



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Faculdade de Engenharia Mecânica

FERNANDO DAVID CUÑEZ BENALCAZAR

**Estudo experimental de um escoamento
turbulento em um canal perturbado por uma
forma triangular**

CAMPINAS
2017

FERNANDO DAVID CUÑEZ BENALCAZAR

Estudo experimental de um escoamento turbulento em um canal perturbado por uma forma triangular

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de
Engenharia Mecânica da Universidade Estadual de
Campinas como parte dos requisitos exigidos para
obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecâ-
nica, na Área de Térmica e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Erick de Moraes Franklin

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO
FINAL DA DISSERTAÇÃO DEFENDIDA PELO
ALUNO Fernando David Cuñez Benalcazar, E ORI-
ENTADO PELO Prof. Dr. Erick de Moraes Franklin.

.....
ASSINATURA DO ORIENTADOR

CAMPINAS
2017

Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s): Não se aplica.

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura
Luciana Peitrosanto Milla - CRB 8/8129

C914e Cuñez Benalcazar, Fernando David, 1989-
Estudo experimental de um escoamento turbulento em um canal perturbado por uma forma triangular/ Fernando David Cúñez Benalcázar. – Campinas, SP : [s.n.], 2017.

Orientador: Erick de Moraes Franklin.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Escoamento turbulento. 2. Camada limite turbulenta. 3. Perturbação. 4. Mecânica dos fluidos - Processamento de dados. I. Franklin, Erick de Moraes, 1974-. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Experimental study of a turbulent channel flow pertubed by a triangular ripple.

Palavras-chave em inglês:

Turbulent flow

Turbulent boundary layer

Perturbation

Fluid Mechanics - Data processing

Área de concentração: Térmica e Fluídos

Titulação: Mestre em Engenharia Mecânica

Banca examinadora:

Erick de Moraes Franklin [Orientador]

Marcelo Souza de Castro

Moisés Alves Marcelino Neto

Data da defesa: 09-02-2017

Programa de Pós-Graduação: Engenharia Mecânica

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO ACADÊMICO

Estudo experimental de um escoamento turbulento em um canal perturbado por uma forma triangular

Autor: Fernando David Cuñez Benalcazar

Orientador: Prof. Dr. Erick de Moraes Franklin

A Banca Examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta Dissertação:

Prof. Dr. Erick de Moraes Franklin
DE/FEM/UNICAMP

Prof. Dr. Marcelo Souza de Castro
DE/FEM/UNICAMP

Prof. Dr. Moisés Alves Marcelino Neto
UTFPR-Curitiba

A Ata da defesa com as respectivas assinaturas dos membros encontra-se no processo de vida acadêmica do aluno.

Campinas, 09 de fevereiro de 2017.

Dedicatória

Este trabalho é dedicado para meus amados pais Hugo e Rocío por seu imenso amor, como uma pequena homenagem de todo seu árduo trabalho ao longo dos anos.

Ao meu querido irmão Esteban. Por confiar em mim e por sempre tentar seguir meus passos.

A minha companheira de vida Shirley, por mais uma conquista juntos. Este sucesso é nosso.

A minha avó Rebequita por seu amor, e a minha avó Rosita por sempre cuidar de mim desde o céu.

À Leila por me mostrar que não se precisa de pessoas, para ter um amigo de verdade.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus que colocou na minha vida uma família maravilhosa, e sempre guiar-me no caminho correto.

Aos meus pais Hugo e Rocío, e ao meu irmão Esteban, que sempre me apoiaram e incentivaram para culminar com sucesso esta etapa da minha vida. Obrigado por confiar sempre em mim.

A minha esposa Shirley por todo momento vivido, ajuda, apoio, incentivo, dedicação e compreensão durante todo o tempo de estudo e trabalho.

Ao meu orientador, Professor Dr. Erick de Moraes Franklin, um companheiro de percurso e de discussões profícuas, dentro e fora do contexto deste trabalho, pela confiança depositada em mim e pela amizade.

Aos meus colegas da FEM: Ednir, Marcos, Bruno, Henrique, Gabriel Meletti, Gabriel Oliveira, Cristian e Jan, pela amizade, apoio e incentivo.

Aos meus amigos Carlos e José Luis pela ajuda e companheirismo dentro e fora da faculdade, e à comunidade equatoriana em Campinas, por serem uma segunda família estando fora do Equador.

Ao povo equatoriano, e principalmente à **SENESCYT "Convocatoria Abierta 2014 Fase 2"** pela bolsa de estudos e o apoio financeiro.

*Quanto maiores são as dificuldades
a vencer, maior será a satisfação.*

Marcus Cícero

Resumo

Os escoamentos turbulentos perturbados por pequenas formas são frequentemente encontrados em aplicações industriais e problemas ambientais, e por esta razão têm sido extensivamente estudados por mais de um século. Na natureza, alguns exemplos são os escoamentos de ar sobre colinas, ondas dos oceanos e dunas dos desertos, e escoamentos de água sobre as dunas dos rios. Na indústria, podem-se encontrar nos escoamentos sobre dunas de areia em dutos tais como oleodutos, dutos de esgoto e de dragagem. Compreender seu comportamento é necessário para conhecer como a perturbação afeta a resistência ao escoamento, e os mecanismos de movimento do leito de rios e do transporte de sedimentos. Este trabalho tem como objetivo estudar experimentalmente a perturbação de um escoamento turbulento totalmente desenvolvido por uma forma triangular bidimensional. Duas vazões de água de 8 e $10\text{m}^3/\text{h}$ que correspondem a números de Reynolds de 27500 e 35000, foram impostas sobre uma forma triangular assimétrica fixada na parede inferior de um canal retangular fechado, e os campos de velocidades foram medidos pela técnica de PIV (Velocimetria por Imagem de Partículas). A partir das medidas dos campos instantâneos de velocidades, os campos médios e de flutuações foram calculados, e as tensões de cisalhamento sobre a forma e o campo de produção de turbulência foram determinados. Os comportamentos gerais das velocidades e das tensões obtidas são comparados com análises assintóticas publicadas e a tensão de cisalhamento na superfície da ruga é analisada em termos de instabilidade de um leito granular.

