *roll waves*.

Richard e Gavriluk (2012) adicionaram termos de enstrofia nas equações de águas rasas, com o objetivo de representar a dispersão devido à distribuição não uniforme do perfil de velocidade na vertical do escoamento e propuseram um sistema de equações (*Richard-Gavriluk equations*) para representar o fenômeno em escoamento de fluidos newtonianos em regime turbulento. O modelo ajustou-se muito bem aos resultados experimentais de Brock (1969), tanto no choque quanto para a amplitude máxima.

Segundo Cao *et al.* (2014), as equações de Richard-Gavriluk (RGE) possuem boa concordância apenas para *roll waves* completamente desenvolvidas e permanentes, sendo necessário conhecer, *a priori*, características do escoamento como profundidade normal de escoamento e velocidade.

A proposta de Cao *et al.* (2014) consistiu em um modelo de turbulência $k - \varepsilon$ modificado a dois parâmetros (um parâmetro modificando a tensão de Reynolds e um parâmetro modificando a média de profundidade no modelo $k - \varepsilon$ padrão), acoplado às equações de águas rasas. Esses autores analisaram a influência do período e intensidade de perturbação imposta ao escoamento na geração de *roll waves*, os resultados

demonstraram que, para o comprimento de canal disponível, as *roll waves* já se encontravam estabilizadas, ou seja, em amplitude e comprimento máximos. Os resultados foram confrontados com os experimentos de Brock (1969), mostrando uma boa concordância em relação à amplitude das ondas.

Mais recentemente, Ivanova *et. al.* (2017) utilizaram o modelo de turbulência RGE para reproduzir os experimentos de Brock (1969), além disso, propuseram um método qualitativo para verificar a estabilidade das *roll waves*, denominado “periodic box”. Nesse método o domínio é criado com condições de contorno periódicas. Os resultados obtidos foram comparados com os resultados experimentais de Brock (1969) e o modelo unidimensional de Dressler (1949).

Outro experimento utilizando água em regime turbulento para a análise de *roll waves* foi realizado por Miao *et. al.* (2017). O canal utilizado possuía 11 m de comprimento de 0,5 m de largura, e inclinação de 3°. Devido ao pequeno comprimento do canal, não houve a estabilização das *roll waves* permanentes, mas propriedades como velocidade de propagação, comprimento e amplitude foram aferidas.

Vale ressaltar, que a maioria das análises matemáticas e numéricas de *roll waves* em escoamentos turbulentos de fluidos newtonianos são baseadas nas equações de águas rasas ou em modelos de *roll waves* permanentes, tendo sempre como base a proposta de Dressler (1949). E ainda, as propriedades analisadas são amplitude, comprimento e velocidade de propagação. As propriedades do escoamento na presença de *roll waves*, tais como, campo de velocidade e tensão de cisalhamento no fundo, praticamente não têm sido tratadas para escoamentos turbulentos, persistindo essa lacuna na literatura.

Do ponto de vista mais aplicado, Bazargan e Aghebatie (2015), assim como, Aghebatie e Hosseini (2016) também utilizaram o *software* Fluent para simulações de *roll waves*, o modelo de Volume of Fluid (VoF) e o modelo de turbulência $k - \varepsilon$, para validar dados experimentais de um protótipo do vertedouro Azad Dam, Sanandaj, Irã. Os autores afirmam que o melhor modelo a ser utilizado para tais simulações é, de fato, o standard $k - \varepsilon$, entretanto não são apresentadas comparações deste com outros modelos de turbulência. Além disso, os autores modificam a geometria do canal e propõem um critério para formação de *roll waves* baseado nessa nova geometria. No entanto, os perfis dessas instabilidades não são apresentados.

Dentro desse contexto, essa dissertação de mestrado propõe simular um dos experimentos de *roll waves* permanentes de Brock (1969), utilizando o *software* comercial Ansys Fluent. Os modelos de turbulência utilizados serão: $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, para

verificar qual deles melhor representa os resultados obtidos por Brock (1969) em seu experimento. Com estas simulações, além das propriedades cinemáticas das ondas, o campo de velocidade do escoamento e a tensão de cisalhamento no fundo do canal serão analisados na presença de *roll waves*. Essas variáveis podem nos fornecer uma melhor compreensão sobre o fenômeno e possíveis consequências durante um evento. Ressalta-se que a tensão exercida pelo fluxo, no leito do canal, representa um importante parâmetro de projeto em estudos de erodibilidade. Como estudo de caso será simulado o escoamento no vertedouro da barragem de Azad Dam, Sanandaj, Irã, utilizando o modelo de turbulência $k - \omega$ com o intuito de verificar os perfis das ondas geradas na superfície livre e determinar propriedades do escoamento na presença de tais instabilidades.

2.1 Objetivos

O objetivo principal desse trabalho consiste na simulação numérica de *roll waves* em escoamentos turbulentos com superfície livre, utilizando o *software* Fluent, e comparação dos resultados com os dados experimentais de Brock (1969).

Os objetivos específicos da dissertação podem ser enumerados da seguinte maneira:

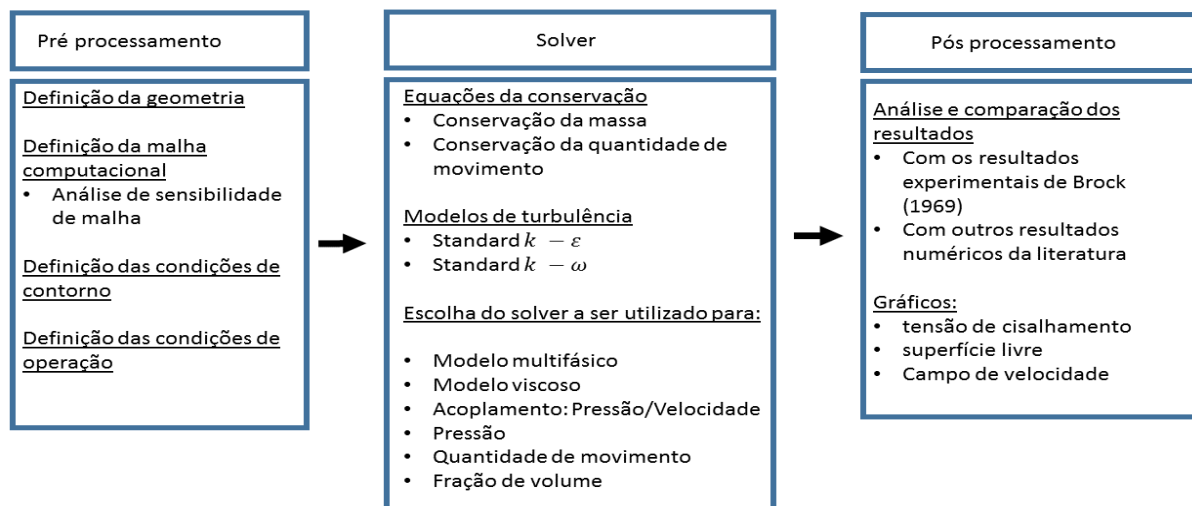
- Verificar o modelo de turbulência mais adequado para bem representar o fenômeno *roll waves* em escoamentos turbulentos com superfície livre;
- Determinar as propriedades das ondas, tais como, amplitude, comprimento, período, velocidade de propagação;
- Determinar propriedades do escoamento na presença de *roll waves*, tais como perfil de velocidade ao longo do comprimento de onda e tensão de cisalhamento no fundo do canal;
- Realizar uma análise de sensibilidade de malhas (GCI);
- Confrontar os resultados obtidos via Fluent com os resultados experimentais de Brock e o clássico modelo 1D de Dressler;
- Simular o escoamento em um vertedouro de barragem.

3 MODELAGEM NUMÉRICA

A dinâmica dos fluidos computacional (CFD) consiste em um modo eficiente de se resolver as equações de conservação originárias da teoria de fenômenos de transporte (massa, energia e quantidade de movimento). A abordagem numérica vem sendo amplamente utilizada para o estudo de geração de *roll waves* em escoamentos de superfície livre (CAO *et al.*, 2015; FERREIRA, 2013).

Esse tipo de simulação pode ser separado em três fases distintas, o pré-processamento onde é definido a malhagem e as condições iniciais do problema, *solvers* que é o conjunto de técnicas numéricas, matemáticas e computacionais que irão resolver o sistema de equações e o pós-processamento, onde são analisadas as soluções obtidas pelo *software*. A figura 3 apresenta as principais etapas da simulação que será realizada.

Figura 3- Etapas de simulação



Fonte:Próprio Autor

3.1 Estrutura Numérica

A dinâmica dos fluidos pode ser descrita por basicamente duas equações: a equação da conservação da massa, a equação da conservação de quantidade de movimento. A equação da conservação da massa em notação indicial pode ser definida como apresentado na equação 1:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

Sendo ρ a massa específica do fluido e u_i ($i = x; y; z$) são as componentes cartesianas da velocidade. A equação da conservação da quantidade de movimento para um fluido incompressível pode ser definida como apresentado na equação 2:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + g \delta_{ij} \quad (2)$$

O lado esquerdo da equação representa a aceleração local e convectiva do fluido enquanto o lado direito representa um somatório das forças atuantes sobre os fluidos, sendo essas respectivamente as forças de pressão, as forças viscosas e a força da gravidade, sendo que ν representa a viscosidade cinemática.

3.2 Modelos de Turbulência

Se tratando de modelagem numérica existem três diferentes tipos de abordagem para representar a turbulência nos escoamentos: *Direct Numerical Simulation* (DNS), *Largy Eddy Simulation* (LES) e *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS).

A Abordagem mais precisa para modelar a turbulência é a DNS que resolve as equações de Navier-Stokes sem auxílio de modelos de turbulência utilizando de uma malha computacional altamente refinada. Devido à alta exigência computacional esse método é limitado a escoamentos turbulentos com baixo número de Reynolds e geometrias simples, ainda sim exigindo um elevado tempo computacional. No objetivo de se representar outros escoamentos e geometrias e diminuir o custo computacional outros métodos de representar turbulência foram desenvolvidos.

O método LES calcula diretamente todas as estruturas de fluxo turbulento de grande escala e modela as de pequenas escalas através do método de sub-malha, reduzindo então o tempo computacional necessário para a simulação quando comparado com o método DNS

Uma abordagem estatística é utilizada no método RANS que utiliza de velocidade média, pressão média para o cálculo das equações 1 e 2, além disso, um termo é

adicionado na equação da conservação da quantidade de movimento para representar a influência das flutuações turbulentas no fluxo médio, tal termo é conhecido como tensor de Reynolds (T_r) e pode ser calculado (em notação indicial) por:

$$T_r = (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3)$$

Com a aparecimento desse termo é necessário a adição de mais uma equação para que se tenha um fechamento matemático, é utilizado então de um modelo adicional de turbulência. A vantagem desse método em trabalhar com médias e flutuações consiste na redução dos requisitos para discretização das equações e com isso a redução significativa do tempo computacional para as simulações através desse modelo, tornando-se mais viável que os métodos LES e DNS.

Como supracitado o diferencial desse trabalho dentro do grupo RMVP consiste na abordagem do fenômeno *roll waves* em regime turbulento, sendo assim, foram escolhidos dois modelos clássicos de turbulência: o modelo standard $k - \varepsilon$, amplamente explorado pela literatura (BAZARGAN; AGHEBATIE, 2015); e o modelo standard $k - \omega$, menos recorrente na literatura. Em se tratando de um escoamento turbulento, existe um parâmetro referente a refinamento de malha de grande importância, sobretudo quando se deseja analisar propriedades próximas à parede. Tal parâmetro é conhecido como a distância da parede adimensional (y^+) e uma breve explicação será abordada no texto.

3.2.1 Modelo de turbulência $k - \varepsilon$

Neste modelo, a energia cinética turbulenta k e a taxa de dissipação ε são obtidas através das equações 4 e 5.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (5)$$

A viscosidade turbulenta μ_t é dada pela equação 6:

$$\mu_t = \rho C_u \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

Em que C_u é uma constante. Nessas equações, G_k representa a produção de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade, calculada pela equação 7:

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (7)$$

O termo G_b é a produção de energia cinética turbulenta devido a flutuabilidade de temperatura no *software* Ansys Fluent, os efeitos de produção de k por flutuabilidade são por padrão sempre incluídas quando se tem um campo gravitacional diferente de zero e gradientes de temperatura não nulos. Para o caso estudado o gradiente de temperatura é nulo e com isso pode-se excluir esse termo do equacionamento.

O termo Y_M representa a dissipação devido à dilatação, sendo considerado para escoamentos compressíveis com elevados números de Mach. O número de Mach turbulento é definido pela equação 8:

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (8)$$

Em que a é a velocidade do som. O caso estudado é modelado como um escoamento incompressível e com isso pode-se excluir esse termo do equacionamento.

$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ e $C_{3\varepsilon}$ são constantes, σ_k e σ_ε são os números de Prandtl turbulentos para k e ε respectivamente, S_k e S_ε são termos de origem definidas pelo usuário.

$$C_{1\varepsilon} = 1,44 \quad C_{2\varepsilon} = 1,92 \quad C_u = 0,09 \quad \sigma_k = 1 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

No Fluent a constante $C_{3\varepsilon}$ não é especificada e é calculada pela equação 9:

$$C_{3\varepsilon} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right| \quad (9)$$

Sendo v a componente da velocidade paralela ao vetor gravitacional e u a componente de velocidade perpendicular ao vetor gravitacional.

3.2.2 Modelo de turbulência $k - \omega$

A energia cinética turbulenta k e a taxa de dissipação específica ω do modelo são obtidas através das equações 10 e 11:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (10)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (11)$$

A viscosidade turbulenta μ_t é calculada pela equação 12:

$$\mu_t = \alpha^* \rho \frac{k}{\omega} \quad (12)$$

Sendo α^* um fator de correção para baixos números de Reynolds, para escoamentos com elevados números de Reynolds, como do caso analisado, temos que $\alpha^* = 1$. O termo G_k se refere à produção de k , e é similar ao apresentado na equação 8. O termo G_ω é a produção de ω e pode ser calculado pela equação 13:

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (13)$$

O coeficiente α é uma correção para baixos números de Reynolds, para elevados números de Reynolds temos que $\alpha = 1$. A dissipação de k (Y_k) é dada pela equação 14:

$$Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} k \omega \quad (14)$$

Em que:

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1, & \chi_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680 \chi_k^2}{1 + 400 \chi_k^2}, & \chi_k > 0 \end{cases} \quad (15)$$

$$\chi_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (16)$$

$$\beta^* = \beta_i^* [1 + \zeta^* F(M_t)] \quad (17)$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \left(\frac{4/15 + (Re_t/R_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4} \right) \quad (18)$$

$F(M_t)$ é uma correção devido à compressibilidade, para escoamentos incompressíveis temos que $\beta^* = \beta_i^*$, e para escoamentos com elevados números de Reynolds temos que $\beta_i^* = \beta_\infty^*$. A dissipação de k (Y_ω) pode ser calculada pela equação 19:

$$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2 \quad (19)$$

Em que:

$$f_\beta = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega} \quad (20)$$

$$\chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_{\infty\omega}^*)^3} \right| \quad (21)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (22)$$

$$\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right] \quad (23)$$

Para escoamentos incompressíveis teremos que $\beta = \beta_i$. O tensor de tensões (S_{ki}) é definido pela equação 24 :

$$S_{ki} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (24)$$

As constantes do modelo $k - \omega$ são:

$$\begin{aligned} \alpha_\infty^* = 1 & \quad \alpha_\infty = 0,52 & \quad \alpha_0 = 1/9 & \quad \beta_\infty^* = 0,09 & \quad \beta_i = 0,072 & \quad R_\beta = 8 \\ R_k = 6 & \quad R_\omega = 2,95 & \quad \zeta^* = 1,5 & \quad M_{t0} = 0,25 & \quad \sigma_k = 2 & \quad \sigma_\omega = 2 \end{aligned}$$

3.2.3 Análise do y^+

A modelagem de regiões próximas a paredes é de grande importância, ainda mais tratando-se de um escoamento turbulento, uma vez que é nessa região que se encontram os maiores gradientes de velocidade e temperatura.

Em se tratando de escoamentos turbulentos, o desenvolvimento da camada limite segue a lei clássica de parede que é válido para vários fluidos e geometria em regime turbulentos. Importantes parâmetros tais como a distância da parede adimensional (y^+), a velocidade de atrito (u_T) e a tensão de cisalhamento (τ_w) podem ser calculados pelas equações 25, 26 e 27 respectivamente.

$$y^+ = \frac{y u_T}{\nu} \quad (25)$$

$$u_T = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (26)$$

$$\tau_w = 0.5 C_f \rho U_\infty^2 \quad (27)$$

Em que y é a dimensão do elemento de malha mais próximo a parede, ν é a viscosidade cinemática do fluido, u_T é a velocidade de atrito, ρ é massa específica do fluido, τ_w é a tensão de cisalhamento, U_∞ é a velocidade de corrente livre e C_f é o coeficiente de atrito, que é uma função do número de Reynolds, como apresentado pela equação 28:

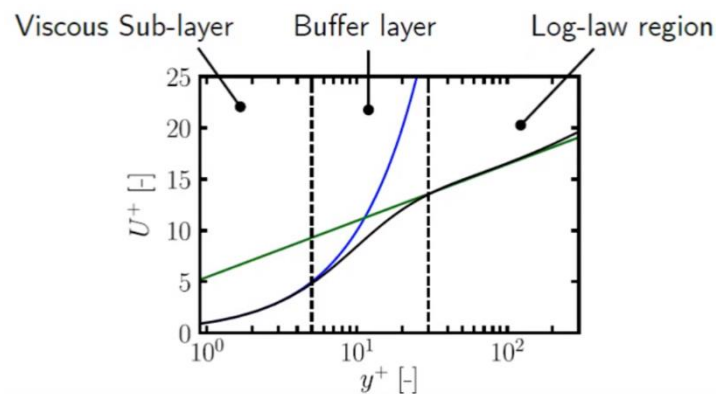
$$C_f = \frac{0.0594}{Re_x^{0.2}} \quad (28)$$

Outro parâmetro importante de ser definido para entender a lei clássica de parede é o parâmetro da velocidade adimensional (U^+) que pode ser obtida pela equação 29:

$$U^+ = U/u_T \quad (29)$$

Sendo U é velocidade do fluido dentro do elemento de malha. Na figura 4 é apresentado o perfil da lei clássica de parede.

Figura 4- Desenvolvimento da camada limite turbulenta segundo a Lei clássica de parede.



Fonte: Winshurst (2018)

Sendo:

- Curva preta o desenvolvimento da camada limite;
- Curva azul é uma aproximação linear para a viscosa *sub-layer*, conforme a equação 30;

$$(U^+ = y^+) \quad (30)$$

- Curva verde é uma aproximação para a *Log-law region*, conforme a equação 31

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \text{LOG} (E y^+) \quad (31)$$

Em que $\kappa = 0.4187$ e $E = 9.793$. É necessário notar que nenhuma das curvas apresenta uma boa aproximação para a *Buffer layer* e por isso essa região deve ser evitada em simulações. Os intervalos de y^+ para cada região é:

Viscous sub-layer: $y^+ < 5$, entretanto é recomendado a utilização de $y^+ \approx 1$

Buffer layer: $5 < y^+ < 30$

Log-law region: $30 < y^+ < 300$

Através da observação da equação 27 fica claro que a escolha de uma região para ser trabalhada afeta diretamente o tamanho dos elementos mais próximos à parede e consequentemente influencia o número de elementos da malha. As simulações realizadas na *Viscous sub layer* possuem um maior refinamento, o que implica em um número maior de elementos e maior esforço computacional para resolução quando comparados com simulações na região *Log-law*.