Palavras-chave: escoamento turbulento, camada limite turbulenta, Perturbação, processamento PIV.

Abstract

Turbulent flows perturbed by low hills are frequently found in industrial and environmental applications, and for this reason, they have been extensively studied for over a century. In nature, some examples are atmospheric flows over hills, ocean waves and desert dunes, and water flows over river dunes. In industry, some examples are the flows over sand ripples and dunes in closed conduits such as petroleum pipelines, sewer systems and dredging lines. Understanding its behavior is necessary to know how the perturbation affects the flow resistance, the mechanisms of bed motion and of the sediment transport. This work presents an experimental study on the perturbation of fully-developed turbulent flows by a two-dimensional triangular ripple. Two water flows of $8 \text{ e } 10 \text{ m}^3/\text{h}$ that correspond to Reynolds numbers of 27500 and 35000, were imposed over an asymmetric triangular hill fixed on the bottom wall of a rectangular closed conduit, and the flow fields were measured by PIV (Particle Image Velocimetry). From the instantaneous flow fields, the mean velocities and fluctuations were computed, and the shear stress over the ripple and the field of turbulence production were determined. The general behaviors of obtained velocities and stresses are compared to published asymptotic analyses and the shear stress is discussed in terms of bed stability.

Keywords: Turbulent flow, turbulent boundary layer, perturbation, PIV processing.

Lista de Ilustrações

1.1	Rugas de areia no topo de uma duna no deserto de Wadi Rum, na Jordânia. (Yizhaq <i>e outros</i> , 2004)	23
1.2	(a) Vista superior de uma duna assimétrica. (b) Vista frontal no plano simétrico da duna tridimensional. (Franklin e Charru, 2011)	23
2.1	Escoamento turbulento em um canal (Panton, 2006).	29
2.2	Distribuição da tensão de cisalhamento em um escoamento turbulento (Kundu <i>e outros</i> , 2012).	29
2.3	Perfil de velocidade típico na camada limite turbulenta (White, 2008).	32
2.4	Regiões para um escoamento turbulento sobre uma pequena ruga (Jackson e Hunt, 1975).	35
2.5	Regiões da camada limite turbulenta perturbada (Hunt <i>e outros</i> , 1988).	36
2.6	Evolução da velocidade de atrito ao longo do plano de simetria de uma duna tridimensional (Sauermann <i>e outros</i> , 2003).	38
2.7	Esquema do experimento LDA desenvolvido por Loureiro <i>e outros</i> (2007).	39
2.8	Esquema do experimento PIV desenvolvido por Charru e Franklin (2012).	41
2.9	Produção de energia cinética turbulenta em um escoamento com gradiente de pressão adversa (Marquillie <i>e outros</i> , 2008).	42
2.10	Explosão de estrias utilizando uma formulação DNS (Laval <i>e outros</i> , 2012).	43
3.1	Esquema da bancada experimental.	45
3.2	Foto do dispositivo experimental.	46
3.3	Medidor electromagnético de vazão.	47
3.4	Injetor convergente divergente.	47
3.5	Dimensões do perfil triangular.	48
3.6	(a) Disposição dos principais componentes que constituem o sistema PIV; (b) Foto do equipamento PIV.	49
3.7	Fonte de luz do experimento.	50
3.8	Câmera CCD ImagerProX4M.	51
3.9	Arranjo dos estágios de traslação (Figueiredo, 2012).	52
3.10	Câmara escura em torno da seção de testes.	53
3.11	Disposição do equipamento para o alinhamento do laser, posicionamento do papel milimetrado sobre o canal e calibração da espessura do plano do laser.	54
3.12	Disposição da seção de testes.	54
4.1	Exemplo de uma imagem PIV dos experimentos.	56

4.2	Disposição de calibração das imagens. (a) Régua de PVC utilizada para relacionar pixels e milímetros; (b) Régua de PVC inserida no interior do canal; (c) Imagem adquirida no software controlador para calibrar as dimensões.	57
4.3	Calibração de dimensões feita desde o software controlador.	58
4.4	Disposição do ordem de aquisição das imagens. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita. (a) Escoamento sem perturbação; (b) Escoamento sem perturbação e a montante da crista do perfil; (c) Escoamento sobre o perfil triangular a montante e a jusante da crista; (d) Escoamento a jusante da crista. . .	61
4.5	Imagem PIV do escoamento sobre o perfil triangular. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita.	62
4.6	Esquema de inter-correlação de imagens. (DaVis, 2009a)	63
4.7	Programação dos filtros utilizados no software controlador.	64
4.8	Campos instantâneos de velocidade. (a) Escoamento sem perturbação; (b) Escoamento sem perturbação e a montante da crista do perfil; (c) Escoamento sobre o perfil triangular a montante e a jusante da crista; (d) Escoamento a jusante da crista.	65
4.9	Comparação ilustrativa entre a imagem e o campo instantâneo de velocidade. .	67
5.1	Média temporal acumulativa de valores de (a) velocidade u e (b) produto de flutuações $u'v'$ a diferentes alturas em $x=0.034m$	69
5.2	Campos médios temporais da magnitude da componente longitudinal da velocidade u do escoamento sem perturbação. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita. (a) $Q = 8m^3/h$, (b) $Q = 10m^3/h$	70
5.3	Perfil médio da componente longitudinal da velocidade u como função da coordenada vertical y	71
5.4	Perfis de velocidade média normalizados.	72
5.5	Comparação entre os perfis médios de velocidade com a lei logarítmica, a lei da subcamada viscosa e a equação de Spalding (1961).	73
5.6	Componente xy da tensão de Reynolds normalizada pela tensão de cisalhamento na parede $\overline{\rho u'v'}/\rho u_{*0}^2$, em função da coordenada vertical do canal normalizada pela altura efetiva do canal y/H_{eff}	74
5.7	Fator de atrito de Darcy.	74
5.8	Alguns perfis do campo médio temporal da velocidade sobre a forma triangular. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita e $Re=27,500$	76
5.9	Linhas de corrente do escoamento sobre a forma triangular, $Re=27,500$	76
5.10	(a) Alguns perfis da componente longitudinal da média da velocidade u em função da coordenada vertical y . (b) Alguns perfis da componente longitudinal da média da velocidade u em função da coordenada vertical y_d , $Re=27,500$	77
5.11	Alguns perfis da componente vertical da média da velocidade v em função da coordenada vertical y_d , $Re=27,500$	78

5.12	Alguns perfis da perturbação da média da velocidade, $Re=27,500$	79
5.13	Evolução longitudinal do máximo das perturbações $ \Delta \vec{V} _{max}$ e da posição vertical desse máximo normalizada pelo comprimento viscoso $y_d^+ \Delta V _{max}$. (a) $Re=27,500$. (b) $Re=35,000$	79
5.14	Alguns perfis da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , $Re=27,500$	80
5.15	Alguns perfis da componente xx da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\overline{\rho u'^2_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , $Re=27,500$	81
5.16	Alguns perfis da componente yy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\overline{\rho v'^2_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , $Re=27,500$	81
5.17	Alguns perfis da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , na região $y_d^+ < 300$, $Re=27,500$	82
5.18	Evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $(-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta})_{max} / \rho u_{*,0}^2$ à montante da crista.	83
5.19	Alguns perfis da componente xy da tensão viscosa alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\mu \frac{\partial u_\theta}{\partial y_{d,\theta}} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , na região $y_d^+ < 300$, $Re=27,500$	84
5.20	Evolução longitudinal da tensão viscosa na superfície normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\tau_{visc} / \rho u_{*,0}^2$ à montante da crista.	85
5.21	Alguns perfis da componente xy da tensão de cisalhamento total alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\tau / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , na região $y_d^+ < 300$, $Re=27,500$	85
5.22	Evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de cisalhamento total alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\tau_{max} / \rho u_{*,0}^2$ à montante da crista.	86

5.23	Velocidades de atrito locais u_* em função da posição longitudinal x : (a) forma dimensional; (b) normalizadas pela velocidade de atrito do escoamento sem perturbação.	87
5.24	Evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento perturbado $(-\rho \overline{u'_\theta v'_\theta})_{max} / \rho u_*^2$ à montante da crista. . . .	88
5.25	Campo de produção de energia cinética turbulenta ao longo do perfil triangular: (a) $Re=27,500$; (b) $Re=35,000$	89
5.26	Campo de produção de energia cinética turbulenta à montante da crista, $Re=27,500$	90
5.27	Evolução longitudinal do máximo da produção de energia cinética turbulenta P_{max} e da posição vertical desse máximo normalizada pelo comprimento viscoso $y_d^+ P_{max}$, à montante da crista. (a) $Re=27,500$. (b) $Re=35,000$	90
5.28	Campo de produção de energia cinética turbulenta à jusante da crista: (a) $Re=27,500$; (b) $Re=35,000$	91

Lista de Tabelas

2.1	Valores das constantes A e B_e para diferentes valores de L/y_0	38
4.1	Intervalo do tempo entre <i>frames</i> para cada vazão.	59
4.2	Localização da câmera na direção longitudinal para cada ensaio.	62
5.1	Números de Reynolds correspondentes para cada vazão.	71
5.2	Velocidade de atrito $u_{*,0}$, constante da lei da parede do escoamento sem perturbação C^+ , fator de atrito de Darcy f_0 determinado experimentalmente, e o fator de atrito de Darcy $f_{blasius}$ calculado pela expressão de Blasius, para cada vazão Q	72