O Fluent entretanto trabalha com parâmetro modificado para a distância adimensional de parede, chamado de y^* , tal parâmetro pode ser obtido através da equação 32.

$$y^* = \frac{y_p \sqrt{C_u^{\frac{1}{2}} k_p}}{v} \quad (32)$$

Em que C_u é o coeficiente de atrito, y_p é o tamanho no eixo y do elemento mais próximo da parede e k_p é a energia cinética turbulenta desse mesmo elemento. Para valores de $y^* < 11.2$ é considerado *Viscous sub-layer* e a partir desse valor é considerado *log-law region*. A utilização do y^* traz vantagens em termos de esforço computacional e fornece valores muito próximos ao de y^+ , entretanto por ser função de propriedades específicas do escoamento torna mais difícil a escolha de malha baseado nesse parâmetro.

3.3 Solvers

O *software* Fluent utiliza do método de volumes finitos para discretizar as equações diferenciais parciais (EDP) que regem as leis da conservação. Tal discretização é feita através da noção de fluxos que atravessam a fronteira de um certo volume (elemento) de modo que a somatória de fluxos de entrada e saída seja nula. O *software* Fluent (versão 14.5.7) oferece diversas opções de modelo de discretização e de *solvers* que contêm parâmetros que afetam a convergência e a solução desejada.

3.3.1 Modelo Multifásico

O VOF (Volume of Fluid) é um método muito utilizado em simulações de escoamentos bifásicos, por ser preciso na detecção das propriedades do escoamento na interface de dois fluidos. A formulação VOF é baseada no fato de dois ou mais fluidos não serem miscíveis. Em se tratando de escoamentos com superfície livre e com presença de ondas, o método tem sido bastante utilizado e se mostrado eficiente (MINUSSI, 2007; CONDE; DIDIER, 2009; BRITO, 2010, FERREIRA, 2013, BAZARGAN; AGHEBATIE, 2016, TONIATI, 2018, PERES *et al.*, 2019).

Para cada fase, uma nova variável é introduzida: a fração de volume. Trata-se de um parâmetro escalar que varia entre 0 e 1. O valor 1 caracteriza o fluido líquido e o valor zero caracteriza o ar. O movimento da interface é dada pela equação 33.

$$\frac{\partial C'}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla C' = 0 \quad (33)$$

que é a chamada equação de transporte da fração volumétrica C' , onde $\vec{U}$ é o vetor velocidade.

Este método não calcula explicitamente a posição da superfície livre entre os fluidos (líquido e ar). A superfície livre é determinada em um campo de fração de volume. Ou seja, na prática é detectada na interface entre os dois fluidos. As propriedades físicas dos fluidos na região de transição são calculadas como médias ponderadas (BRITO, 2010). Sendo assim, a massa específica e a viscosidade são dadas pelas equações 34 e 35:

$$\rho = \rho_{liquido} + \rho_{ar}(1 - C') \quad (34)$$

$$\mu = \mu_{liquido} + \mu_{ar}(1 - C') \quad (35)$$

A tensão superficial em escoamentos com números de $Re \gg 1$ pode ser desprezada quando o número de Weber (We) $\gg 1$, sendo este calculado pela equação 36:

$$We = \frac{\rho L U^2}{\sigma} \quad (36)$$

Em que L é o comprimento característico, U é a velocidade média de escoamento e σ é a tensão superficial do líquido. Para o caso estudado a tensão superficial pôde ser desprezada.

3.3.2 Acoplamento Pressão/Velocidade

O acoplamento Pressão - Velocidade à equação da conservação da quantidade de movimento pode ser realizado por três métodos diferentes no *software* Fluent: SIMPLE, PISO e SIMPLEC (FLUENT 6.3 USER'S GUIDE, 2006). O algoritmo do SIMPLE (PATANKAR; SPALDING, 1972) é iterativo e o campo de pressões é estimado para determinar as componentes da velocidade. A correção da pressão é deduzida a partir das equações da quantidade de movimento e continuidade. Isto é repetido até ocorrer a convergência. Já o esquema PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) considera a qualidade de cada elemento de malha e executa dois cálculos adicionais com relação à correção de pressão (FLUENT 6.3 USER'S GUIDE, 2006)

Neste problema, o algoritmo utilizado para o acoplamento é o SIMPLEC (VAN DOORMAL; RAITHBY, 1984), conforme já utilizado em outros trabalhos de escoamento com superfície livre (MINUSSI, 2007; LEITE, 2009, FERREIRA *et al.*, 2014), cuja estrutura é semelhante ao SIMPLE, possuindo, porém, uma relação que permite corrigir a pressão a cada nova iteração de velocidade. A diferença entre os dois algoritmos está apenas na expressão da correção da pressão, sendo que o SIMPLEC apresenta resultados mais precisos (FLUENT 6.3 USER'S GUIDE, 2006).

3.3.3 Pressão

A interpolação da pressão é feita pela rotina PRESTO (Pressure Staggering Option) aconselhado pelo manual do FLUENT para modelagem de todas as simulações que utiliza o esquema multifásico VOF.

3.3.4 Equação da Quantidade de Movimento

Neste caso, o termo convectivo da equação de quantidade de movimento é modelado pelo esquema Third Order MUSCL (Monotonic Upstream Scheme for Conservation Laws) que permite obter melhores resultados em comparação com a utilização de esquemas de ordem inferior (por exemplo, UDS de 1ª ordem). Segundo Fluent 6.3 User's Guide, (2006), o esquema MUSCL melhora a precisão espacial para todos os tipos de malhas, reduzindo a difusão numérica, o que justifica a escolha do método.

3.3.5 Fração de Volume

Dentre os esquemas disponíveis QUICK (*Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics*), esquema de segunda ordem (*2nd Order Upwind*) e HRIC (High Resolution Interface Capturing). Para evitar a difusão numérica, o método utilizado para a discretização do problema de duas fases é o HRIC, pois foi desenvolvido para ser aplicado com o esquema VOF, apresentando assim, resultados mais precisos na região de interação entre as duas fases (ar e água) (FLUENT 6.3 USER'S GUIDE, 2006).

3.4 Estudo de Caso. O experimento de Brock

Nessa pesquisa, afim de reproduzir numericamente os experimentos de Brock (1969) adotou-se uma malha retangular, uma vez que essa é mais indicada para resoluções de escoamentos com superfície livre sem obstáculos (Fluent 6.3 User's Guide, 2008). A malha consiste em um canal 2D com 40 m de comprimento sem descontinuidades, ou seja, mudança bruscas no dimensionamento dos elementos, existe um maior refinamento da malha próximo ao fundo do canal até a altura de $2 h_0$, sendo h_0 a profundidade do fluido, afim de se obter resultados mais precisos na interface entre os dois fluidos (água-ar). Na entrada do canal, há também necessidade de um maior refinamento, portanto os

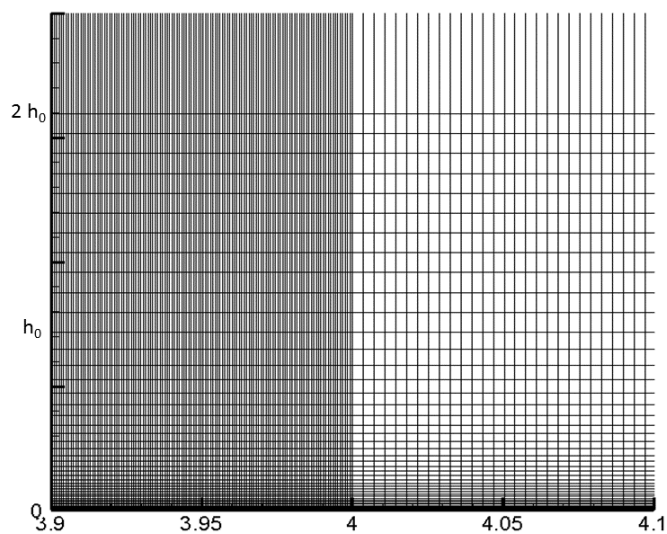
elementos presentes até 4 m de comprimento de canal correspondem a 33% do número total de elementos na malha.

As figuras 5 e 6 apresentam a malha utilizada e as condições de contorno adotadas, respectivamente.

As hipóteses e condições de contorno assumidas para o escoamento com superfície livre de fluido newtoniano são dadas por:

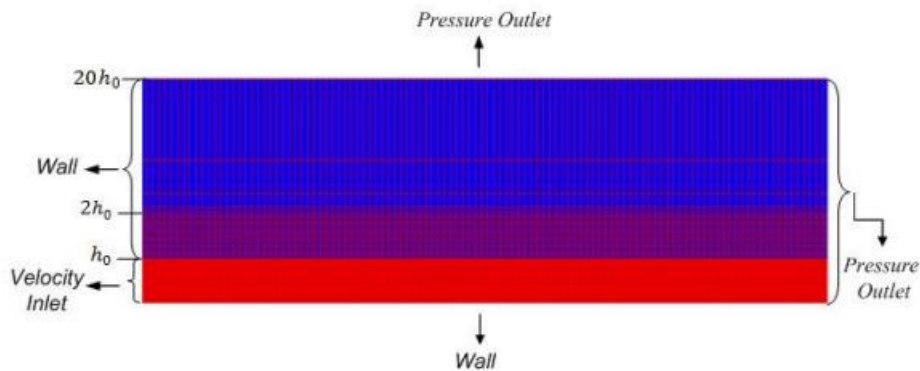
- a) escoamento bidimensional sobre um canal retangular de 40 m de comprimento;
- b) fundo e parte superior da entrada do canal- *wall*- condição de parede e fluxo nulo;
- c) saída e cota superior do canal- *pressure outlet*- pressão de saída igual a pressão atmosférica;
- d) entrada- *velocity inlet* - na velocidade de entrada é imposta uma perturbação constante através de uma UDF (*User defined function*),

Figura 5- Detalhes da malha



Fonte: Próprio Autor.

Figura 6- Condições de contorno adotadas.



Fonte: Ferreira (2013)

3.4.1 Imposição de uma Perturbação

Afim de se realizar um estudo sobre *roll waves* permanente é necessário a imposição de uma perturbação na velocidade de entrada. Essa perturbação é imposta através de uma função senoidal dada pela equação 37:

$$V = \bar{u} \left[1 + B \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \right] \quad (37)$$

Em que:

V = Velocidade de entrada

$\bar{u}$ = Velocidade média do escoamento em regime uniforme

B = Intensidade da perturbação

T = Período da perturbação

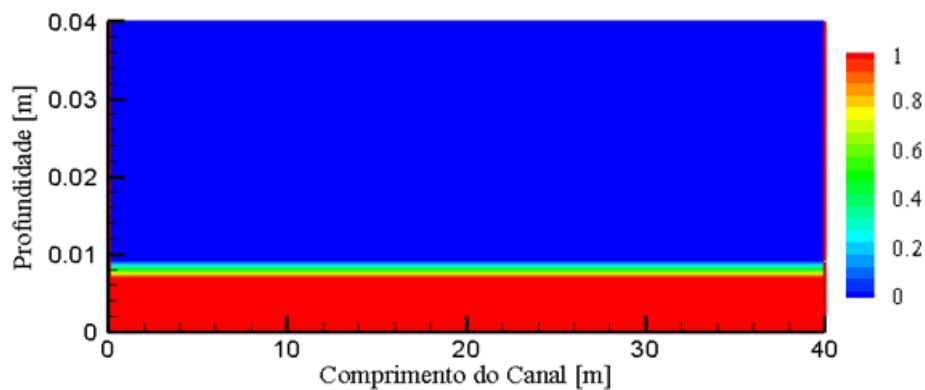
3.4.2 Condições de Operação

No interior do domínio são definidas as zonas dos fluidos, para isso é necessário identificar os fluidos presentes no escoamento e suas propriedades, tais como: massa específica, viscosidade e modelo reológico. O *software* Fluent possui um banco de dados de diversos fluidos e permite ao usuário adicionar outros fluidos não listados. Nas simulações realizadas nesse trabalho, os fluidos em escoamento são a água e o ar.

Nestes modelos, a fase mais leve costuma ser definida como a fase primária (ar), o que irá contribuir para obtenção de melhores resultados, considerando a pressão na superfície livre igual a pressão atmosférica (FLUENT 6.3 USER'S GUIDE, 2006). Além disso é necessário indicar a região ocupada pelo fluido na condição inicial, nesse caso, a lâmina inicial tem dimensão h_0 como ilustra a figura 7 por meio de valores de VoF.

A Tabela 2 mostra os esquemas numéricos utilizados. Tais esquemas já foram apresentados em simulações de escoamentos com superfície livre (CONDE; DIDIER, 2009, TONIATI, 2018), com sucesso.

Figura 7- Lâmina Inicial.



Fonte: Próprio Autor.

Tabela 2 - Esquemas numéricos adotados para a simulação

Modelo multifásico	VoF
Tempo	Unsteady/Second Order Implicit
Modelo viscoso	Standard k- ε
	Standard k- ω
Acoplamento: Pressão/velocidade	Simplec
Pressão	Presto
Quantidade de movimento	Third Order MUSCL
Fração de Volume	Modified HRIC

Fonte: Próprio Autor

A tabela 3 apresenta a região utilizada para cada modelo de turbulência e os tratamentos de parede que foram utilizados nesse trabalho, assim como, a região em que serão utilizados, conforme discutido no item 1.2.3.

Tabela 3- Regiões a serem utilizadas em função do modelo de turbulência e do tratamento de parede.

Modelo de turbulência	Tratamento de parede	Região a ser utilizada
$k - \omega$	Enhanced wall treatment	Viscous sub-layer
$k - \varepsilon$	Enhanced wall treatment	Viscous sub-layer
$k - \varepsilon$	Standard wall treatment	Log-law region

Fonte: Próprio Autor

3.5 Confrontação entre Utilização de Courant Fixo e Passo de Tempo Fixo

O número de Courant pode ser definido como apresentado na equação 38

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \quad (38)$$

Em que u é a velocidade característica do sistema, Δt é o passo de tempo do modelo numérico e Δx é o tamanho característico do elemento de malha.

O *software* Fluent nos fornece dois modos de definir a variação de tempo da simulação (Δt) por iteração. Uma vez que a malha já está definida, pode-se optar por ter um passo de tempo fixo ou um número de Courant fixo.

Ambas possibilidades foram simuladas para um mesmo caso (modelo $k - \omega$ em canal liso), a fim de se verificar qual procedimento necessitaria de menor esforço computacional. Para o caso avaliado, o método utilizando o número de Courant fixo de 0,25 se mostrou 30% mais rápido para obtenção de um resultado idêntico ao método do passo de tempo fixo.

3.6 Definição da Malha Computacional

A fim de se obter uma boa malha computacional, foi feita uma análise de sensibilidade de malha segundo o método Grid Convergence Index (GCI), para isso foram feitas simulações utilizando o modelo $k - \omega$ em três malhas com diferentes refinamentos. As malhas utilizadas contêm aproximadamente 437.745, 750.650 e 1.138.735 elementos retangulares, sendo que, os resultados aqui apresentados são referentes à malha intermediária (750.650 elementos). Um maior detalhamento sobre o método GCI e comparações entre os resultados obtidos para as diferentes malhas estão apresentados no Apêndice A.

3.7 Pós-Processamento

Nessa fase os dados obtidos pelo *software* são analisados e apresentados de diversos modos através de opções do Fluent ou de outros *softwares* que realizam plotagens. Neste trabalho foram utilizados o Matlab e o Tecplot.

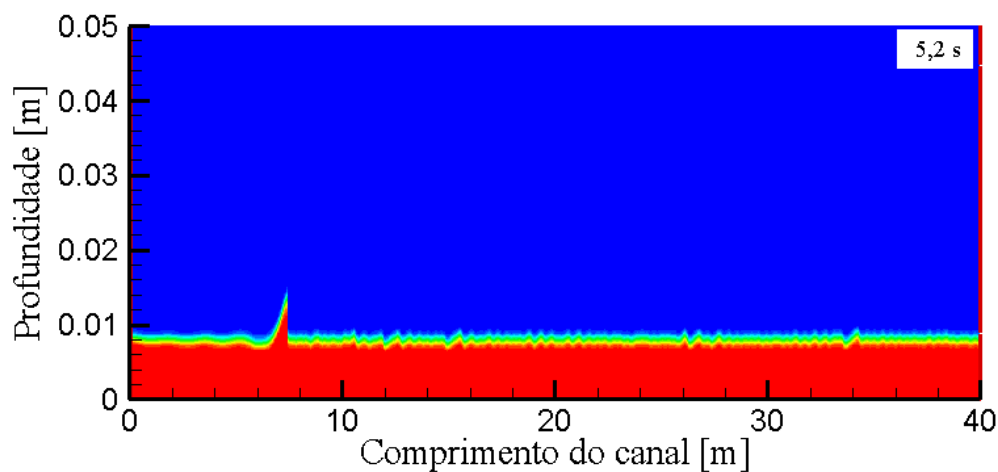
4 RESULTADOS

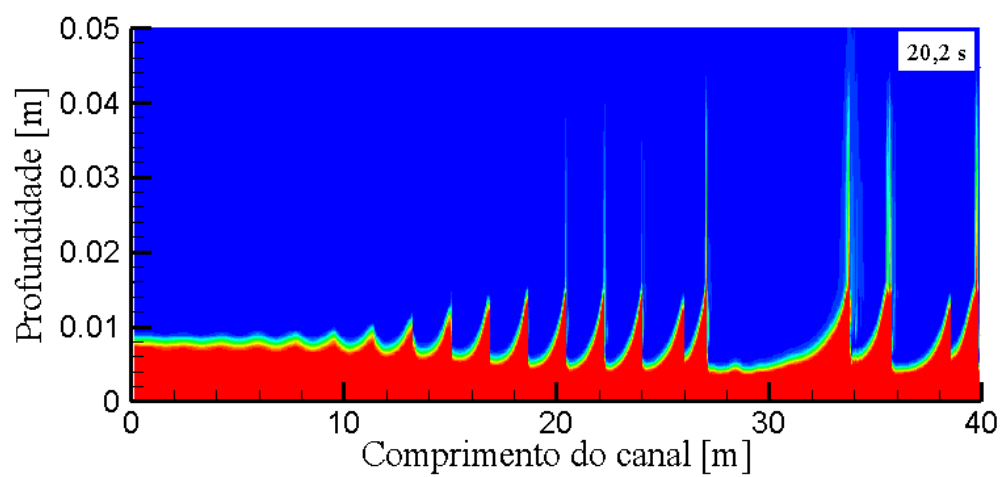
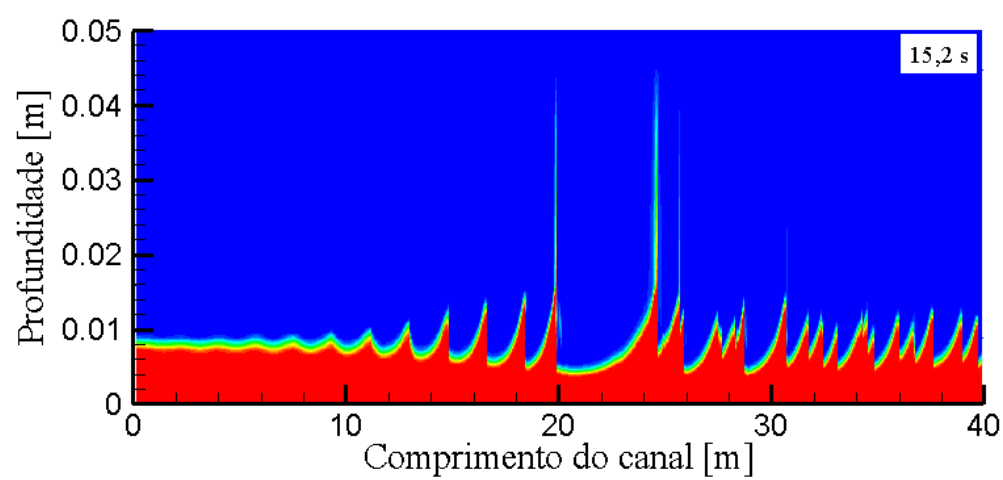
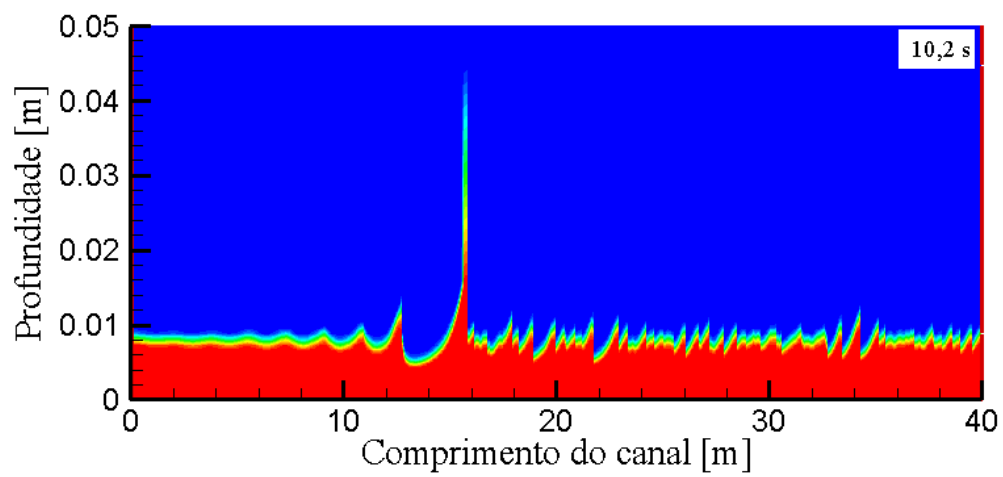
4.1 Modelo $k - \omega$

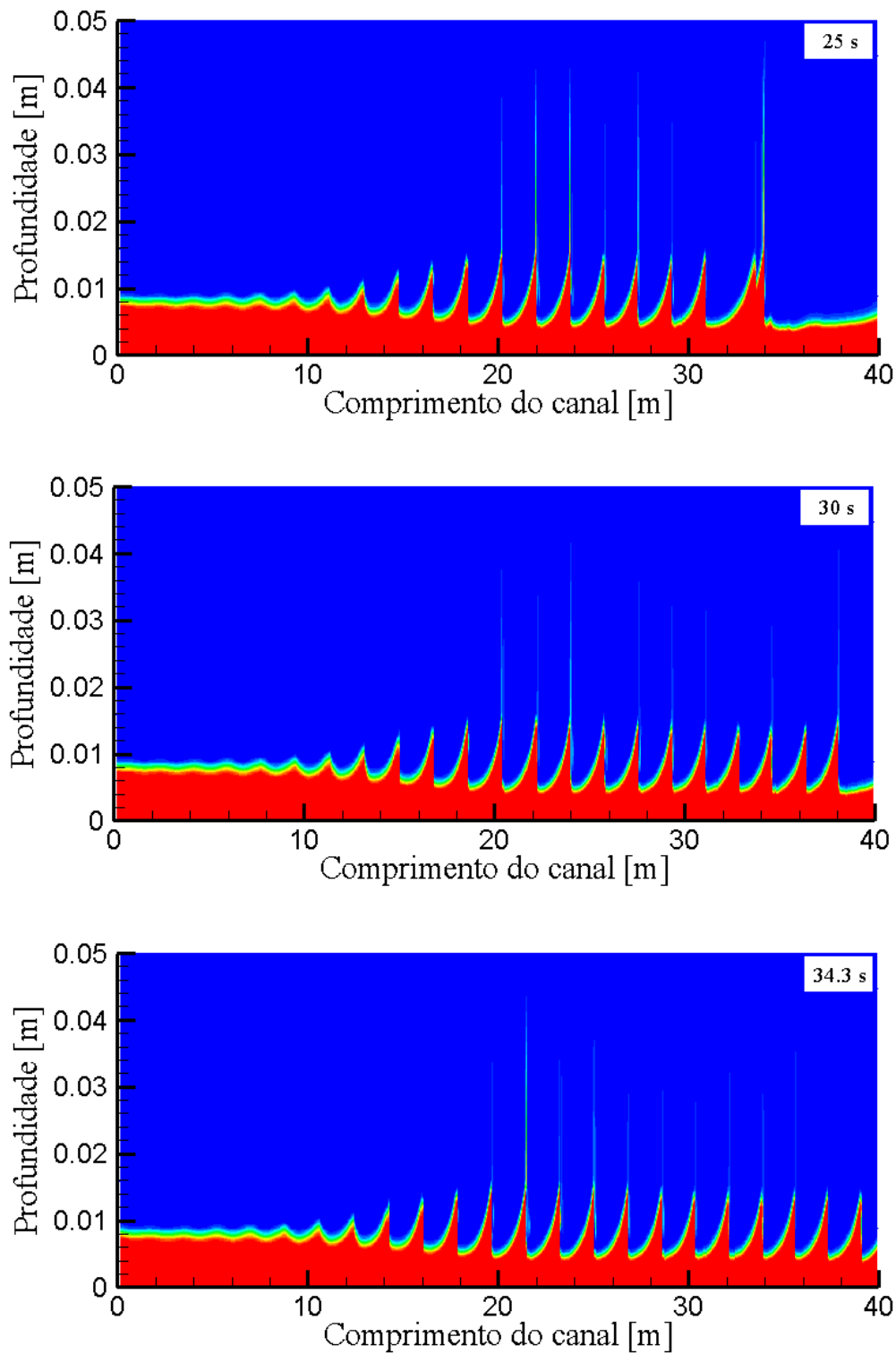
Com os parâmetros escolhidos para o modelo $k - \omega$ e as condições impostas para o Caso 1, conforme apresentado na Tabela 1 do item 2.1, o problema foi resolvido em um tempo de aproximadamente 30 dias, em um computador *desktop* com processador Intel Core i7 7700 3,2 Ghz paralelizados em oito núcleos, sendo quatro deles reais e quatro virtuais.

O elevado tempo de cálculo é esperado em simulações de fenômenos que ocorrem em extenso domínio, e sobretudo, que exige malha refinada, como no caso das *roll waves*. Através das simulações pode-se visualizar desde o início da formação de *roll waves* até a sua forma estável. A figura 8 ilustra os resultados para diferentes tempos de simulação.

Figura 8- Propagação de *roll waves* ao longo do canal para o modelo $k - \omega$.







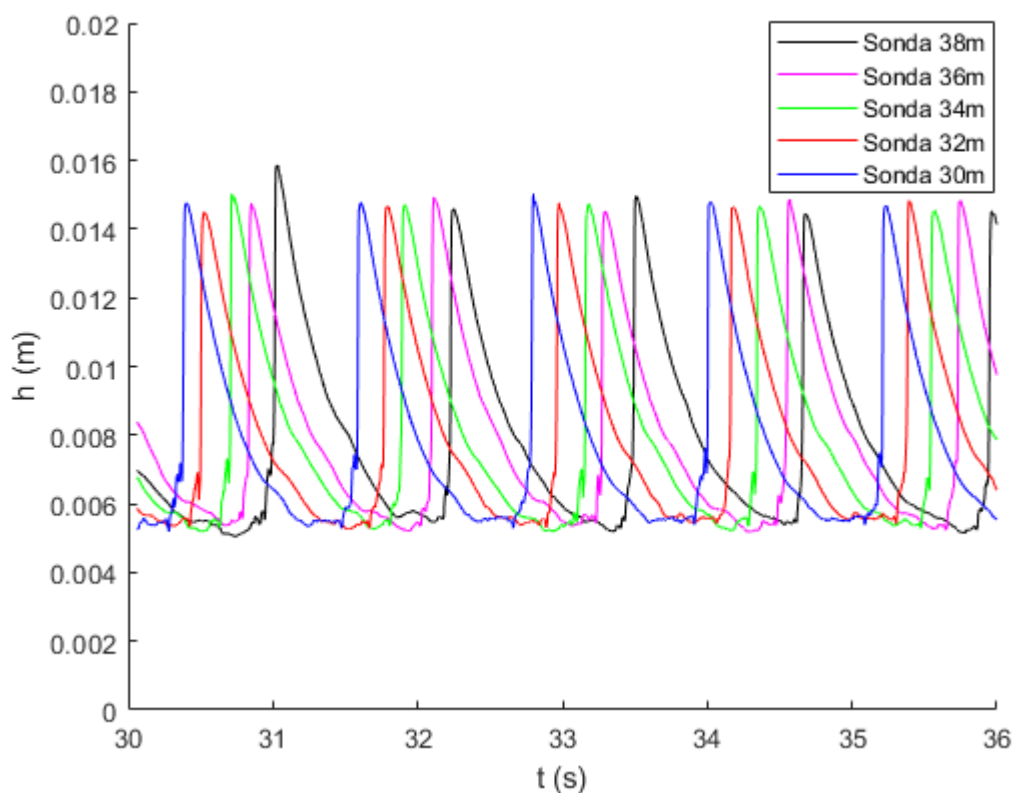
Fonte: Próprio Autor.

Pode-se observar que as ondas se tornam estáveis a partir do instante $t = 30$ s e possuem um comprimento de onda e amplitudes bem definidos. A observação espacial permite definir o comprimento de onda, que para esse caso é de 1,73 m, ondas longas são características de escoamento de águas rasas.

Uma análise temporal para um ponto fixo no espaço é realizada, os pontos de observação são dispostos na parte final do canal a uma distância de dois metros entre eles, desse modo é possível definir em qual ponto do canal as ondas se estabilizam. A figura 9 mostra a amplitude das ondas em função do tempo, em pontos fixos próximos à saída do canal.

É possível perceber que o período da onda é de 1,22 s, esse período é igual ao período da perturbação imposta, o que está condizente com a literatura (KRANENBERG, 1992; NEEDHAM; MERKIN, 1987; MACIEL, 2001), é possível também determinar a velocidade de propagação da onda de 1,44 m/s.

Figura 9 - Amplitudes das ondas em função do tempo para os pontos de 30 m, 32 m, 34m, 36 m e 38 m (Modelo $k - \omega$)



Fonte: Próprio Autor.

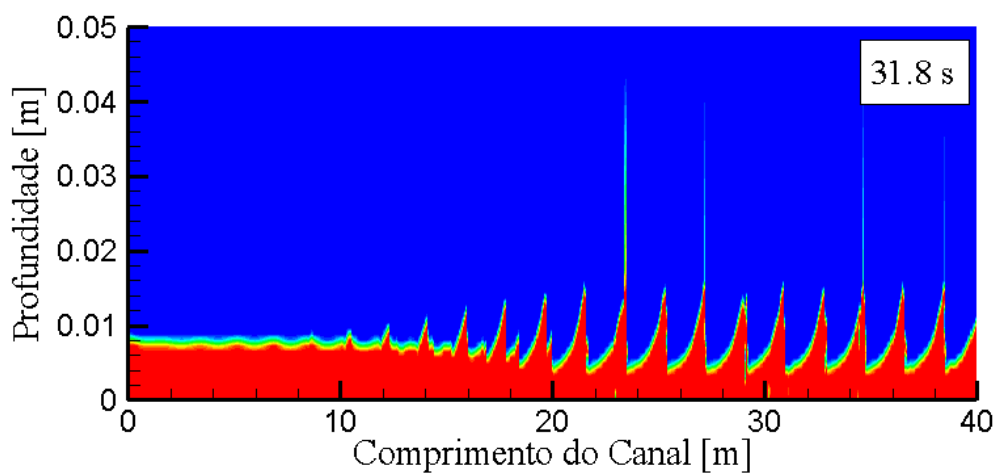
4.2 Modelo $k - \varepsilon$

Similarmente ao modelo $k - \omega$, a estabilização das ondas no modelo $k - \varepsilon$ ocorre próxima ao instante $t = 30$ s, possuindo comprimento e amplitudes bem definidos. A figura 10 apresenta o resultado da simulação do modelo $k - \varepsilon$ conforme os dados da Tabela 1 do item 2.

Por meio da figura 9 é possível definir o comprimento de onda, que para esse caso é de 1,86 m. A análise temporal é feita de forma semelhante ao realizado no modelo $k - \omega$. A figura 11 mostra as amplitudes das ondas em função do tempo, em pontos fixos próximos à saída do canal.

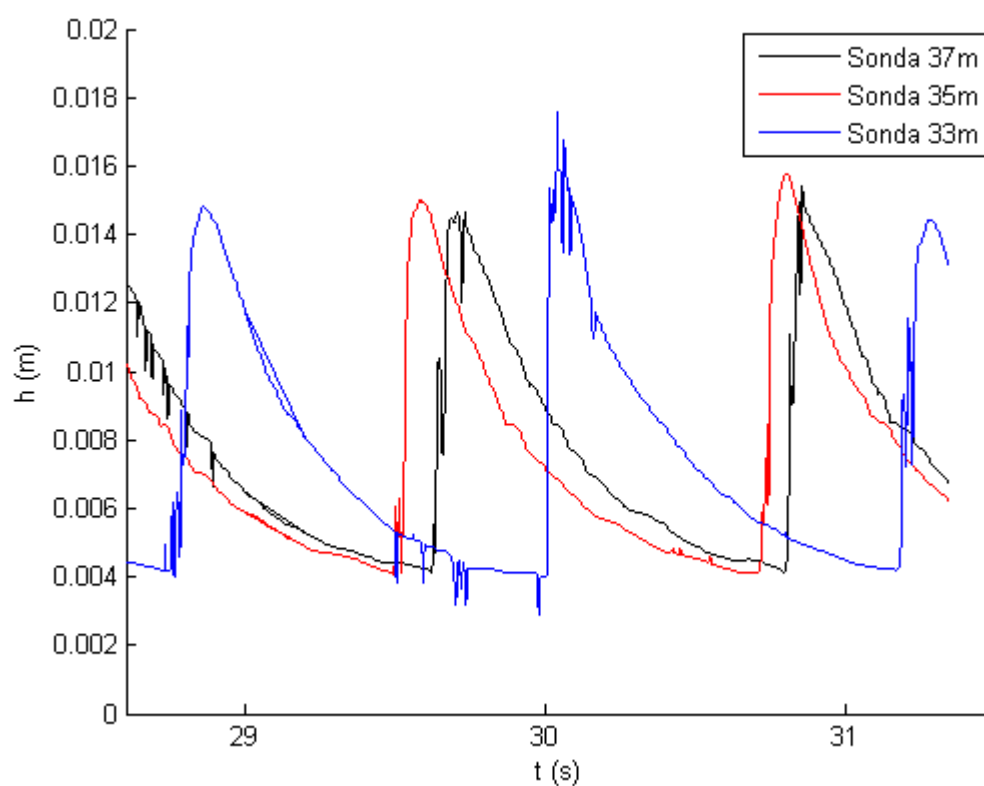
É possível perceber que o período da onda é de aproximadamente 1,22 s. Com isso determinou-se também a velocidade de propagação da onda, neste caso de 1,55 m/s.

Figura 10 - Propagação de *roll waves* ao longo do canal para o modelo $k - \varepsilon$.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 11- Amplitudes das ondas em função do tempo para os pontos de 33 m, 35 m e 37 m (Modelo $k - \epsilon$).



Fonte: Próprio Autor.

4.3 Confrontação de Resultados, Estabilização das Ondas - Canal Liso.

Para a validação dos resultados obtidos, esses são comparados com os resultados experimentais de Brock (1969), o modelo numérico simulado por Cao *et al.* (2015) e o modelo 1D elaborado por Dressler (1949).

A Tabela 4 mostra as propriedades da onda estabilizada para os modelos de turbulência utilizados.

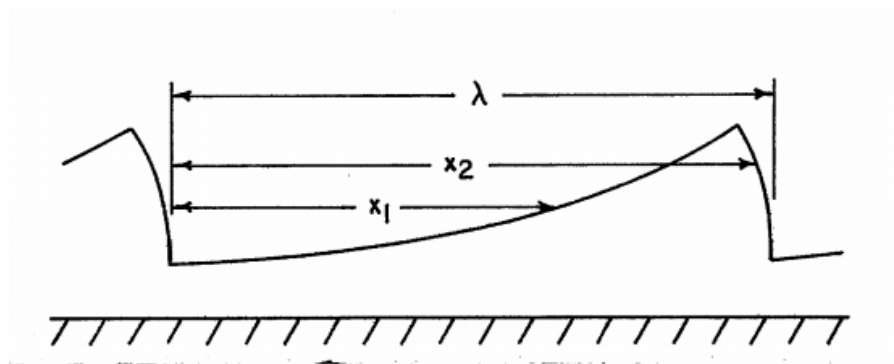
Tabela 4 - Propriedades das *roll waves* para $Q= 9,72 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, $Fr= 3,71$, $\theta= 2,87^\circ$, Canal liso

Modelo de turbulência	Comprimento de onda (m)	Velocidade de propagação da onda (m/s)	Frequência (s^{-1})	Amplitude da onda (m)	Valores de y^+
$k - \omega$	1,73	1,43	0,81	0,0136	3-4
$k - \varepsilon$	1,86	1,55	0,82	0,0146	25-45

Fonte: Próprio Autor

Brock apresenta seus resultados em função de adimensionais dado por h/h_n que é a razão entre a amplitude da onda estabilizada pela amplitude da lâmina normal do fluido (h_0) e por um adimensional baseado no comprimento de onda como mostrado na figura 12, em que x_1 e x_2 representam os pontos de medição de amplitude de onda em relação ao comprimento total da onda (λ).