Lista de Abreviaturas e Siglas

Letras Latinas

A	Constante	
B, B_e	Constantes	
C^+	Constante	
$\overline{E}$	Energia cinética do Escoamento médio	(m ² /s ²)
f	Fator de atrito de Darcy	
H	Altura do canal	(m)
h	Altura local do perfil triangular	(m)
H_{eff}	Distancia desde a placa PVC até a parede superior do canal	(m)
k	Energia cinética turbulenta	(m ² /s ²)
P	Produção de energia cinética turbulenta	(m ² /s ³)
p	Campo de pressão instantânea do escoamento	(Pa)
$\overline{p}$	Campo de pressão média do escoamento	(Pa)
p'	Flutuação do campo de pressão do escoamento	(Pa)
Q	Vazão Volumétrica	(m ³ /h)
Re_H	Número de Reynolds baseado na altura efetiva do canal, $Re_H = \bar{U}2H_{eff}/\nu$	
T	Transporte da energia cinética média	(m ² /s ²)
$\overline{U}$	Velocidade média transversal do fluido	(m/s)
u	Componente longitudinal da velocidade instantânea	(m/s)
$\overline{u}$	Componente longitudinal da velocidade média	(m/s)
u'	Componente longitudinal da flutuação da velocidade	(m/s)
u_*	Velocidade de atrito	(m/s)
u^+	Velocidade normalizada, $u^+ = u/u_*$	
$-\overline{u'v'}$	Componente xy da Tensão de Reynolds	(m ² /s ²)
$-\overline{u'_\theta v'_\theta}$	Componente xy da Tensão de Reynolds nas coordenadas do perfil	(m ² /s ²)
v	Componente vertical da velocidade instantânea	(m/s)
$\overline{v}$	Componente Vertical da velocidade média	(m/s)
v'	Componente vertical da flutuação da velocidade	(m/s)

x	Coordenada longitudinal	(m)
y	Coordenada vertical	(m)
y_d	Coordenada vertical deslocada	(m)
y^+	Coordenada vertical normalizada, $y^+ = yu_*/\nu$	
y_d^+	Coordenada vertical deslocada normalizada, $y_d^+ = y_d u_*/\nu$	

Letras Gregas

α	Ângulo de inclinação do perfil triangular	
$\bar{\epsilon}$	Dissipação viscosa do escoamento médio	
κ	Constante de Von Kármán	
Λ	Constante	
λ	Comprimento de onda	(m)
μ	Viscosidade Dinâmica	(m ² /s)
ν	Viscosidade Cinemática	(m ² /s)
ρ	Massa específica	(kg/m ³)
τ	Tensão de cisalhamento	(N/m ²)
τ_{visc}	Tensão de cisalhamento viscosa	(N/m ²)
τ_{turb}	Tensão turbulenta	(N/m ²)
τ_{turb}^+	Tensão turbulenta normalizada, $\tau_{turb}^+ = \tau_{turb}/(\rho u_*^2)$	
ξ	Constante de integração	

Siglas

CCD	<i>Charge Coupled Device</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
LDA	<i>Laser Doppler Anemometry</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
PVC	<i>Polyvinyl chloride</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>

Subscritos

0	Relativo ao estado sem perturbação
θ	Relativo às coordenadas do perfil

Sobrescritos

—	Relativo à componente média
'	Relativo à flutuação
^	Relativo à perturbação

Sumário

Lista de Ilustrações

Lista de Tabelas

Lista de Abreviaturas e Siglas

Sumário

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	Definições gerais	21
1.2	Motivação do trabalho	23
1.3	Objetivos	24
1.3.1	Objetivo geral	24
1.3.2	Objetivos específicos	24
2	REVISÃO DA LITERATURA	25
2.1	Escoamentos turbulentos em canais	25
2.1.1	Escoamento médio e flutuações	25
2.1.2	Equações médias do movimento	26
2.1.3	Equações da camada limite turbulenta para paredes planas	28
2.2	Escoamentos turbulentos sobre dunas e ondas	34
2.2.1	Escoamentos não confinados a elevados números de Reynolds	34
2.2.2	Escoamentos confinados a números de Reynolds moderados	40
2.2.3	Estudos Numéricos	42
3	DISPOSITIVO EXPERIMENTAL	45
3.1	Descrição geral	45
3.2	Aparato experimental para o escoamento de água	46
3.3	Equipamento PIV	48
3.3.1	Fonte de luz	50
3.3.2	Câmera	50
3.3.3	Traçadores	51
3.3.4	Sistema de traslação	51
3.4	Preparação do equipamento	52

4	METODOLOGIA	55
4.1	Funcionamento da bancada	55
4.1.1	Ligando o equipamento experimental	55
4.1.2	Desligando o equipamento experimental	55
4.2	Obtenção das imagens	56
4.2.1	Calibração de dimensões	57
4.2.2	Determinação do tempo entre <i>frames</i>	58
4.2.3	Estimativa dos erros	59
	Calibração com escala	59
	Espessura do laser	59
	Inclinação do laser	60
4.2.4	Procedimento para aquisição das imagens	60
4.3	Tratamento das imagens	62
4.3.1	Filtros vetoriais	63
4.3.2	Campos instantâneos de velocidade	65
4.4	Pós-processamento	66
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO	69
5.1	Convergência dos resultados	69
5.2	Escoamento sem perturbação	70
5.3	Escoamento com perturbação	75
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	93
	Referências	97
	ANEXOS	101
A	– Trabalhos publicados	101
A.1	Artigo apresentado no 18th International Symposium of Laser Techniques to Fluid Mechanics	101
A.2	Artigo apresentado na EPTT 2016	101
A.3	Artigo apresentado no ENCIT 2016	101

1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo, são apresentadas as características gerais dos escoamentos turbulentos e das camadas limite turbulentas, descrevem-se os fenômenos que acontecem na presença de uma perturbação bidimensional na camada limite e a importância que eles têm em aplicações industriais e ambientais. De forma geral, apresentam-se alguns trabalhos feitos envolvendo escoamentos turbulentos sobre dunas e rugas, e seus resultados de maior relevância. Finalmente, são expostos os objetivos e a motivação do presente trabalho.