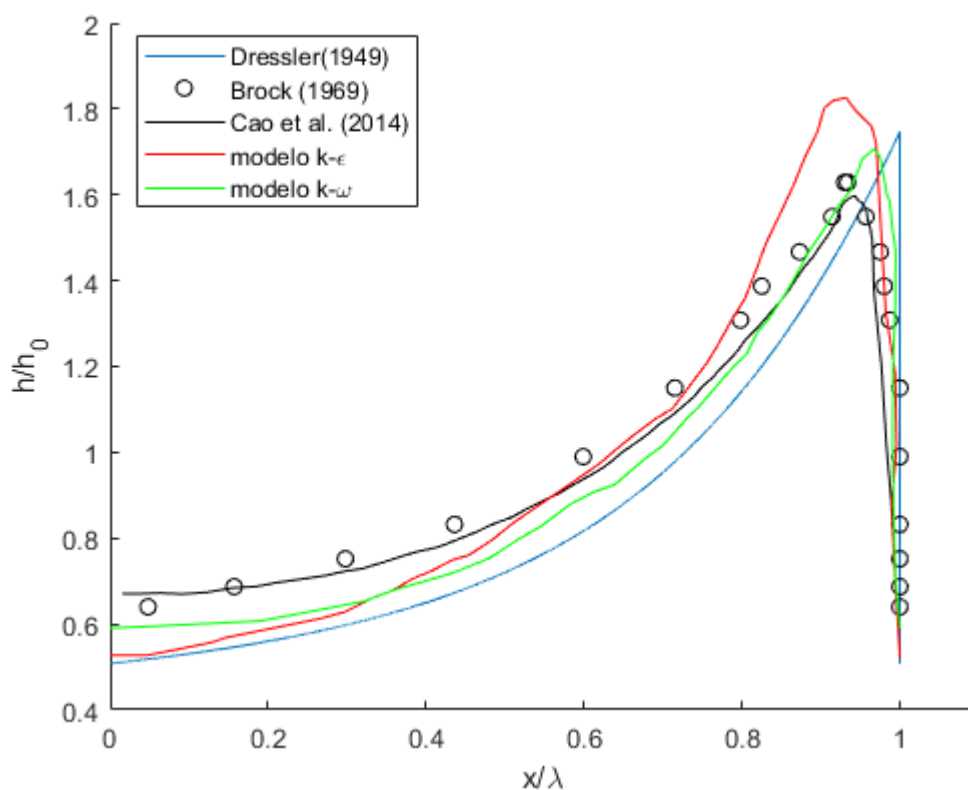
Figura 12- Definição das coordenadas para análise da superfície da água para *roll waves* periódicas.



Fonte: Brock (1969)

A confrontação de resultados através desses adimensionais são comuns na literatura, como apresentado por Cao *et al.* (2015). A figura 13 mostra uma comparação entre os dois modelos de turbulência utilizados, os resultados experimentais de Brock, o modelo 1D de Dressler (programado pela Grupo RMVP) e os resultados numéricos obtidos por Cao *et al.* (2015).

Figura 13- Comparação entre os modelos de turbulência utilizados e dados da literatura.



Fonte: Próprio Autor.

Algo importante de se observar é a forma da onda, as ondas apresentadas por Brock (1969) apresentam um perfil menos vertical, na região do choque, do que os obtidos pela simulação, é visível também a semelhança entre as simulações e o modelo 1D de Dressler (na mesma região), donde conclui-se que o Fluent reproduz a condição de choque, assim como proposto por Dressler (1949).

Nota-se também que para esse caso existe uma concordância satisfatória entre o modelo $k - \omega$ e a curva de ajuste obtida por Cao *et al.* (2015), ainda que aqueles autores trabalhem com um modelo $k - \varepsilon$ modificado e equações promediadas na vertical (águas rasas).

A Tabela 5 apresenta as diferenças percentuais entre as simulações e os resultados de Brock para diferentes pontos da onda.

Tabela 5- Comparação percentual das ondas (ponto a ponto) entre os modelos testados e Brock (1969)

x/λ	Modelo $k - \varepsilon$ (%)	Modelo $k - \omega$ (%)
0,05	17,67	7,22
0,15	17,20	12,21
0,30	16,41	14,15
0,44	10,05	12,90
0,60	4,45	9,80
0,72	4,17	6,26
0,80	3,90	6,04
0,83	7,07	5,48
0,87	10,16	3,48
0,91	17,49	0,77
0,93	12,09	2,22
0,96	13,99	9,41
0,97	3,68	15,97
0,98	0,22	11,66

Fonte: Próprio Autor

Através da Tabela 5 pode-se observar que para o modelo $k - \omega$ as diferenças percentuais são de 14,15 % a 0,77 %, a máxima diferença ocorre no início da onda, e a mínima diferença ocorre próximo a crista da onda. Para o modelo $k - \varepsilon$, o erro mínimo foi de 0,22% e o máximo de 17,67%, sendo que o máximo ocorreu também no início da onda e o mínimo em um ponto após o pico da onda ($x/\lambda = 0.98$)

Uma propriedade importante de se analisar é a amplitude da onda; tal comparação pode ser feita através da análise da figura 12. A diferença entre as amplitudes de onda obtida por Brock e pela simulação do modelo $k - \omega$ é de 4,77%, enquanto a diferença entre Brock e o modelo $k - \varepsilon$ é de 12,09%.

O modelo $k - \varepsilon$ se mostrou mais eficaz em determinar o posicionamento do pico da onda em relação ao comprimento total da mesma. O pico de Brock ocorre para o adimensional $x/\lambda = 0,934$, no modelo $k - \varepsilon$ em $x/\lambda = 0,932$ e no modelo $k - \omega$ em $x/\lambda = 0,968$.

4.4 Análise de Campo de Velocidade e de Tensão de Cisalhamento no Fundo do Canal.

A figura 14 mostra o campo de velocidade do escoamento na presença de *roll waves* já estabilizadas, em canal liso para o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ (Fig.14 a) e para o modelo $k - \omega$ (Fig. 14 b), juntamente com a interface água - ar para valores de 0,50 a 0,55.

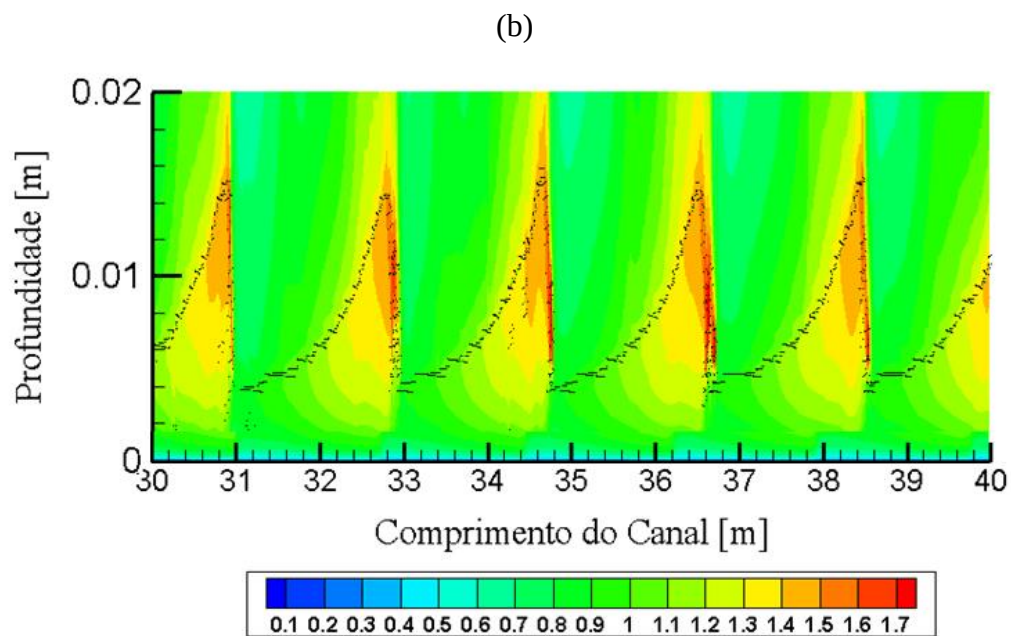
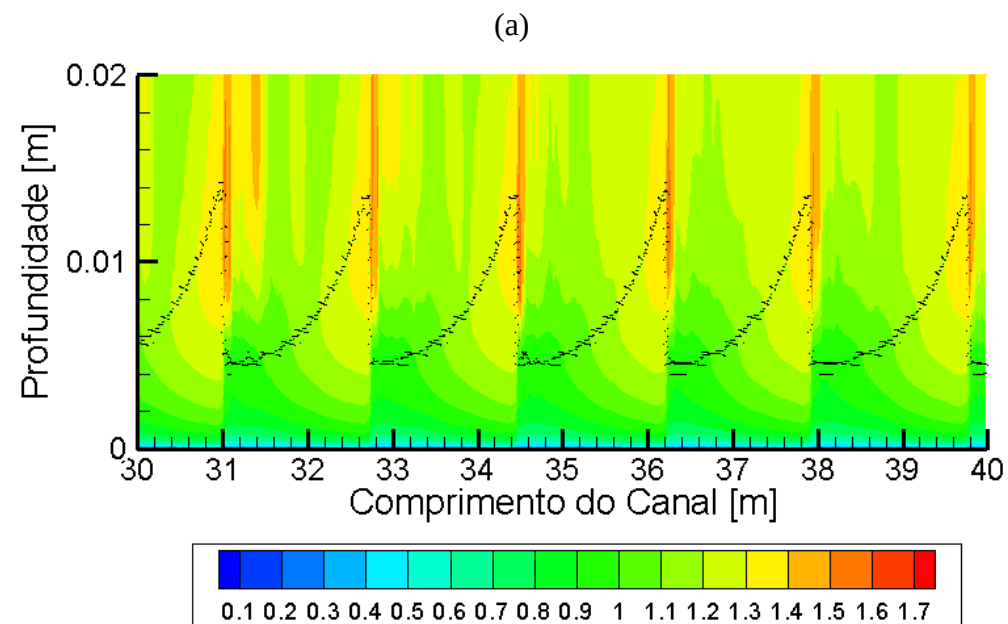
Nota-se como as velocidades possuem valores mínimos no início da onda e aumentam conforme o crescimento da onda, atingindo o máximo na região próxima ao choque, com valores 63% maiores que a velocidade média do escoamento uniforme.

Uma outra propriedade importante para análise é a tensão de cisalhamento no fundo do canal na ocorrência de *roll waves* permanentes. A figura 15 mostra a tensão de fundo no canal em função da profundidade do escoamento e do comprimento de canal, para os modelos de turbulência $k - \omega$ e $k - \varepsilon$.

É possível visualizar como o surgimento do fenômeno afeta diretamente a tensão de fundo no canal, os valores mínimos são encontrados na região sem ondas e, no início dessas, tais valores aumentam com o crescimento da onda. Para ambos os modelos a tensão de fundo máxima ocorre na região próxima ao choque com valores de 5 Pa. A figura 16 ilustra a tensão de fundo do canal para a região de onda estabilizada.

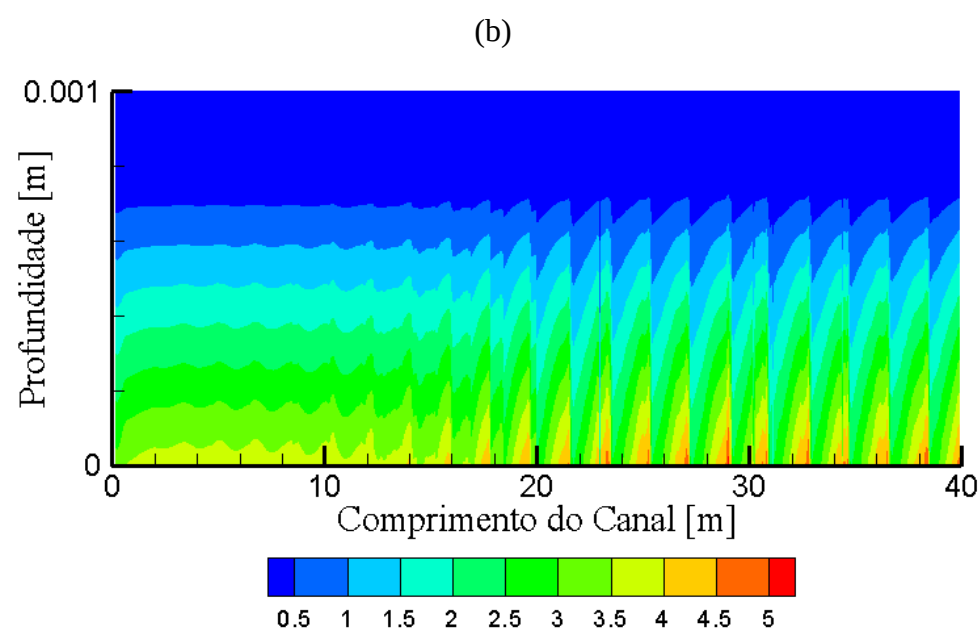
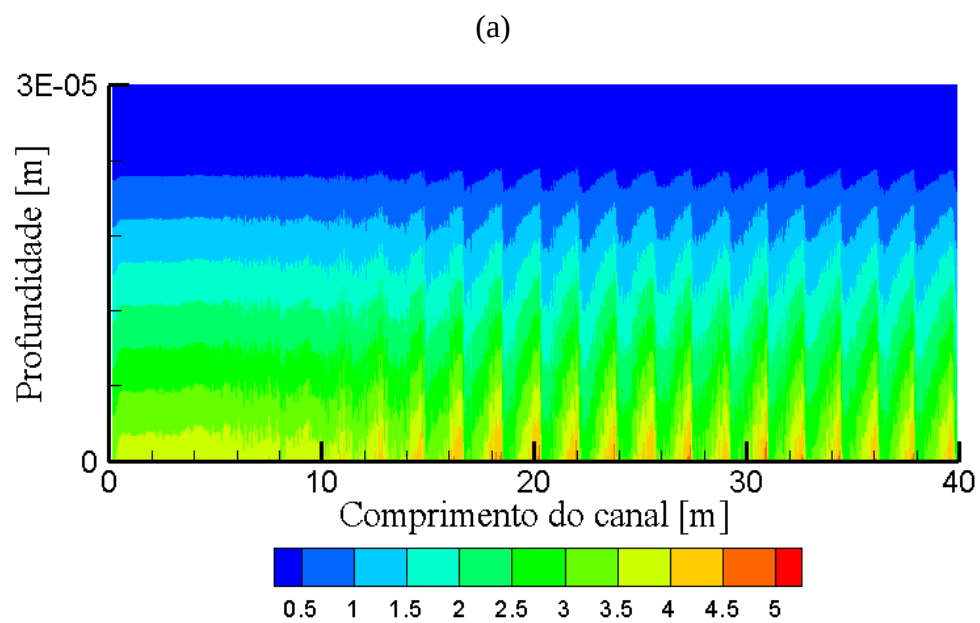
Comportamento semelhante ao da tensão de fundo, pode-se observar no campo de velocidade, em que a velocidade máxima está próxima à região do choque, no entanto, para o modelo $k - \varepsilon$ essa velocidade máxima está próxima ao choque, mas abrange uma parte significativa no interior da onda, o que pode justificar as diferenças em relação à amplitude, comprimento e velocidade de propagação da onda quando comparadas com o modelo $k - \omega$.

Figura 14- Campos de velocidade [m/s] e fronteira VoF. (a) Modelo $k - \omega$. (b) Modelo $k - \varepsilon$.



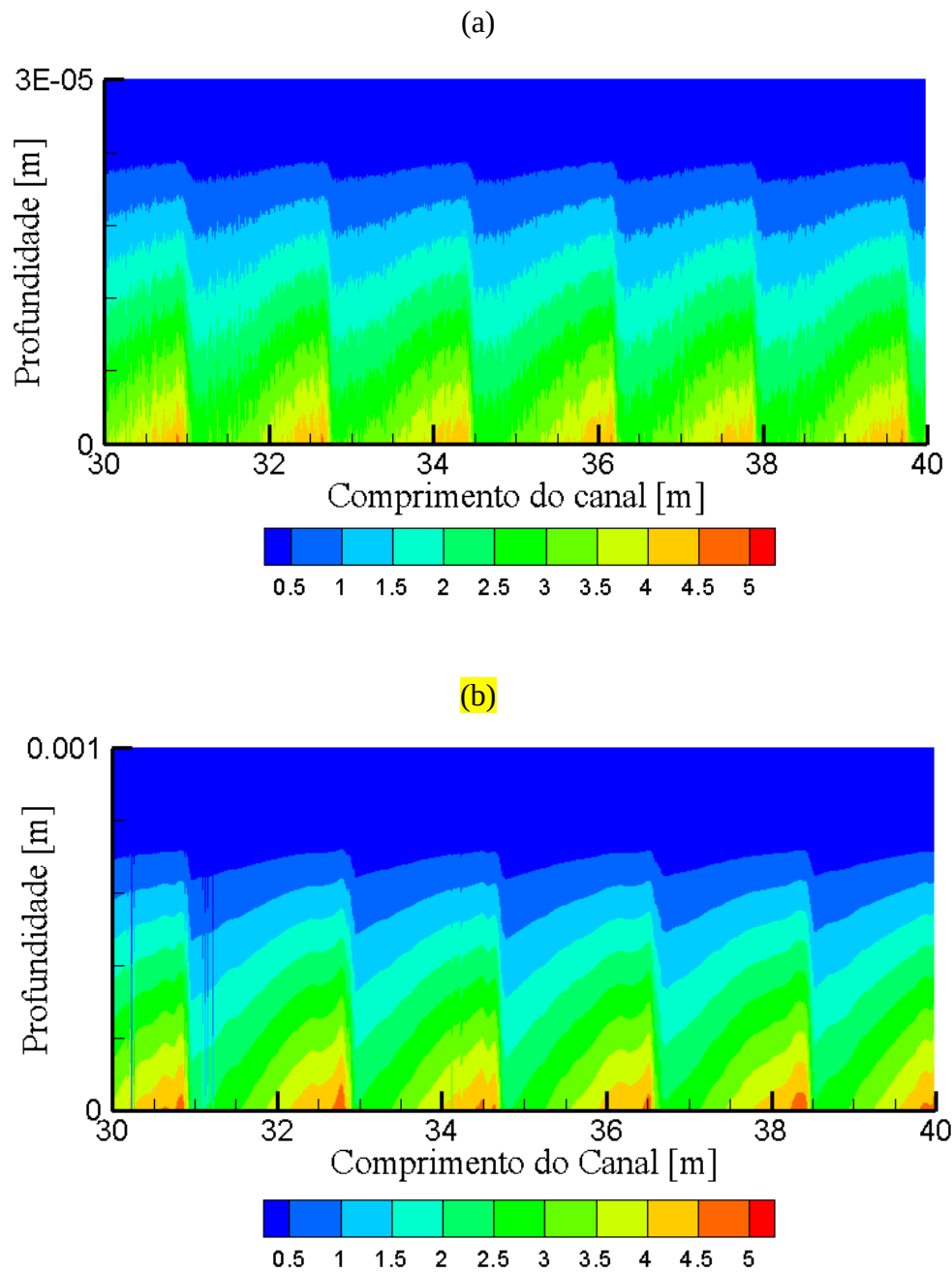
Fonte: Próprio Autor.

Figura 15- Tensão de fundo de canal [Pa]. (a) Modelo $k - \omega$. (b) Modelo $k - \varepsilon$.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 16- Tensão de fundo de canal [Pa] na região estabilizada. (a) Modelo $k - \omega$. (b) Modelo $k - \varepsilon$.



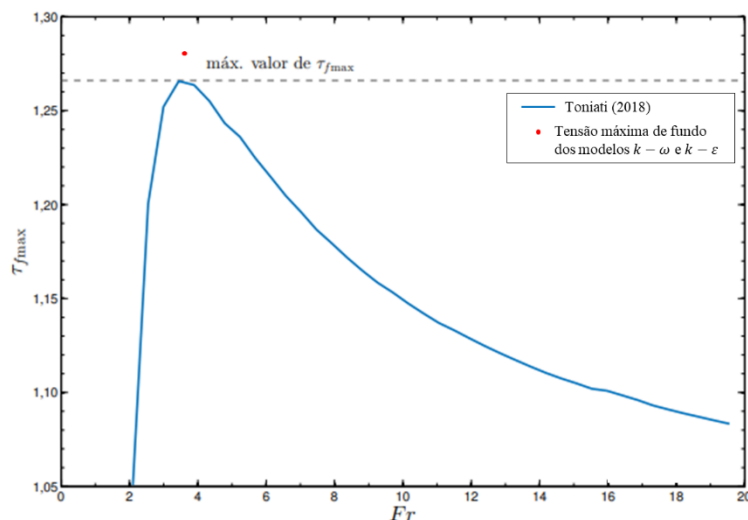
Fonte: Próprio Autor.

4.5 Análise em Relação a Tensão Máxima de Fundo

Nesse item será discutida a relação da tensão máxima de fundo com base em simulações realizadas por Toniati (2018), utilizando o modelo matemático 1D de Dressler

(1949). A figura 17 apresenta a tensão máxima de cisalhamento no fundo do canal na presença de *roll waves* adimensionalizada pela tensão de fundo de um escoamento uniforme (τ_{fmax}), para diferentes números de Froude.

Figura 17- Tensão máxima de cisalhamento em função do número de Froude.



Fonte: Adaptado de Toniati (2018)

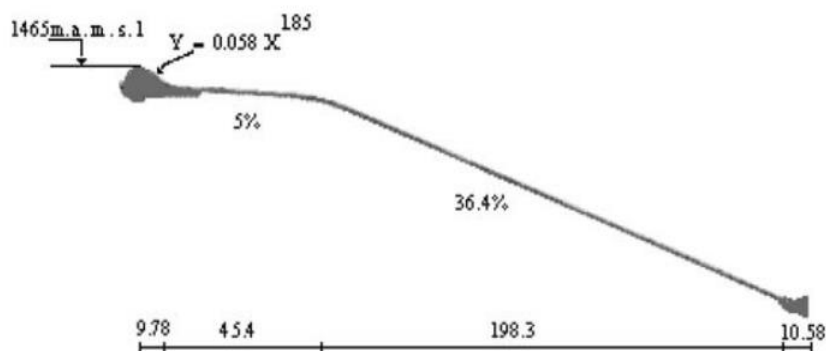
Analisando a figura 17 é possível notar que o aumento percentual da tensão de fundo na presença de *roll waves* foi de 28% sendo superior a tensão de cisalhamento máxima prevista pelo modelo de Toniati (2018) que para o mesmo número de Froude prevê um aumento de 26,5 %, o que corrobora com os resultados de Liu *et al.* (2005) que aponta para um aumento de 30% da tensão de cisalhamento na presença de *roll waves*, em escoamentos turbulentos de fluidos newtonianos.

4.6 Estudo de Caso - Vertedouro da barragem de Azad

Nesse item será apresentada a simulação em um vertedouro da barragem da Azad para verificar se há geração de *roll waves* utilizando o modelo $k - \omega$ e uma comparação dos resultados obtidos com dados experimentais de Bazargan e Aghebatie (2016) e Aghebatie e Hosseini (2016), assim como os resultados obtidos pelos autores para o modelo $k - \epsilon$. Além disso, serão analisados os perfis de velocidade e a tensão de cisalhamento no fundo do vertedouro, na presença de instabilidades, análises essas não realizadas por aqueles autores.

O modelo físico do vertedouro Azad foi construído em Hydraulic Structures Department of Iran Water Research Insituite (IWRI) em uma escala 1:33.33, e permitiu a medição de propriedades como velocidade superficial, profundidade do escoamento e pressão. Na figura 18 é apresentado um esquema do vertedouro.

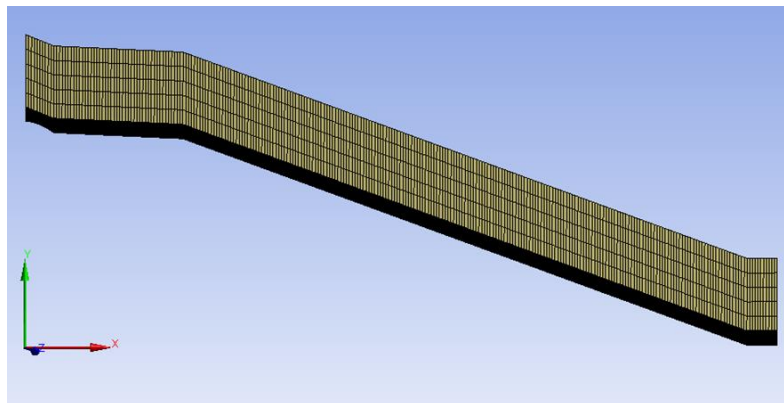
Figura 18- Seção longitudinal do canal do vertedouro Azad



Fonte: Aghebatie e Hosseini (2016)

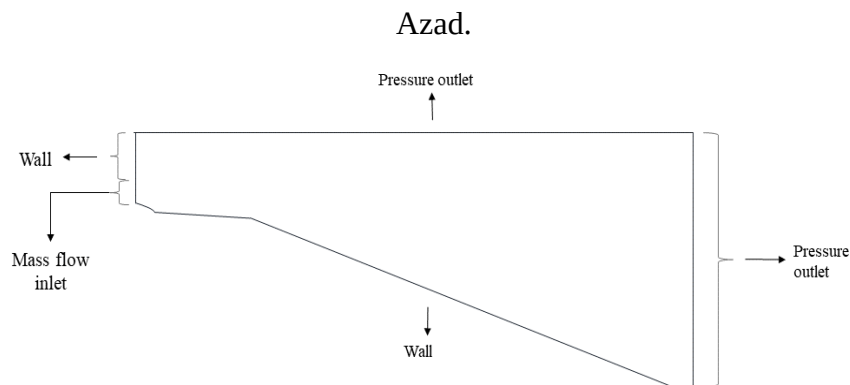
A malha é composta por 250.000 elementos retangulares e sem descontinuidades, existe um maior refinamento no fundo do canal afim de se adequar ao modelo de turbulência e também permitir uma maior precisão nos cálculos efetuados, conforme apresentado na figura 19. As condições de contorno a serem utilizadas estão representadas na figura 20. Aplica-se condição de parede na parte superior da entrada e na parte inferior do vertedouro, condição de saída de pressão na parte superior e na saída do vertedouro, e condição de entrada de fluxo de massa na parte inferior da entrada, é aplicado também a condição de fundo seco.

Figura 19 Malha utilizada para a simulação do vertedouro



Fonte: Próprio Autor.

Figura 20: Condições de contornos adotadas para a simulação do vertedouro



Fonte: Próprio Autor.

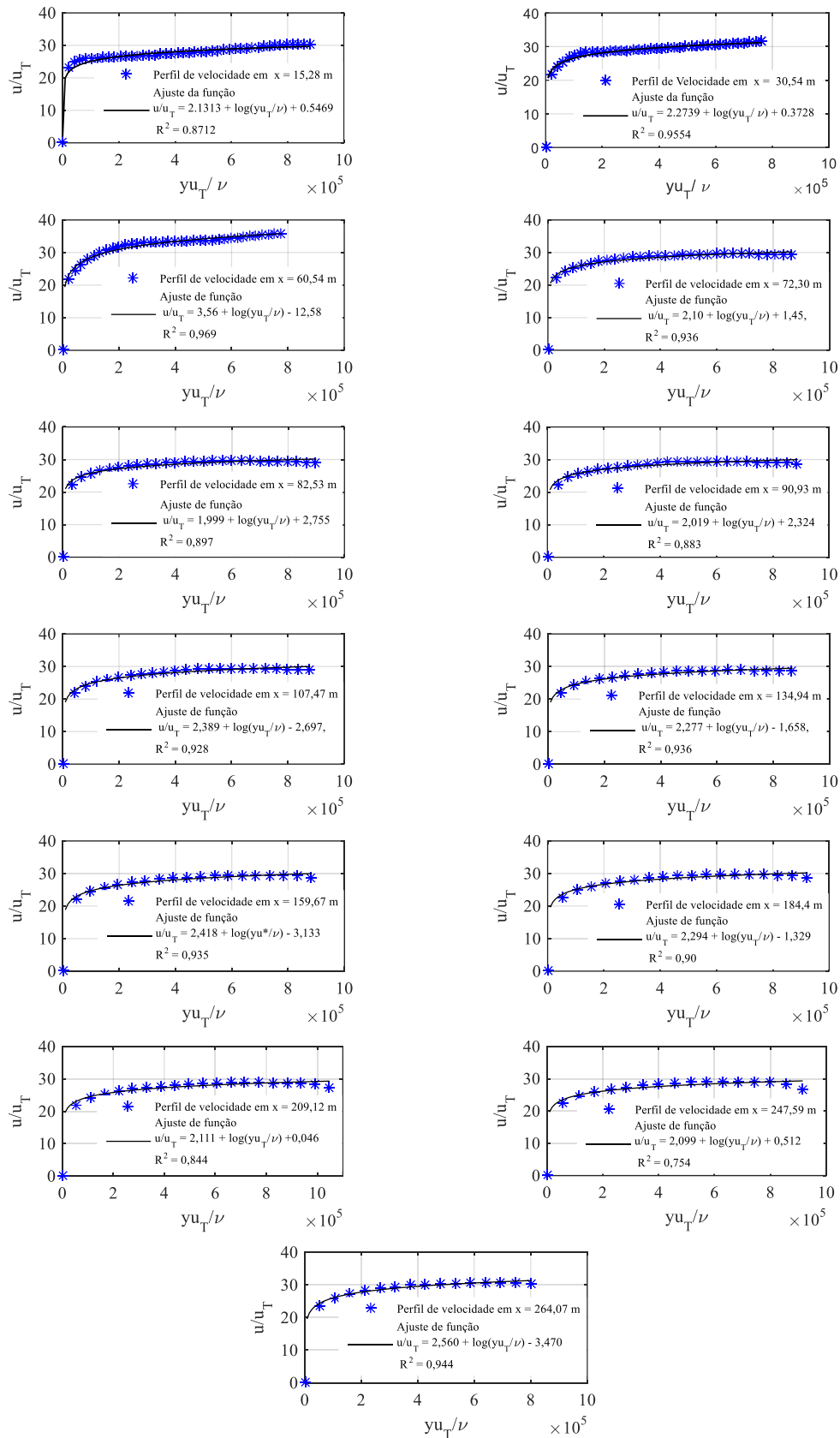
Os *solvers* a serem utilizados estão representados na Tabela 2 com o diferencial que nesse caso será analisado apenas o modelo $k - \omega$, uma vez que o modelo $k - \varepsilon$ já foi analisado por Aghebatie e Hosseini (2016) e Bazargan e Aghebatie (2015). A vazão estudada será de $800 \text{ m}^3/\text{s}$ e inicialmente serão analisadas a profundidade de escoamento e a velocidade superficial, de modo a facilitar a comparação com os dados fornecidos em Aghebatie e Hosseini (2016), posteriormente serão analisados a tensão de cisalhamento no fundo do vertedouro e a velocidade de atrito.

Vale destacar que para o vertedouro não há uma perturbação imposta, ou seja, a ocorrência de instabilidades na superfície livre deverão ocorrer naturalmente.

4.6.1 *Perfis de Velocidade*

Experimentalmente Barzagan e Aghatie (2015) aferiram a profundidade (h) e a velocidade superficial (V_s) do escoamento em 15 pontos ao longo do vertedouro, sendo estes os pontos em que se visualizou a presença de instabilidades. Neste trabalho, todas as análises realizadas referem-se aos mesmos pontos de medição de Barzagan e Aghebatie (2015). Na figura 21 são apresentados os perfis de velocidades adimensionalizadas obtidos através da simulação numérica utilizando o modelo de turbulência $k - \omega$ no instante de 35 segundos.

Figura 21 – Perfil de Velocidade adimensionalizada ao longo do vertedouro



Fonte: Próprio Autor.

Através da figura 21 pode-se observar que o perfil de velocidade adimensionalizada ao longo do vertedouro, pôde ser ajustado pela função logarítmica dada pela lei conhecida como perfil de velocidade universal para escoamentos turbulentos em tubos ou superfície livre, dada pela equação 39:

$$\frac{u}{u_T} = A + \log\left(\frac{yu_T}{\nu}\right) + B \quad (39)$$

Sendo:

$u = u(y)$: perfil de velocidade

$u_T = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$: velocidade de atrito

y = profundidade do escoamento ($0 \leq y \leq h$)

ν = viscosidade cinemática

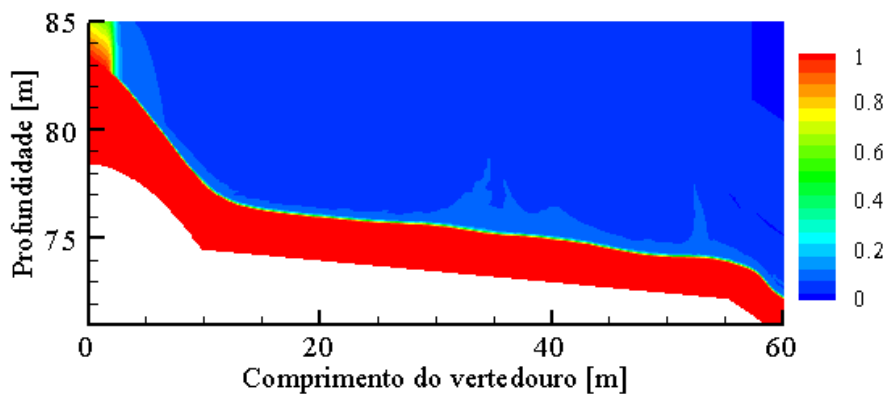
A, B : Constantes

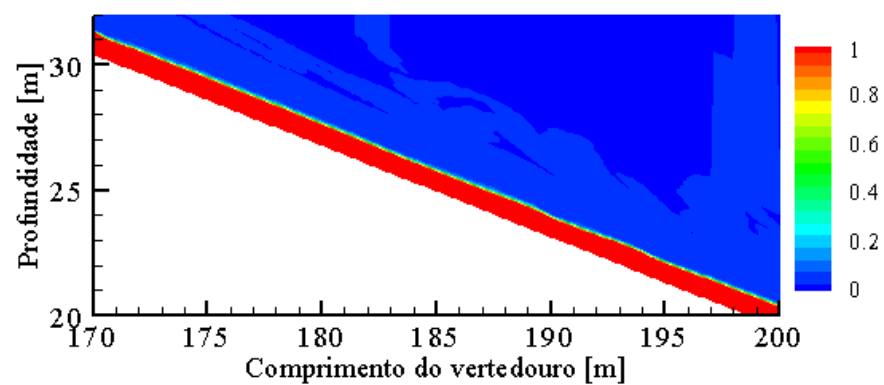
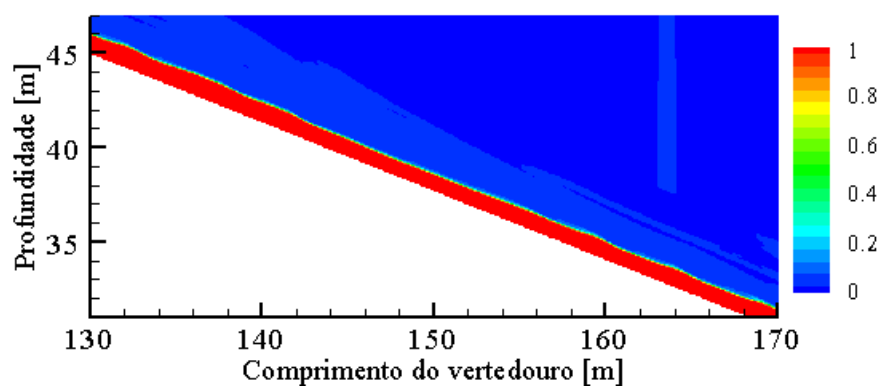
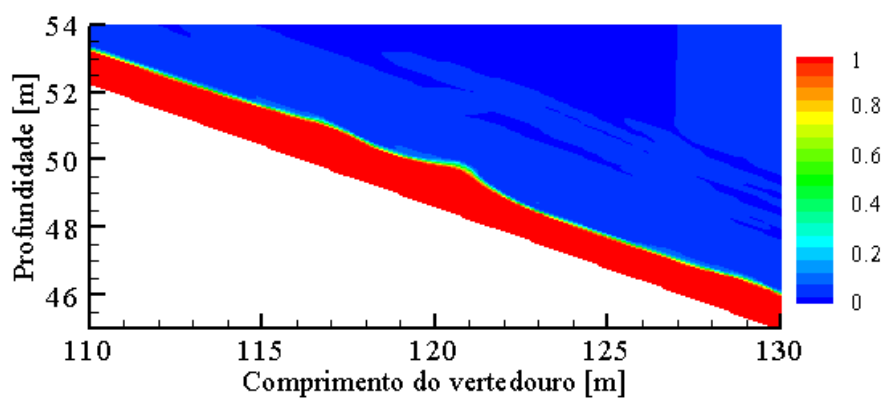
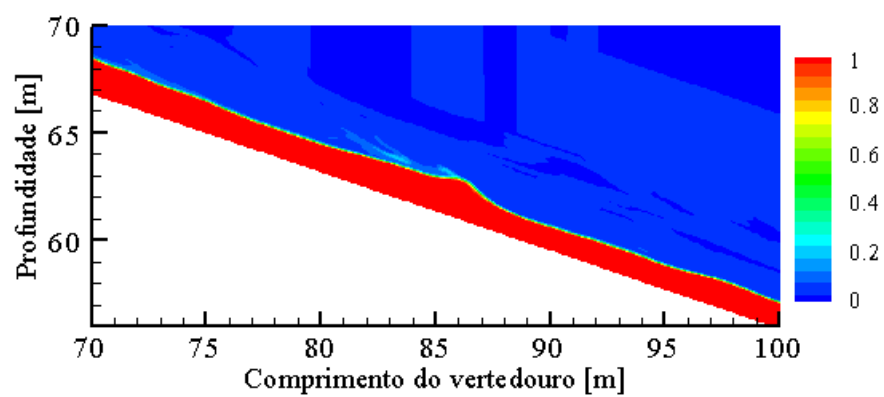
Vale ressaltar que a lei logarítmica representa muito bem toda região do escoamento, exceto a região muito próxima à parede, o que corrobora com a literatura.