1.1 Definições gerais

Grande parte dos escoamentos que são encontrados em aplicações ambientais e industriais são turbulentos. Escoamentos ao redor de corpos, no interior de dutos e turbomáquinas, na camada limite atmosférica, são em grande parte turbulentos. Por esta razão, eles têm sido extensivamente estudados por mais de um século.

Os escoamentos turbulentos contêm flutuações no tempo e no espaço. Uma característica relevante destes escoamentos é a riqueza de escalas. Por exemplo, nos escoamentos completamente desenvolvidos é possível presenciar todas as escalas: desde as maiores que possuem dimensão comparável à própria região ocupada pelo fluido, até as menores onde ocorrem os processos dissipativos que não são perceptíveis à primeira vista. As flutuações superimpostas ao escoamento médio possuem natureza aleatória e são tão complexas que uma análise determinística das pequenas escalas não é factível. Porém, o movimento misturado resultante tem uma importância significativa tanto para a direção do escoamento quanto para o equilíbrio das forças do escoamento.

Muitos dos escoamentos turbulentos são cisalhantes e, dentro desta categoria, ressaltam-se os escoamentos com contorno de parede, nos quais certas características estruturais da turbulência de parede são conhecidas. As estruturas da turbulência próxima a paredes planas são consideradas universais e muitos dos conhecimentos a respeito das estatísticas da turbulência, bem como dos movimentos e estruturas coerentes, podem ser relacionados com uma camada limite turbulenta.

As camadas limite turbulentas sobre paredes planas são frequentemente encontradas em problemas ambientais e de engenharia. No entanto, em muitos casos, uma pequena deformação está presente na parede, perturbando a camada limite do escoamento turbulento. Na natureza, alguns exemplos são os escoamentos de ar sobre rugas e dunas no deserto, e escoamentos flu-

viais na presença de rugas e dunas. Na indústria, os principais exemplos estão relacionados aos escoamentos sobre rugas no interior de dutos e tubos, como ocorre em oleodutos, em linhas de dragagem e em dutos de esgoto. Existem muitos estudos sobre o assunto (Jackson e Hunt, 1975; Hunt e outros, 1988; Weng e outros, 1991; Belcher e Hunt, 1998; Franklin e Ayek, 2013).

A perturbação da camada limite por uma forma bidimensional de pequena razão de aspecto (razão entre altura e comprimento com ordem de grandeza $O(0,1)$) introduz novas escalas no problema, mudando a distribuição dos campos de velocidades e tensões ao longo do escoamento. Estas novas distribuições de velocidades e tensões são de importância em muitas aplicações de engenharia. Por exemplo, quando se tem transporte de sedimentos, a distribuição da tensão ao longo da ruga (ou da duna) é um parâmetro essencial para entender as instabilidades do leito (Franklin, 2010, 2011, 2012). No caso de escoamentos em dutos e tubos, o aumento do atrito entre o fluido e o leito causa o aumento da perda de carga. No caso de escoamentos em rios e canais abertos, o aumento do atrito entre o fluido e o leito causa aumento do nível da superfície livre, estando assim relacionado a problemas de cheias e transbordamentos. Quando a dimensão da ruga ou da duna é da mesma ordem de grandeza da profundidade do escoamento, variações locais significativas da superfície livre ocorrem, estando relacionadas a problemas de navegação (Franklin, 2012). Finalmente, os escoamentos de ar sobre superfícies perturbadas, principalmente sobre dunas e montanhas, aumentam o arrasto da superfície nos escoamentos atmosféricos de grandes escalas e estes efeitos devem ser conhecidos e introduzidos nas previsões numéricas do tempo, tentando aumentar a eficiência das previsões (Belcher e Hunt, 1998).

Os rios, oceanos e desertos podem apresentar irregularidades que podem ser periódicas ou não, conhecidas como formas de fundo, e os movimentos dos sedimentos sobre o seu leito dependem da estrutura mecânica do escoamento. Podem-se ter diferentes formas geométricas de fundo, mas são frequentes em aplicações ambientais e de engenharia as formas triangulares. Por exemplo, a figura 1.1 indica rugas de areia no topo de uma duna no deserto de Wadi Rum, na Jordânia, que são bem próximas a formas triangulares.

Além disso, Franklin e Charru (2011) desenvolveram experimentos em dunas tridimensionais isoladas e mostraram que o plano de simetria da duna isolada (forma de fundo) é próximo a uma forma triangular (Figura 1.2).

Nas últimas décadas, muitas pesquisas se dedicaram ao estudo da perturbação de uma camada limite turbulenta por uma forma bidimensional de pequena razão de aspecto. A maioria delas estudaram escoamentos não confinados a elevados números de Reynolds, que têm melhorado nosso conhecimento sobre o assunto. Porém, estudos que envolvam escoamentos confinados a números de Reynolds moderados não são conclusivos em tudo e ainda precisam ser explorados.