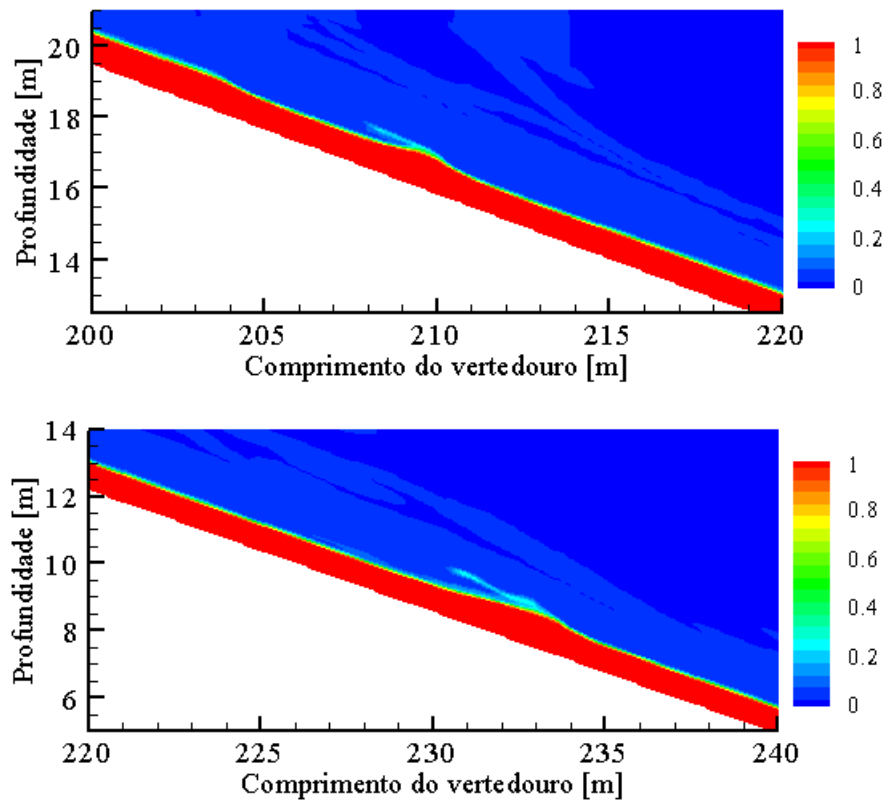
4.6.2 Instabilidades na Superfície Livre

Na figura 22 são apresentados contornos da interface água-ar para diferentes pontos do canal, onde é possível visualizar instabilidades na superfície livre se propagando pelo vertedouro. Na figura 23 apresenta-se a variação da superfície livre em função do tempo, obtidas com a inserção de “monitores” (sondas numéricas) nos 15 pontos de medição.

Figura 22 – Contorno da superfície livre ao longo do canal do vertedouro. Para um tempo de 35 s de escoamento

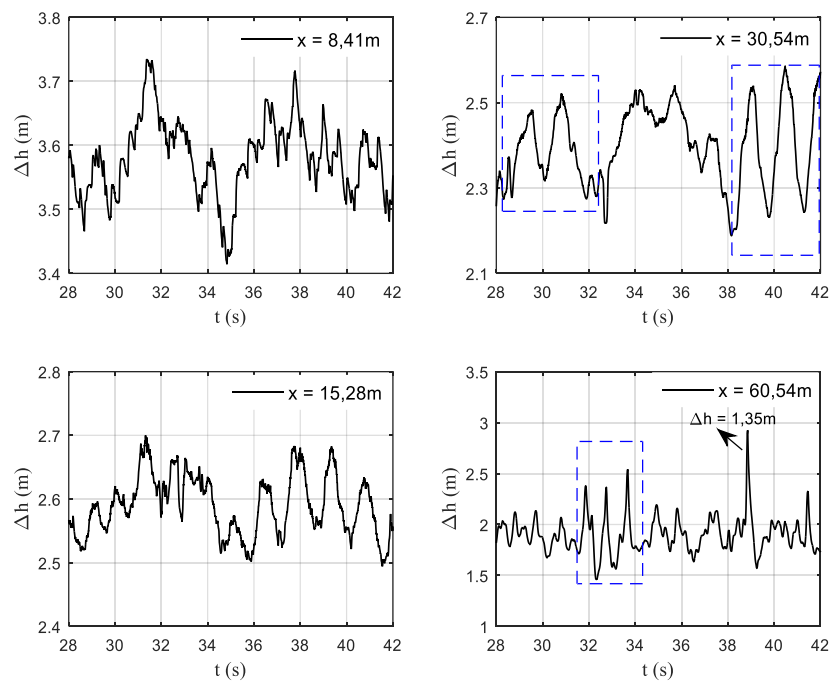


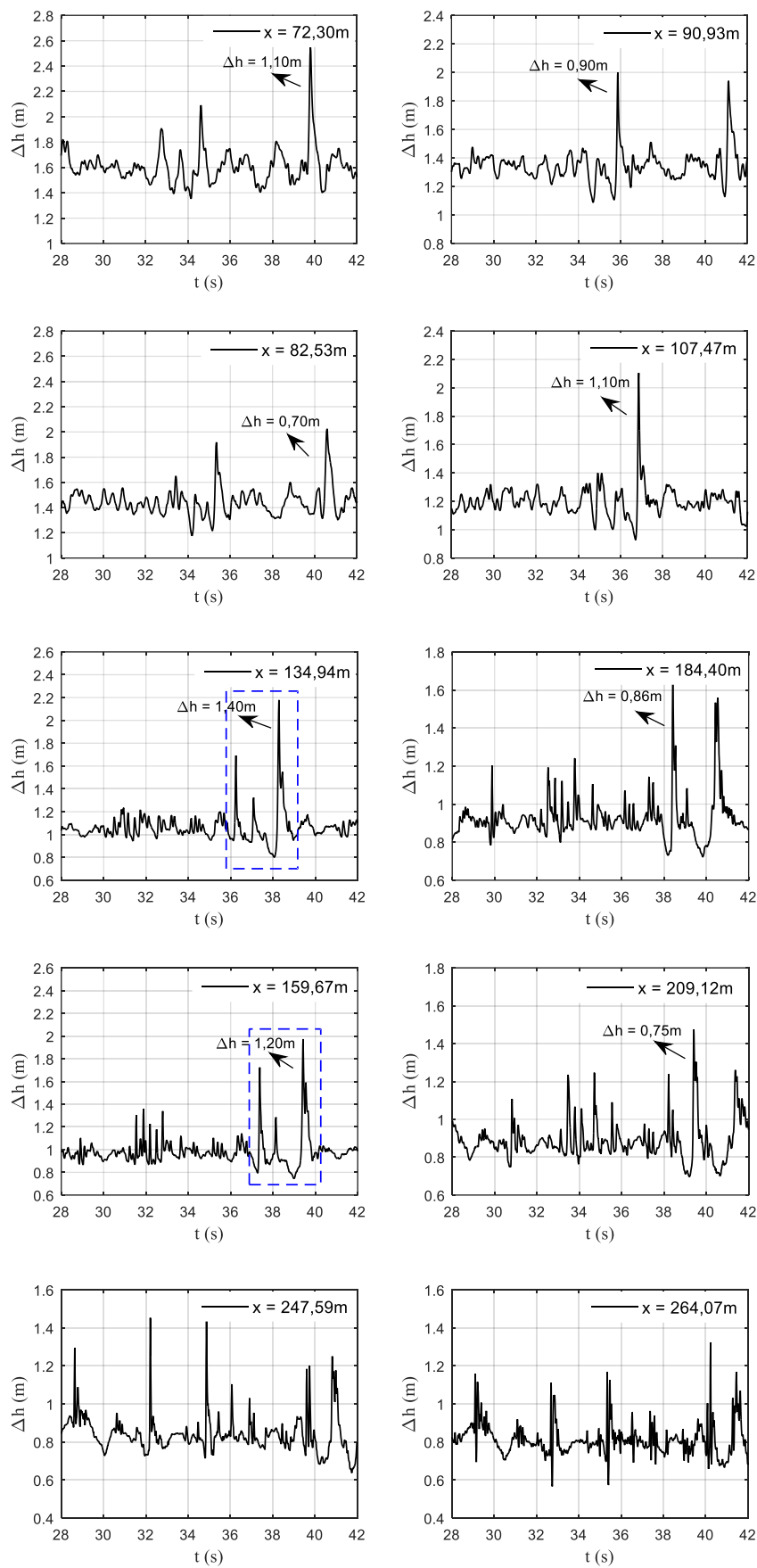




Fonte: Próprio Autor.

Figura 23 – Variação da superfície livre em função do tempo.





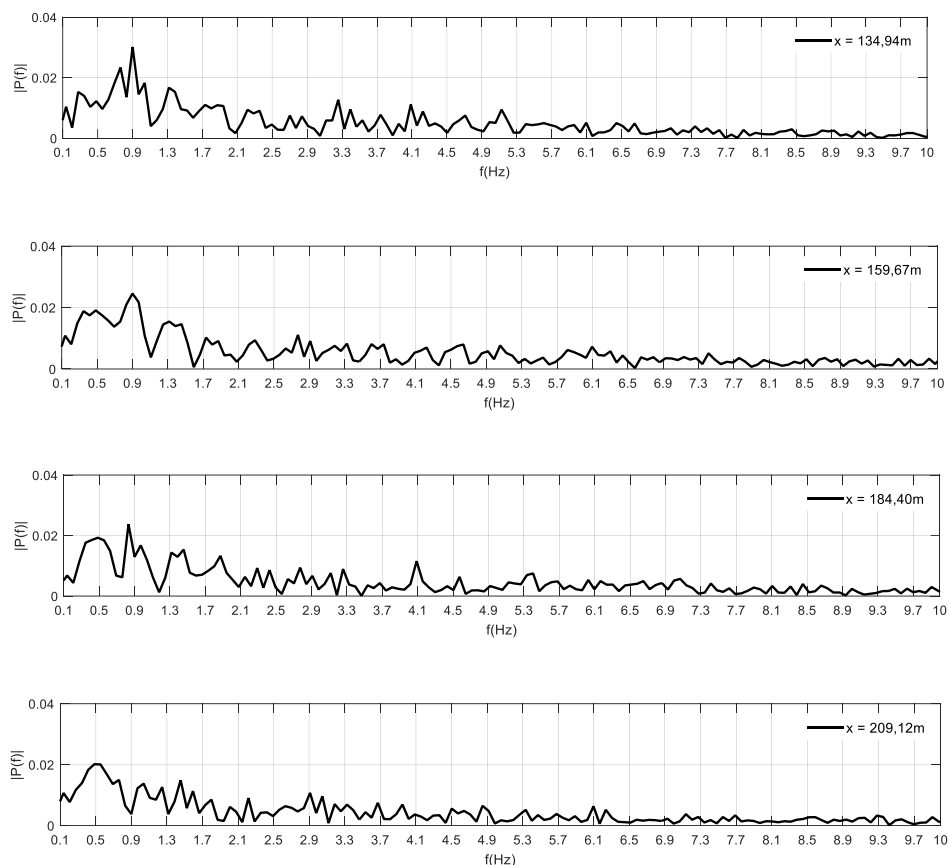
Fonte: Próprio autor.

Através da figura 22 pode-se observar a existência de instabilidades na superfície livre, no entanto, não se visualiza a propagação em forma de trem estabilizado de ondas, como observado no canal de Brock e nas simulações realizadas neste trabalho (seções 4.1 e 4.2), cujas *roll waves* foram geradas com a imposição de uma perturbação. Para o vertedouro, a variação da superfície livre fica mais evidente através dos monitores que capturam a variação da superfície livre em função do tempo (fig. 23). Por meio desses monitores observar-se que:

- não há um padrão de ondas do tipo *roll waves* forçadas, conforme as simuladas para o canal de Brock (Seção 4.1);
- nos pontos $x = 30,54 \text{ m}$, $x = 60,54 \text{ m}$, $x = 134,94 \text{ m}$ e $x = 159,67 \text{ m}$ em pequenos intervalos de tempo, as instabilidades estão bem definidas em termos de período;
- as instabilidades nos pontos $x = 134,94 \text{ m}$ e $x = 159,67 \text{ m}$ apresentam padrões semelhantes, com diferenças nas amplitudes de ondas, a mesma observação pode ser feita entre os pontos $x = 184,40 \text{ m}$ e $x = 209,12 \text{ m}$;
- na parte inicial do vertedouro (até 55 metros de comprimento) as instabilidades apresentam amplitudes máximas da ordem de 0,4 m;
- após uma mudança brusca na inclinação do vertedouro (de 5% para 36,4%) surge uma onda com perfil bastante íngreme com amplitude de 1,20 m (ponto $x = 60,54 \text{ m}$);
- as ondas de maiores amplitudes e com perfis bastante íngremes (tipo ondas de choque) surgem na parte mais inclinada do vertedouro (inclinação de 36,4%), chegando a atingir 1,40 m de amplitude.

Na Figura 24 apresenta-se o espectro das ondas no domínio das frequências e a potência das frequências ($P(f)$) normalizada. As análises são realizadas para os pontos em que as ondas são mais bem definidas ($x = 134,94 \text{ m}$, $x=159,67\text{m}$, $x= 184,40\text{m}$ e $x= 209,47\text{m}$), conforme mostrado nos monitores (Fig.23).

Figura 24: Espectro das ondas no domínio da frequência



Fonte: Próprio Autor

Por meio da Figura 24 observa-se que:

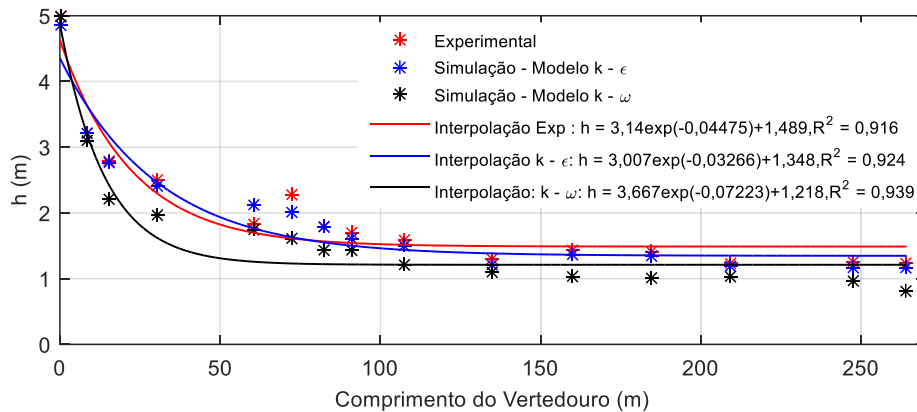
- No ponto $x = 134,94$, a frequência fundamental é de $0,9\text{Hz}$, ou seja, com período de $1,1\text{ s}$, o que corresponde as ondas de maiores amplitudes, conforme mostrado pelo monitor (Fig.23);
- Nos pontos $x = 159,67$ e $x = 184,40$ observa-se duas frequências proeminentes, 0.9 Hz e 0.5 Hz , essas frequências também são correspondentes as ondas de maiores amplitudes;
- No ponto $x = 209,12$ não há mais onda com frequência de $0,9\text{Hz}$, a frequência de $0,5\text{ Hz}$ torna-se fundamental (período de 2 segundos), o que também corresponde a onda de maior amplitude, conforme mostrado na Figura 23.
- Vale ressaltar que em todos os pontos surgem ondas de maiores frequências (pequenos períodos), porém com menores potências (P), o que está condizente com o observado nos monitores (Figura 23).

4.6.3 Confrontação de Resultados Numéricos vs Experimentais

Neste item realiza-se uma comparação entre os resultados experimentais (AGHABATIE; HOSSEINI, 2015; BAZARGAN; AGHEBATIE, 2016) e os resultados numéricos. Além disso, apresenta-se uma interpolação dos dados para identificar o comportamento da profundidade e da velocidade superficial ao longo do comprimento do vertedouro.

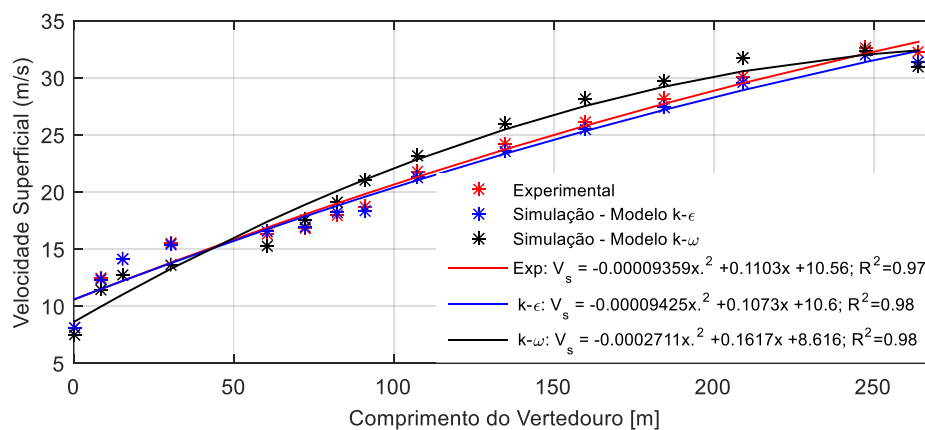
Na figura 25 apresenta-se a profundidade de escoamento nos pontos de medição experimental e para as simulações, com as respectivas interpolações. Uma análise similar é realizada para a velocidade superficial do escoamento (figura 26).

Figura 25 - Profundidade de escoamento em função do comprimento do vertedouro



Fonte: Próprio Autor.

Figura 26- Velocidade Superficial do escoamento



Fonte: Próprio Autor.

As interpolações foram realizadas com limite de confiança de 95% para os coeficientes de ajuste. Nas Tabelas 6 e 7 são apresentados os coeficientes de interpolação para as profundidades e para as velocidades superficiais, respectivamente.

Através da figura 25 pode-se observar que a profundidade do escoamento ao longo do vertedouro apresenta uma diminuição significativa até 90 m de comprimento, com exceção da medição em $x = 72,30$ m. O comportamento da profundidade se ajusta bem à uma função logarítmica (Tabela 6). Na figura 26 observa-se que a velocidade superficial aumenta ao longo do comprimento do vertedouro, o comportamento se ajusta bem a um polinômio de 2º grau (Tabela 7).

Tabela 6- Coeficientes para ajuste da curva de profundidade

Interpolação- Profundidade [m]: $h(x) = ae^{(-bx)} + c$			
	Coeficientes		
	a	b	c
Experimental	3,140 (2,497 – 3,782)	0,0447 (0,0223 – 0,0671)	1,489 (1,253 – 1,715)
Modelo $k - \varepsilon$	3,007 (2,443 – 3,570)	0,0326 (0,0168 – 0,0484)	1,348 (1,093 – 1,603)
Modelo $k - \omega$	3,667 (3,038 – 4,296)	0,0722 (0,0447 – 0,0997)	1,218 (1,026 – 1,411)

Fonte Próprio Autor:

Tabela 7- Coeficientes para ajuste da curva de velocidade superficial

Interpolação- Velocidade Superficial [m/s]: $V_s(x) = ax^2 + bx + c$			
	Coeficientes		
	a	b	c
Experimental	-9,3959 10^{-5} (-2,101 10^{-4} – 2,288 10^{-5})	0,1103 (0,07929 – 0,1414)	10,58 (8,945-12,18)
Modelo $k - \varepsilon$	-9,425 10^{-5} (-2,051 10^{-4} – 1,66 10^{-5})	0,1073 (0,07773 – 0,1369)	10,6 (9,063-12,14)
Modelo $k - \omega$	-2,711 10^{-4} (-3,823 10^{-4} – -1,598 10^{-4})	0,1617 (0,132 – 0,1913)	8,616 (7,071-10,16)

Fonte: Próprio Autor

Observa-se também, que tanto para a profundidade, quanto para a velocidade superficial, a simulação com o modelo $k - \varepsilon$ mostra resultados mais próximos dos experimentais quando comparado ao modelo $k - \omega$, que nessa análise parece subestimar a profundidade do escoamento. No entanto, os comportamentos são similares ao longo do vertedouro, com coeficientes que podem ser ajustados ao do modelo experimental. Vale ressaltar que não se teve acesso à análise de erros experimentais.

Um outro ponto importante, é que a profundidade e a velocidade superficial do modelo $k - \omega$ foram obtidas no instantes de 35 s e, conforme mostrado por meio de monitores, as variações da superfície livre (instabilidades) não se apresentam estáveis (figura 23), como no caso das *roll waves* forçadas.