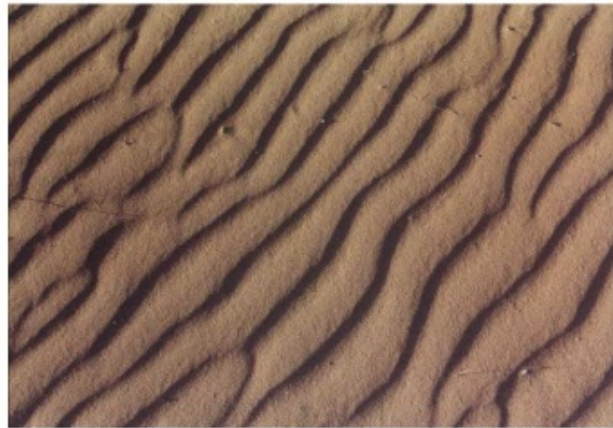
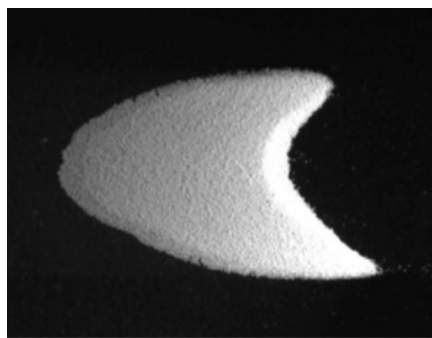
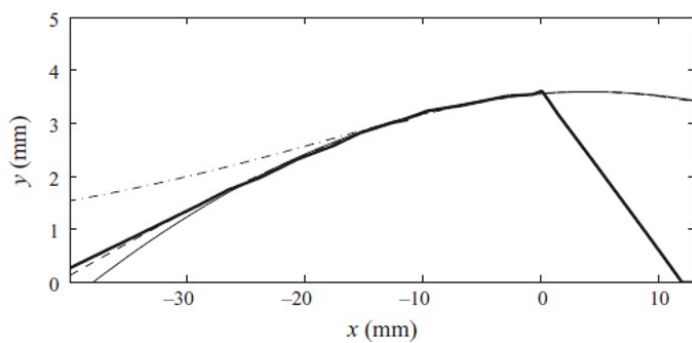


Figura 1.1: Rugas de areia no topo de uma duna no deserto de Wadi Rum, na Jordânia. (Yizhaq e outros, 2004)



(a)



(b)

Figura 1.2: (a) Vista superior de uma duna assimétrica. (b) Vista frontal no plano simétrico da duna tridimensional. (Franklin e Charru, 2011)

1.2 Motivação do trabalho

Levando em conta o exposto anteriormente, os estudos na perturbação da camada limite por uma forma bidimensional têm uma notável importância devido a suas aplicações em problemas ambientais e de engenharia, e essa razão, pode-se dizer que qualquer contribuição para entender seu comportamento tem uma grande relevância.

Considerando que em grande parte das aplicações ambientais e de engenharia predomina uma forma de fundo próxima a uma forma triangular, nesta dissertação são desenvolvidos experimentos de escoamentos turbulentos com números de Reynolds moderados em um canal, perturbados por uma forma triangular de pequena razão de aspecto, $O(0,1)$.

Por outro lado, os estudos de escoamentos com números de Reynolds moderados perturbados por formas bidimensionais não são conclusivos em tudo, e algumas abordagens podem ser ainda exploradas e desenvolvidas. Desenvolver experimentos utilizando PIV (Velocime-

tría por Imagem de Partículas) demonstram ser uma forma útil para estudar os fenômenos que acontecem no escoamento. Assim, das medidas do escoamento obtidas pelo software *Davis*, as velocidades médias e flutuações serão calculadas, de forma que a tensão de cisalhamento e o campo de produção de turbulência sobre a forma possam ser determinados. Para pós-processar os campos instantâneos de velocidade, foi desenvolvido neste trabalho um código numérico implementado no ambiente de *Matlab* para obter os fenômenos detalhados anteriormente e assim determinar se existe equilíbrio local nas regiões internas do escoamento perturbado.

Os aspectos mencionados são as principais motivações para desenvolver esta pesquisa.

1.3 Objetivos

1.3.1 Objetivo geral

Desenvolver um estudo experimental de escoamentos turbulentos em um canal perturbados por uma forma triangular bidimensional.

1.3.2 Objetivos específicos

- Compreender os mecanismos físicos envolvidos e as novas escalas do problema gerados pela perturbação bidimensional sobre o escoamento, isto é, as novas distribuições de velocidades, perturbações e tensões ao longo da forma triangular.
- Desenvolver uma ferramenta numérica no ambiente de *Matlab* para processar o trabalho, isto é, os campos de velocidade obtidos pelo PIV, de forma a se obter os campos de perturbações, tensões turbulentas e produção de turbulência tanto para o escoamento não perturbado quanto para o escoamento sobre a forma triangular.
- Comparar os resultados obtidos experimentalmente com outros trabalhos expostos na literatura.

2 REVISÃO DA LITERATURA

A maioria dos estudos que envolvem a perturbação de um escoamento turbulento têm sido desenvolvidos para condições com altos números de Reynolds. Porém, estudos que abordam o efeito da perturbação de um escoamento com números de Reynolds moderados são menos encontrados. Para melhor entender este fenômeno e o planejamento dos experimentos, a revisão bibliográfica está dividida em duas partes: a primeira se refere aos escoamentos turbulentos em canais, que têm sido estudados extensivamente, e a segunda à abordagem analítica que alguns trabalhos fizeram para escoamentos perturbados por formas bidimensionais, resumindo as características e suas principais conclusões. Esta segunda abordagem também se refere a alguns trabalhos disponíveis na literatura que fizeram estudos experimentais e numéricos na perturbação de escoamentos turbulentos.