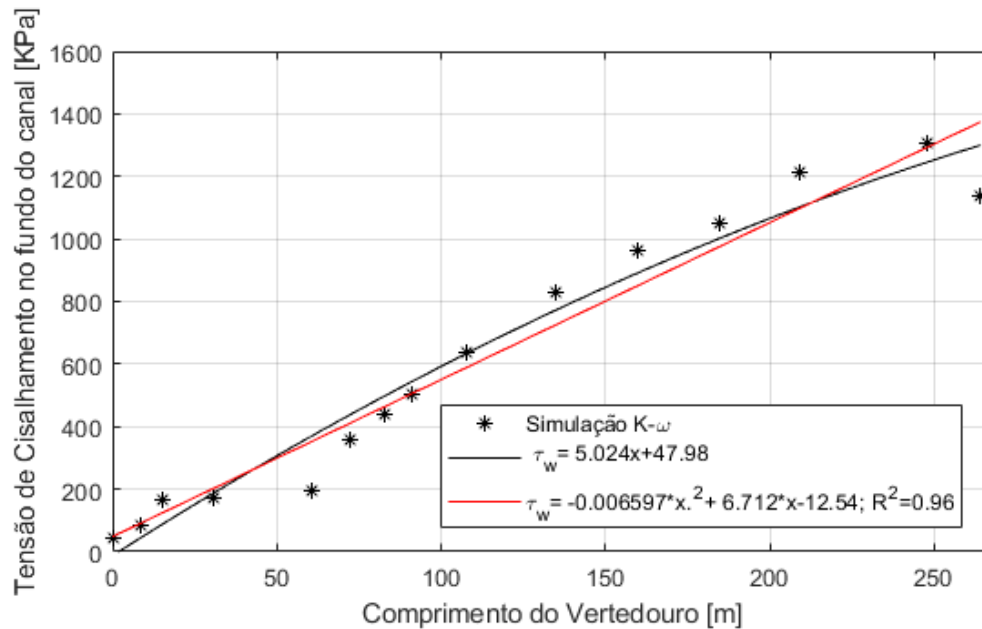
4.6.4 Análise da Tensão de Cisalhamento no fundo do Canal

Neste item apresenta-se uma análise da tensão de cisalhamento no fundo do canal utilizando o modelo de turbulência $k - \omega$, propriedade ainda pouco explorada na literatura na presença de instabilidades na superfície livre.

Na figura 27 é apresentado os valores de tensão de cisalhamento no fundo do vertedouro para os diferentes pontos de medição ao longo do comprimento do canal. Na figura 28 a tensão de cisalhamento é relacionada com a profundidade de escoamento.

Uma análise da velocidade de atrito em função da profundidade de escoamento é apresentada na figura 29.

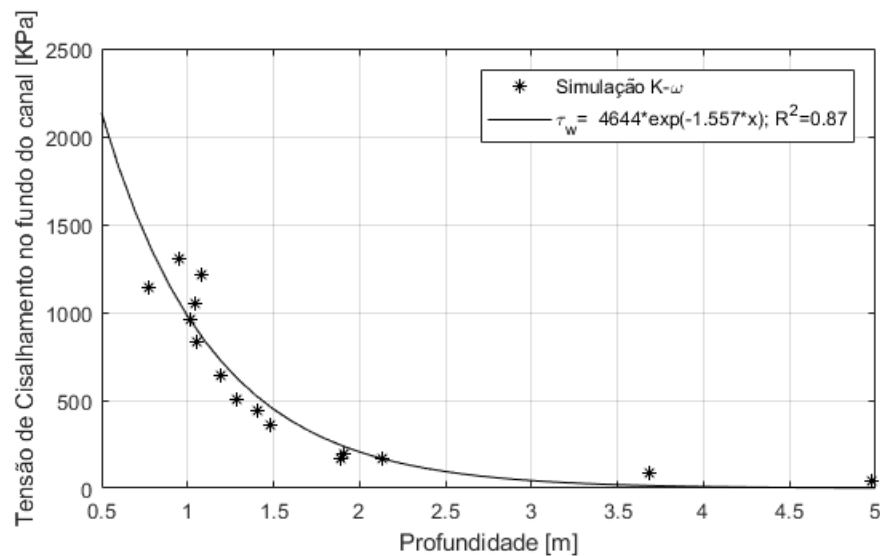
Figura 27- Tensão de cisalhamento em função do comprimento do vertedouro no instante de 35 s



Fonte: Próprio Autor.

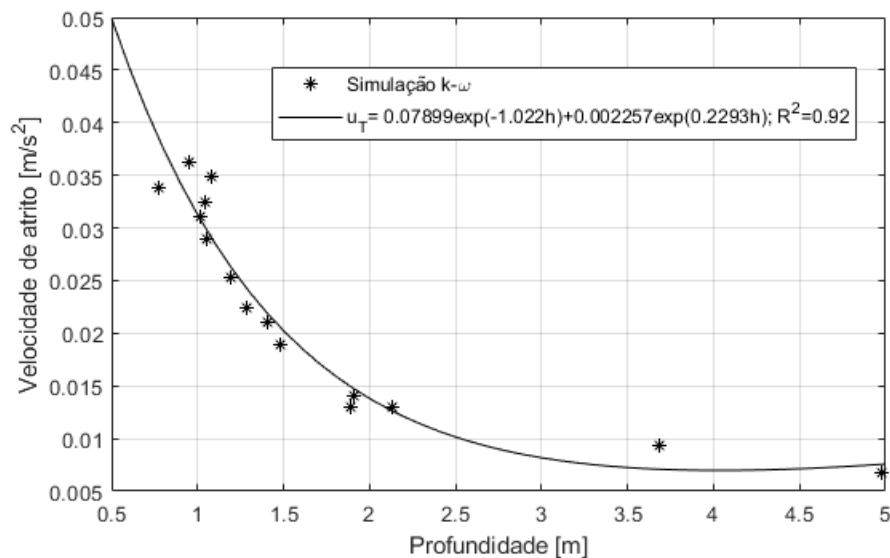
Por meio da análise da figura 27, podemos notar que a tensão de cisalhamento no fundo do vertedouro em função do comprimento do canal se aproxima ao comportamento de uma equação de segundo grau, semelhante à análise da velocidade superficial em função do comprimento do canal (figura 26), a taxa de crescimento da tensão de cisalhamento é mais elevada na região de maior inclinação, apresentando uma pequena queda ao atingir a região de baixa inclinação.

Figura 28- Tensão de cisalhamento em função da profundidade de escoamento no instante 35 s



Fonte: Próprio Autor.

Figura 29- Velocidade de atrito em função da profundidade de escoamento.



Fonte: Próprio Autor.

As figuras 28 e 29 mostram que os maiores valores de tensão de cisalhamento e consequentemente de velocidade de atrito não ocorrem nas regiões de maiores amplitudes, nesse caso, ocorrem nas regiões de maiores velocidade de escoamento, conclui-se então que para esse estudo de caso a velocidade se mostrou um fator predominante sobre a tensão de cisalhamento no fundo do canal e não a profundidade de escoamento como visto no estudo de caso de Brock (1969) visto na sessão 4.5, onde o

canal possuía apenas valendo ressaltar que para este estudo de caso o canal possui apenas uma inclinação e a velocidade de escoamento apresentava pequenas variações devido apenas a formação de *roll waves*.

5 COMENTÁRIOS FINAIS E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste item são apresentados os comentários finais a respeito dos resultados obtidos e sugestões para trabalhos futuros. Além disso, nesse capítulo também é apresentado as produções técnicas científicas desenvolvidas pelo mestrando durante o trabalho de pesquisa.

5.1 Comentários Finais

Neste trabalho realizaram-se simulações numéricas de *roll waves* em escoamentos turbulentos com base nos experimentos de Brock (1969), utilizando o *software* Fluent. As simulações foram realizadas para dois modelos de turbulência: standard $k - \varepsilon$ e standard $k - \omega$, sendo que o último é menos recorrente na literatura.

Uma análise de sensibilidade de malha foi realizada utilizando o método Grid Coefficient Index (GCI) com três diferentes tamanhos de malha, a malha mais grosseira (437.745 elementos) não se apresentou adequada para a representação do fenômeno, enquanto a malha intermediária (750.650 elementos) e a malha mais refinada (1.138.735 elementos) se mostraram adequadas, apresentando diferença em propriedades de ondas inferiores a 3%.

Para o estudo de caso realizado, os resultados apontaram para ondas com perfil das típicas ondas de choque, conforme resultados da literatura (DRESSLER, 1949). Além disso, o modelo $k - \omega$ de turbulência mostrou-se ser mais eficaz do que o modelo $k - \varepsilon$, uma vez que foi o resultado numérico que melhor se aproximou do resultado experimental de Brock (1969) e da simulação de Cao (2015) para o mesmo evento, a partir das equações de águas rasas com efeitos de turbulência.

No que diz respeito às propriedades das *roll waves*, observou-se que a frequência fundamental das ondas é idêntica à da perturbação aplicada a montante do escoamento, o que confirma resultados teóricos e numéricos da literatura (KRANENBERG, 1992; NEEDHAM; MERKIN, 1987; MACIEL, 2001). Essa concordância ocorreu para os dois modelos de turbulência testados ($k - \varepsilon$ e $k - \omega$). Quanto ao comprimento e amplitude das ondas, o modelo $k - \omega$ se mostrou mais consoante com o dado experimental.

Por fim, o modelo numérico utilizado apresenta-se como uma boa ferramenta para simulação de *roll waves* em escoamentos turbulentos, o que vislumbra podermos realizar simulações para diversos outros cenários (diferentes números de Froude e Reynolds do

escoamento base). No entanto, para os casos do experimento de Brock (1969), por se tratar de um canal longo com escoamento de baixa profundidade (tipo filme fino), o tempo de processamento foi relativamente alto (em torno de 40 dias), o que indica a necessidade de realizar as simulações em um *cluster*.

Apesar do tempo computacional, as simulações a partir das equações completas de Navier Stokes no *software* Fluent permitiram visualizar e analisar propriedades necessárias a projetos de engenharia, tais como o campo de velocidades e tensão de fundo, no tempo e no espaço. Foi averiguado que com a presença de *roll waves* no escoamento ocorreu um aumento de 28% da tensão máxima de cisalhamento em comparação com o escoamento uniforme, tal valor se encontra de acordo com a literatura sobre o assunto (LIU *et al.*, 2005; TONIATI, 2018). Essa análise se mostra importante em projetos de engenharia, uma vez que isso afeta diretamente o transporte de sedimentos assim como a erosão (cavitação).

Em relação à amplitude e comprimento das *roll waves*, modelos mais simplificados, com base nas equações de águas rasas têm-se mostrado também eficazes, conforme o modelo de Dressler (1949) e mais recentemente o de Cao *et al.* (2015).

No estudo de caso do vertedouro de Azad, foi possível visualizar perturbações de superfície livre ocorrendo ao longo do canal, entretanto, tais perturbações não apresentam uma estabilidade como visto no estudo de caso de Brock (1969), valendo ressaltar que no vertedouro não foi inserido nenhum tipo de perturbação a montante do escoamento, de modo que as instabilidades surgiram naturalmente. Para este estudo de caso, as simulações utilizando o modelo $k - \varepsilon$ realizadas por (AGHEBATIE; HOSSEINI, 2016, BAZARGAN; AGHABATIE, 2015) apresentaram um resultado mais próximo dos resultados experimentais do que o modelo $k - \omega$, ainda que essas análises tenham sido efetuadas sem a presença de informações sobre os erros experimentais. Com as análises aqui apresentadas, pode-se concluir que a geometria do vertedouro influencia no surgimento de instabilidades naturalmente, sem a imposição de uma frequência de perturbação. Além disso, pode-se verificar que as ondas de maiores amplitudes ocorreram na região mais inclinada do canal. Em se tratando a tensão de cisalhamento, conclui-se que esta apresenta maior taxa de crescimento também na região mais inclinada do canal.

Por fim, nesse trabalho foram realizadas análises de propriedades importantes para escoamentos turbulentos com presença de instabilidades de superfície livre como *roll waves*, com a inserção ou não de uma perturbação no escoamento. Tais análises são relevantes em projetos de engenharia.

5.1.1 *Vantagens e Desvantagens das Simulações utilizando as equações completas de Navier-Stokes*

- A vantagem é que nas simulações das equações completas de Navier Stokes pode-se inserir “monitores” ao longo do canal e verificar a evolução das ondas, aferindo a amplitude e comprimento das mesmas, no tempo e no espaço, o que possibilita observar a partir de qual comprimento de canal as *roll waves* atingem amplitude e comprimento máximos. Através dos modelos matemáticos mais simplificados não é possível fazer tal análise. Além disso, outras propriedades do escoamento, tais como perfil de velocidade e tensão de cisalhamento podem ser analisadas no processo de simulação sem a necessidade da imposição de hipóteses simplificativas para o cálculo de tais propriedades.
- A desvantagem das simulações numéricas a partir das equações completas é o tempo de cálculo elevado, além disso, os resultados são fortemente dependentes da qualidade da malha, enquanto um modelo 1D com hipóteses simplificativas, como de Dressler (1949), não depende de malhas, mas fornece menos informações sobre o escoamento e as ondas analisadas são permanentes, ou seja, não é possível analisar a evolução da onda ao longo do tempo e do canal.

5.2 Sugestões Para Trabalhos Futuros

Com a experiência obtida a partir do estado da arte do fenômeno *roll waves* em escoamentos turbulentos, as simulações numéricas realizadas ao longo deste trabalho e o acompanhamento de trabalhos experimentais de *roll waves* realizados no grupo RMVP permitiram identificar novas frentes que poderão contribuir para o avanço do estado da arte do tema *roll waves* em escoamentos turbulentos de fluidos newtonianos.

Em se tratando dos modelos de turbulência, como complemento a esse trabalho é sugerido a utilização de outros modelos, tais como Realizable $k - \varepsilon$, Shear-Stress Transport $k - \omega$ afim de se averiguar a adequação de outros modelos de turbulência com os resultados experimentais da literatura.

Além disso é sugerido a realização das simulações com diferentes condições de contorno e utilizando de uma malha tridimensional, uma vez que isso afeta diretamente os resultados obtidos pelas simulações e podem trazer melhorias nos resultados e no tempo computacional.

No que diz respeito às propriedades das *roll waves*, sugere-se realizar simulações variando-se a frequência de perturbação, com o intuito de se determinar leis mais simplificadas que possam representar amplitudes, comprimentos, velocidades de propagação e tensão máxima de cisalhamento no fundo em função da frequência imposta, sendo que a tensão de fundo é uma propriedade ainda pouco abordada na literatura, quando há geração de *roll waves*. Além disso, a variação da frequência de perturbação pode dar indícios da existência de frequências máximas e mínimas necessárias para que as *roll waves* sejam geradas em escoamentos turbulentos de fluidos newtonianos. Essa análise ainda é um trabalho “aberto” no estado da arte de *roll waves*.

Além disso, sugere-se a simulação de outros experimentos de Brock (1969), com diferentes inclinações e casos que utilizem o canal com fundo rugoso.

Sugere-se também novas simulações do vertedouro de Azad, utilizando uma malha com maior refinamento e também utilizar outros modelos de turbulência como por exemplo Realizable $k - \varepsilon$, Shear-Stress Transport $k - \omega$, afim de se averiguar a influência desse parâmetro sobre os resultados e verificar se há uma maior aproximação dos resultados experimentais.

5.3 Produção Técnica e Científica

- FERREIRA, F. MACIEL, G. CUNHA, E. GONÇALVES JUNIOR, V. PERES, C. Medição de instabilidades na superfície livre de escoamentos laminares. In: XXVIII Congresso Latinoamericano de Hidraulica, Buenos Aires, **Anais**, p. 294-303, 2018.
- PERES, C. V. Z. MACIEL, G. F. FERREIRA, F. O, Numerical simulation of roll waves in newtonian fluid flows. In: 25th ABCM International Congress of Mechanical Engineering, 2019, Uberlândia. **Anais**.

REFERÊNCIAS

- ARAI, M. HUEBLE, J. KAITNA, R. Occurrence conditions of roll waves for three grain-fluid models and comparison with results from experiments and field observation. **Geophysical Journal International**, [s. l.], v. 195. n. 3, p. 1464-1480, 2013
- AGHEBATIE, B. HOSSEINI, K. Investigation on the formation of roll waves in chutes. **Water and Environment Journal**, [s. l.], v. 30, p. 113-118, 2016
- ARANDA, A. AMIGO, N. IHLE, C. TAMBURRINO, A. Digital image correlation applied to the calculation of the out-of-plane deformation induced by the formation of roll waves in a non Newtonian fluid. **Optical Engineering**, Redondo Beach, v. 55, n. 6, p. 064101, 2016
- AYDIN, T. B, TORRES, C. F. KARAMI, H. PEREYRA, E. SARICA, C. On the characteristics of the roll waves in gas-liquid stratified-wavy flow: A two-dimensional perspective. **Experimental Thermal and Fluid Science**, New York, v. 65, p. 90-102, 2016
- BALMFORTH, N. J.; MANDRE, C. Dynamics of roll waves. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 514, p. 1-33, 2004.
- BALMFORTH, N. **Roll waves in a concrete channel in Lions**. Vancouver, 2011. Disponível em: <http://www.math.ubc.ca/~njb/Research/rollo.htm>. Acesso em: 10 jan 2019.
- BAZARGAN, J. AGHEBATIE, B. Numerical analysis of roll waves in chutes. **Water Science & Technology: Water Supply**, London, v. 15 n. 3, p. 517-524, 2015.
- BROCK, R. R. Development of roll-wave trains in open channels. **Journal Hydraulics Division**, New York, v. 95, p. 1401–1427, 1969.
- BENJAMIN, T. B. Wave formation in laminar flow down an inclined plane. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 2, p. 554–574, 1957.
- CAO, Z.; HU, P.; HU, K.; PENDER, G.; LIU, Q. Modelling roll waves with shallow water equations and turbulent closure. **Journal of Hydraulic Research**, Delft, v. 53, n. 2, p. 161–177, 2015.
- CONDE, J. M. P; DIDIER, E. Simulação numérica de um dispositivo de aproveitamento da energia das ondas do tipo coluna de água oscilante. In: CONGRESSO IBEROAMERICANO DE ENGENHARIA MECÂNICA- CIBIM9, 9., 2008, Rio Grande. **Anais [...]** Rio Grande: FURG, 2008. p. 1-16.
- CORNISH, V. **Waves of the sea and other waves**. London: Fisher Unwin, 1910. p. 303.
- COUSSOT, P.; PIAU J. M. On the behavior of mud suspensions. **Rheologica Acta**, Darmstadt, v. 33, n. 3, p. 175-184, 1994.

CUNHA, E. F. **Implementação de aparato experimental para medição de instabilidades tipo roll waves em fluidos não-newtonianos**. 2013. 107 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” - UNESP, Ilha Solteira, 2013.

DI CRISTO, C.; VACCA, A. On the convective nature of roll waves instability. **Journal Applied Mathematics**, London, v. 3, p. 259-271, 2005.

DI CRISTO, C., IERVOLINO, M., VACCA, A., ZANUTTIGH, B. Minimum channel length for roll-waves generation. **Journal of Hydraulic Research**, Delft, v. 46, n. 1, p. 73-7, 2008.

DI CRISTO, C., IERVOLINO, M., VACCA, A., ZANUTTIGH, B. Influence of relative roughness and Reynolds number on the roll waves spatial evolution. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 109, n. 1, New York, v. 136, n. 1, p. 24-33, 2010.

DI CRISTO, C.; IERVOLINO, M.; VACCA, A. On the applicability of minimum channel length criterion for roll-waves in mud-flows. **Journal of Hydrology and Hydromechanics**, Warsaw, v. 61, n. 4, p. 286–292, 2013.

DRESSLER, R. F. Mathematical solution of the problem of roll waves in inclined open channels. **Communications on Pure and Applied Mathematics**, New York, v. 2, p. 149 –194, 1949.

FER, I.; LEMMIN, U.; THORPE, S. A. Winter cascading of cold water in lake geneva. **Journal of Geophycs**, Berlim, v. 107, n. 3060, p. 1-13, 2003.

FERREIRA, F. de O. **Estabilidade e controle dinâmico de roll waves**. 2013. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) — Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, Ilha Solteira, 2013.

FERREIRA, F. MACIEL, G. FIOROT, G. CUNHA, E. Numerical analysis of roll waves generation on non-Newtonian fluids flowing down an inclined plane. *In: Advanced materials research*. [S. l.]: Trans Tech Publications, 2014. p. 160-167.

FERREIRA, F. MACIEL, G. CUNHA, E. GONÇALVES JUNIOR, V. PERES, C. Medição de instabilidades na superfície livre de escoamentos laminares. *In: CONGRESSO LATINOAMERICANO DE HIDRAULICA*, 28., 2018, Bueno Aires, **Anais [...]**Bueno Aires: [s. n.], 2018. p. 294-303.

FIOROT, G. H. **Mitigação de riscos e catástrofes naturais**: análise numérico-experimental de Roll waves evoluindo em canais inclinados. 2012. 187 f. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista- Unesp, Ilha Solteira, 2012.

FIOROT, G. H.; FERREIRA, F. de O.; DUPONT, P.; MACIEL, G. de F. Roll waves study on aquabona watershed: an application of mathematical modelling. *In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE ANALYSIS AND MANAGEMENT OF CHANGING RISK FOR NATURAL HAZARDS*, 2014, Porto Alegre. **Anais [...]** Porto Alegre: UFRGS, 2014. p. 1-10.

FLUENT 6.3. **User's Guide**. Lebanon: Fluent Incorporated, 2006. 2501 p.

GASPARI, E. F. **Simulação numérica de roll waves em canais fechados**. 2013 180 f. Tese (Doutorado em Ciências e Engenharia de Petróleo) – Faculdade de Engenharia Mecânica e Instituto de Geociências, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2013.

GAO, D.; MORLEY, N. B.; DHIR, V. Numerical simulation of wavy falling film flow using VOF method. **Journal of Computational Physics**, Los Angeles, v. 192, p. 624-642, 2003.

ISHIHARA, T.; IWAGAKI, Y.; IWASA, Y. Theory of the roll wave train in laminar water flow on a steep slope surface. **Transactions of the Japan Society of Civil Engineers**, Japan, v. 19, p. 46-57, 1954.

IVANOVA, K. A.; GAVRILYUK, S. L.; NKONGA, B.; RICHARD, G. L. Formation and coarsening of roll-waves in shear shallow water flows down an inclined rectangular channel. **Computers and Fluids**, New York, v. 159, p. 189-203, 2017.

JEFFREYS, H. The flow of water in an inclined channel of rectangular section. **Phil Magazine**, Cambridge, v. 49, n. 293, p. 793-807, 1925.

KAPITZA, P. L. **Wave flow of thin layers of a viscous fluid**. [S. l.]: Pergamon, 1948. p. 662-709.

KRANENBURG, C. On the evolution of roll waves. **Journal of Fluid Mechanics**, Delft, v. 245, p. 249-261, 1992.

KUEHNE, R. Macroscopic freeway model for dense traffic- stop-start waves and incident detection. **Transp. Traffic Theory**, [s. l.], v 9, p 21-42, 1984.

LEITE, L. O. B. **Determinação física e numérica de corridas de lama em escoamentos resultantes de ruptura de barreira restando material viscoplástico**. 2009. 185 f. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.

LIU, J.; MEI, C.C. Roll waves on a layer of a muddy fluid flowing down a gentle slope – a bingham model. **Physics of Fluids**, New York, v. 6, n. 8, p. 2577-2590, 1994.

LIU, J.; GOLLUB, J. P. Solitary wave dynamics of film flows. **Physics of Fluids**, New York, v. 6, n. 5, p. 1702–1712, 1994.

MACIEL, G. F.; VILA, J. P.; MARTINET, G. Roll wave formation in the non newtonian flows. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA MECÂNICA, 1997, Bauru. **Anais [...]** Bauru: [s. n.], 1997. p. 98.

MACIEL, G. F. **Roll waves evoluindo em canais de forte declividade: Uma abordagem matemática com aproximação numérica**. 2001. 184 f. Tese (Livre Docência em Roll waves) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2001.

MACIEL, G. F.; FERREIRA, F. de O.; FIOROT, G. H. Control of instabilities in non-newtonian free surface fluid flows. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciencies and Engineering**, Rio de Janeiro, v. 35, n. 3, p. 217–229, 2013.

MACIEL, G. FERREIRA, F. FIOROT, G. Experimental apparatus for roll-wave measurements and comparison with a 1D mathematical model. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 143, n. 11, 2017.

MIAO, Y.; JIAGUO, ZHANG, G.; KUANDI, F. D.; YONG, Z.; HAO, W. Establishment and experiment of ultrasonic measuring system for characteristic parameters of roll waves on slope surface”. **Transactions of the Chinese Society of Agricultural Engineering (Transactions of the CSAE)**, [s. l.], v. 33, n. 3, p. 134-159, 2017.

MINUSSI, R. B. **Rompimento de barreiras: análise experimental e numérica na previsão de velocidade de propagação de frentes de material hiperconcentrado**. 2007. 128 f. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista- Unesp, Ilha Solteira, 2007.

MONTUORI, C. Discussion of stability aspect of flow in open channels. **J. Hydr. Div**, [s. l.], v. 89, n. 4, p. 264-273, 1963.

NEEDHAM, D. J.; MERKIN, J. H. An infinite period bifurcation arising in roll waves down open inclined channel. **Proceedings of the Royal Society of London. Mathematical and physical sciences. Series A**, London, v. 405, p. 103-116, 1987.

NG, C. O.; MEI, C. C. Roll waves on a layer of fluid mud modelled as a power law fluid. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 263, p. 151-184, 1994.

PATANKAR, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow**. New York: Hemisphere Pub. Corp, 1980. 197 p.

PEDLEY, T. J. BENSON, T. J. NEREM, R. M. Assesment of wall shear stress un arteries, applied to the coronary circulation. **Cardiovascular Research**, London, v. 14, n. 10, p. 568-576, 1980.

PERES, C. V. Z. MACIEL, G. F. FERREIRA, F. O, Numerical simulation of roll waves in newtonian fluid flows. *In: ABCM INTERNATIONAL CONGRESS OF MECHANICAL ENGINEERING*, 25., 2019, Uberlândia. **Anais [...]** Uberlândia: [s. n.], 2019.

RICHARD, G. L.; GAVRILYUK, S. L. A new model of roll waves: comparison with Brock’s experiments. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 698, p. 374–405, 2012.

TAMBURRINO, A.; IHLE, C. F. Roll wave appearance in bentonite suspensions flowing down inclined planes. **Journal of Hydraulic Research**, Delft, v. 51, n. 3, p. 330–335, 2013.

TONIATI, A, L. **Escoamentos pulsantes com superfície livre: caracterização e sua ação em fundo de canais**. 2018, 120 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2018.

UBBINK, O. ISSA, R. A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes. **Journal of Computation Physics**, [s. l.], v. 153, n. 1, p. 26-50, 1999.

VAN DOORMAAL, J. P.; RAITHBY, G. D. Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows. **Numerical heat transfer**, [s. l.], v. 7, n. 2, p. 147-163, 1984.

WINSHURST, A. What are wall function and how do they work?. **Youtube**, 22 setembro 2018. Disponível em < <https://www.youtube.com/watch?v=fJDYtEGMgzs>>. Acesso em: 07 jan. 2019.

YIH, C. S. Stability of liquid flow down an inclined plane. **Physics of Fluids**, New York, v. 6, n. 3, p. 321, 1963.

ZANUTTIGH, B.; LAMBERTI, A. Roll waves simulation using shallow water equations and weighted average flux method. **Journal of Hydraulic Research**, Delft, v. 40, n. 5, p. 610- 622, 2002.

Apêndice A- Grid Coefficient Index

O método de análise de sensibilidade de malha *Grid Convergence Index* (GCI) é um modelo baseado no método de discretização de erro conhecido como *Richardson extrapolation* (RE) e visa analisar de forma quantitativa a convergência de malhas utilizadas em CFD (*Computational fluid dynamics*).

Neste apêndice primeiramente é apresentado um passo a passo para a realização do método GCI, posteriormente é apresentado na tabela A1 os resultados obtidos, e por fim é mostrado também uma comparação entre as superfícies livres e tensão no fundo de canal entre as diferentes malhas utilizadas.

Primeiramente é necessário definir um tamanho de malha ou célula representativo h que pode ser calculado para malhas bidimensionais segundo a equação A1.

$$h = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta A_i) \right]^{1/2} \quad (A1)$$

Em que N é o número de elementos da malha, e ΔA_i é a área da i -ésima célula. O próximo passo é determinar qual propriedade crítica (ϕ) dos resultados será analisada e selecionar três diferentes malhas de modo que o fator de refinamento $r > 1.3$. O fator de refinamento pode ser calculado pela equação A2.

$$r = \frac{h_{grosseira}}{h_{refinada}} \quad (A2)$$

Com os resultados obtidos dos equacionamentos é necessário resolver o sistema iterativo dados pelas equações A3, A4 e A5:

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right| + q(p) \right| \quad (A3)$$

$$q(p) = \ln \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \quad (A4)$$

$$s = 1 \operatorname{sgn}\left(\frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}}\right) \quad (\text{A5})$$

Em que $\varepsilon_{32} = \phi_3 - \phi_2$ e $\varepsilon_{21} = \phi_2 - \phi_1$. O próximo passo é calcular os valores extrapolados pelas equações A6 e A7.

$$\phi_{ext}^{21} = \frac{r_{21}^p \phi_1 - \phi_2}{r_{21}^p - 1} \quad (\text{A6})$$

$$\phi_{ext}^{32} = \frac{r_{32}^p \phi_2 - \phi_3}{r_{32}^p - 1} \quad (\text{A7})$$

Feito isso é possível calcular o erro relativo aproximado pela equação A8.

$$e_a^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad (\text{A8})$$

Calcular o erro relativo extrapolado pela equação A9

$$e_{ext}^{21} = \left| \frac{\phi_{ext}^{12} - \phi_1}{\phi_{ext}^{21}} \right| \quad (\text{A9})$$

E calcular o *fine-grid convergence index* pela equação A10

$$GCI_{fine}^{21} = \frac{1,25 e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (\text{A10})$$

Na figura A1, é apresentado uma comparação de *roll waves* estabilizadas, para um tempo de simulação de aproximadamente 34.3s no modelo $k - \omega$, entre as malhas intermediaria e a malha refinada, os valores apresentados são para o intervalo entre 0,45 a 0,55 de VoF. Uma comparação nos mesmo parâmetros entre a malha intermediaria e a malha grosseira são apresentados na figura A2.

Tabela A1-Parametros para cálculo do GCI.

	ϕ =Valor de amplitude para ondas na região de <i>roll waves</i> permanentes
N1,N2,N3	437.745, 750.650, 1.138.735
r_{21}	1,55
r_{32}	1,33
ϕ_1	0,01357
ϕ_2	0,01363
ϕ_3	0,01763
p	14,7734
ϕ_{ext}^{21}	0,0136
e_a^{21}	0,0044
e_{ext}^{21}	$6,8296 \cdot 10^{-6}$
GCI_{fine}^{21}	$8,5369 \cdot 10^{-6}$

Figura A1- Comparação entre roll waves estabilizadas no modelo $k - \omega$ para um tempo de 34.3. Malha intermediaria com 750.650 elementos (azul) e malha refinada com 1.138.735 elementos (verde)

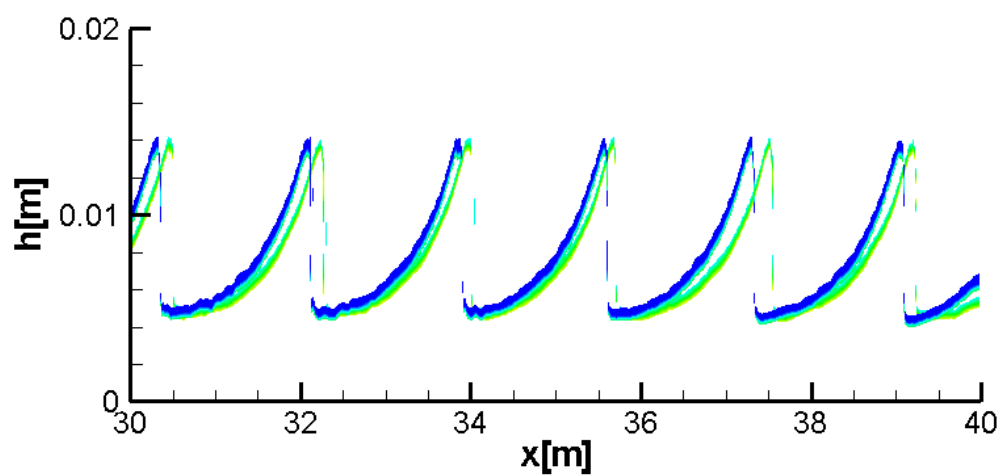
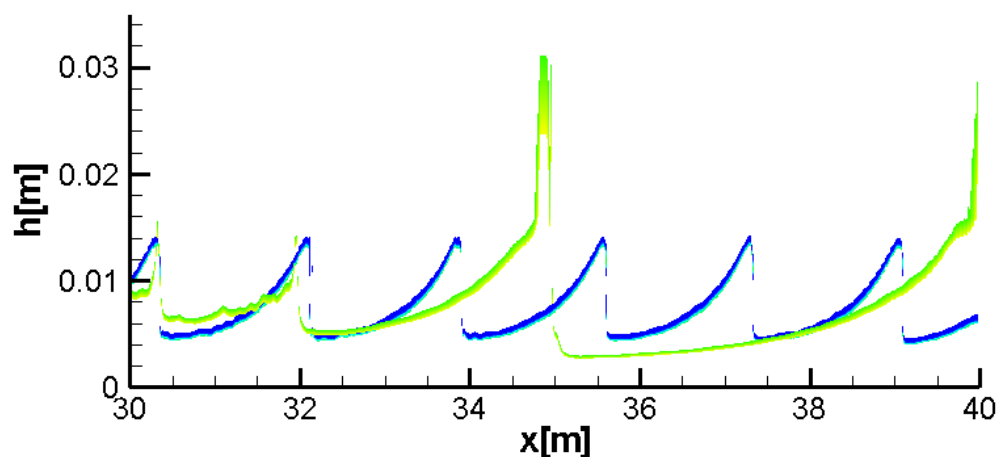


Figura A2- Comparação entre roll waves estabilizadas no modelo $k - \omega$ para um tempo de 34.3. Malha intermediária com 750.6500 elementos (azul) e malha grosseira com 437.745 elementos (verde)



Através da análise da figura A2 é possível notar como os resultados apresentam uma grande diferença de amplitude e comprimento das *roll waves* geradas, tal diferença é minimizada quando se compara a malha intermediária com a malha refinada, como mostrado na figura A1, nesse caso a diferença entre as amplitudes de ondas se torna inferior a 1,4% e a de comprimento de onda 2,3%.

É importante notar que apesar das *roll waves* já se encontrarem estabilizadas em relação a amplitude de onda, essas ainda possuem diferença entre comprimento de onda e velocidade de propagação, a tabela A2 apresenta valores para uma média de tais propriedades de ondas para as diferentes malhas.

Tabela A2- Propriedades das *roll waves* para as diferentes malhas.

malha	Comprimento de onda [m]	Velocidade de propagação [m/s]	Amplitude de onda [m]
grosseira	-	-	0,01763
intermediária	1,725	1,43	0,01362
refinada	1,765	1,45	0,01357

Devido aos resultados da malha grosseira não se encontrarem de acordo com as das outras malhas analisadas, seus resultados foram desprezados para as demais análises desse apêndice.

Afim de se analisar os resultados da tensão de cisalhamento no fundo do canal entre as diferentes malhas é necessário realizar uma adimensionalização baseado no

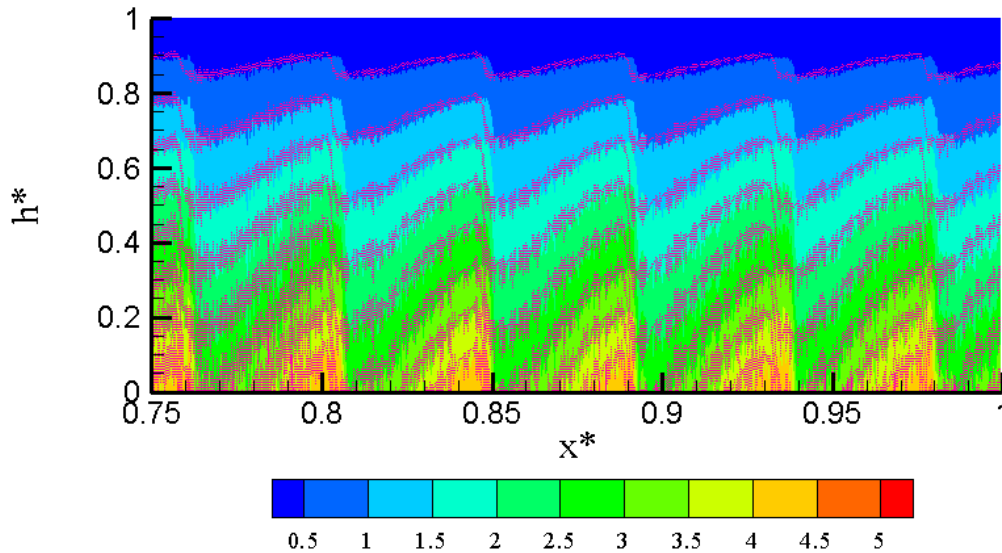
tamanho do elemento mais próximo da parede, conforme indicado pela equação A11. A equação A12 indica a adimensionalização realizada no eixo X.

$$h^* = h/y_p \quad (\text{A11})$$

$$x^* = x/L \quad (\text{A12})$$

Em que h é a profundidade do escoamento, y_p é o tamanho vertical dos elementos de malha mais próximos ao fundo do canal, x é o comprimento do canal e L é o comprimento máximo do canal. A figura A2 mostra uma comparação realizada entre a malha intermediária e a malha mais refinada, ambas do modelo $k - \omega$.

Figura A2- Comparação entre a tensão de cisalhamento no fundo do canal entre a malha intermediária (linhas) e a malha mais refinada (campo de cores)



É possível notar ao analisar a figura A2 que o maior refinamento não traz grandes benefícios quanto a tensão de cisalhamento no fundo do canal, uma vez que todas as malha apresentam um grande refinamento no último elemento de malha, devido a condição de $y^+ < 5$.

Na figura A3 é apresentada uma comparação entre os resultados obtidos por duas diferentes malhas e os pontos experimentais de Brock (1969).

Figura A3-Comparação entre as simulações e os resultados experimentais de Brock (1969).