2.1 Escoamentos turbulentos em canais

2.1.1 Escoamento médio e flutuações

Grande parte dos escoamentos macroscópicos encontrados na natureza e em problemas de engenharia são turbulentos. Nos escoamentos turbulentos aparecem flutuações aleatórias que são imprevisíveis em detalhe, e nos dias de hoje, ainda não é viável lidar com estas flutuações com análises determinísticas. Consequentemente, é muito importante conhecer os mecanismos físicos que governam este tipo de escoamento. O texto que segue é baseado em: Panton (2006), Kundu *e outros* (2012), Schlichting (2000), White (2008) e Spalding (1961).

Para resolver numericamente problemas com escoamentos completamente turbulentos, cujas propriedades são funções do tempo e do espaço, deve-se utilizar as equações de Navier-Stokes, decompondo o movimento total em uma média e em flutuações, com a obtenção de equações para o campo médio (Equações Médias de Reynolds) e equações para o campo de flutuações. Esta abordagem é apropriada para fenômenos turbulentos com característica estacionária, isto é, as propriedades médias do escoamento não variam com o tempo.

Para uma variável instantânea genérica $u(x_i, t)$, a decomposição de Reynolds é definida como:

$$u(x_i, t) = \bar{u}(x_i) + u'(x_i, t) \quad (2.1)$$

onde o termo $\bar{u}(x_i)$ representa o valor médio temporal da variável instantânea e $u'(x_i, t)$ é a flutuação que se sobrepõe à variável instantânea no instante t , sendo $u'(x_i, t)$ uma variável aleatória centrada. Portanto, as componentes instantâneas de velocidade e da pressão podem ser escritas da seguinte maneira:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.2)$$

e

$$p = \bar{p} + p' \quad (2.3)$$

Assim, a média temporal de cada componente pode ser estimada considerando que o período médio t_1 de aquisição é muito maior que o período de flutuações que apresenta o escoamento:

$$\bar{u}_i = \frac{1}{t_1} \int_{t_0}^{t_0+t_1} u_i \, dt \quad (2.4)$$

Logo, por definição, a média temporal das flutuações é zero:

$$\begin{aligned} \overline{u'_i} &= 0 \\ \overline{p'} &= 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

A característica de importância fundamental nos escoamentos turbulentos é que as flutuações da velocidade u'_i influem no progresso do escoamento médio $\bar{u}_i$, de modo que há um aparente aumento da resistência contra a deformação. Isto é, as flutuações atuam no escoamento médio incrementando aparentemente sua viscosidade. Esse incremento da viscosidade aparente é o tópico central de muitas considerações teóricas nos escoamentos turbulentos.

2.1.2 Equações médias do movimento

Os modelos de turbulência, baseados nas equações de Reynolds, surgem na busca de uma solução para os problemas que envolvem escoamentos turbulentos. O processo de obtenção dessas equações é feito em duas etapas. Inicialmente as variáveis de velocidade e pressão são substituídas pela formulação estatística das equações (2.2 e 2.3), e na sequência são feitas as médias temporais das equações da continuidade e de Navier-Stokes, resultando nas seguintes

relações:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) \quad (2.8)$$

A notar que as equações (2.6, 2.7 e 2.8) apresentam as equações médias de Reynolds (em inglês, RANS - Reynolds Averaged Navier Stokes) em notação indicial. Note que os termos difusivos, o segundo e o terceiro termo do lado direito da equação (2.8) que correspondem à difusão viscosa e turbulenta, respectivamente, podem ser combinados equação (eq. 2.9). O termo de difusão turbulenta "que é conhecido também como tensão de Reynolds (em inglês, Reynolds stress)" tem origem nos termos convectivos da equação (2.8). Quando se obtêm as equações médias de Reynolds, a informação com detalhes do escoamento é perdida. O efeito da turbulência foi filtrado nas tensões de Reynolds (Panton, 2006).

$$\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{visc} + \tau_{turb}) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau) \quad (2.9)$$

A primeira parcela indica a tensão de cisalhamento viscosa, τ_{visc} , que é associada à viscosidade do fluido e ao gradiente da velocidade média, enquanto a segunda parcela refere-se à tensão de Reynolds. As parcelas combinadas definem a tensão de cisalhamento total.

Finalmente, uma equação para a energia cinética por unidade de massa do escoamento médio $\bar{E} = (1/2) \bar{u}_i \bar{u}_i$, pode ser obtida multiplicando a equação (2.8) por $\bar{u}_i$, com $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$. "E tirando a média da equação resultante (Kundu e outros, 2012)".

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{E}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{\bar{u}_j \bar{p}}{\rho} + 2\nu \bar{u}_i \bar{S}_{ij} - \overline{u'_i u'_j \bar{u}_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - 2\nu \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} \quad (2.10)$$

O termos do lado direito da equação 2.10 referem-se ao transporte, produção de turbulência e dissipação da energia cinética do escoamento médio respectivamente. Portanto a equação 2.10 pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\frac{D\bar{E}}{Dt} = \nabla \cdot T - P - \bar{\epsilon} \quad (2.11)$$

Onde T representa o transporte da energia cinética média por pressão, tensões viscosas e as tensões de Reynolds. O termo P representa o único meio pelo qual a energia pode ser passada do escoamento médio para as flutuações. E o termo $\bar{\epsilon}$ indica a dissipação viscosa direta da energia cinética média que é convertida em calor.

Por outro lado também é possível obter uma expressão para a energia cinética turbulenta $k = (1/2)\overline{u'_i u'_i}$, com $\overline{S'_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} \right)$, assim:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{\overline{u'_j p'}}{\rho} + 2\nu \overline{u'_i S'_{ij}} - \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} \right) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - 2\nu \overline{S'_{ij} S'_{ij}} \quad (2.12)$$

O termos do lado direito da equação 2.12 referem-se ao transporte, produção de turbulência e dissipação da energia cinética turbulenta respectivamente.

2.1.3 Equações da camada limite turbulenta para paredes planas

A presença de uma parede modifica a turbulência de uma maneira fundamental. Os escoamentos turbulentos sobre paredes planas também têm uma característica de camada limite, em outras palavras, o escoamento total consiste em um escoamento externo, onde não há influência da viscosidade, e uma fina camada limite turbulenta perto da parede, onde há forte influência da viscosidade. Desta forma, as equações fundamentais para esta camada limite podem ser simplificadas consideravelmente. No caso de escoamentos bidimensionais totalmente desenvolvidos e em regime permanente, onde a direção principal é paralela ao eixo x , é possível obter uma média espacial a partir das médias temporais, gerando apenas um perfil de velocidades que tem a capacidade de representar o comportamento do escoamento turbulento.

A figura 2.1 apresenta um escoamento em um canal que é movido por um gradiente de pressão e é hidraulicamente desenvolvido, de modo que as velocidades e as tensões de Reynolds

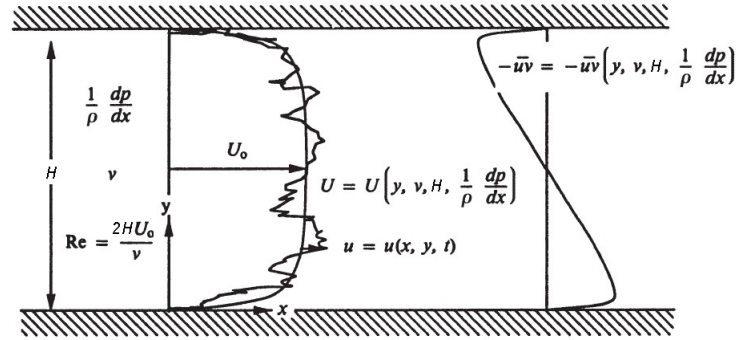


Figura 2.1: Escoamento turbulento em um canal (Panton, 2006).

são independentes da direção do escoamento x , e a coordenada transversal y é medida desde a parede inferior. A figura 2.2 apresenta a distribuição da tensão de cisalhamento no mesmo escoamento. Note-se que a tensão de cisalhamento total τ , é a soma das tensões de Reynolds com a tensão viscosa como se indica na equação 2.9. Neste caso a tensão de cisalhamento varia linearmente com a distancia da parede y , atingindo o seu valor máximo na parede do canal. No centro do canal onde $y=H/2$, tem-se um valor de $\tau=0$

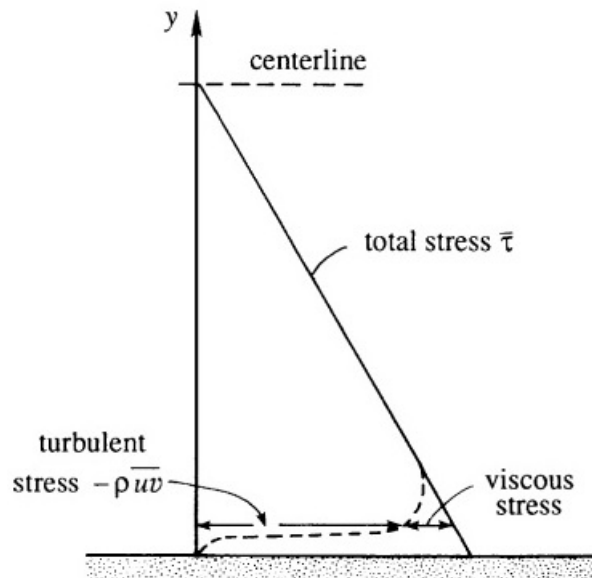


Figura 2.2: Distribuição da tensão de cisalhamento em um escoamento turbulento (Kundu e outros, 2012).

A camada limite turbulenta é dividida em quatro diferentes regiões: I) Uma região conhecida como subcamada puramente viscosa (em inglês *pure viscous sublayer*), situada muito próxima da parede onde a tensão de cisalhamento total τ é praticamente a tensão viscosa τ_{visc} ($\tau \approx \tau_{visc}$) enquanto ($\tau_{turb} \approx 0$). II) Uma região, chamada camada de amortecimento (em inglês *buffer layer*), onde ambas, as tensões de Reynolds e viscosa têm uma mesma ordem de grandeza, ($\tau_{visc} \approx \tau_{turb}$). III) Uma região onde a tensão de cisalhamento total τ é praticamente a tensão de Reynolds τ_{turb} ($\tau \approx \tau_{turb}$) enquanto ($\tau_{visc} \approx 0$) conhecida como região logarítmica (em inglês *overlap layer*). IV) E a região, chamada de camada externa (em inglês *outer layer*),

onde também ($\tau \approx \tau_{turb}$). Além disso, é possível associar as três primeiras regiões em uma região só, conhecida como região interna.

Para canais bidimensionais, considerando um escoamento hidraulicamente desenvolvido, em regime permanente e incompressível, as equações médias de Reynolds, Eq.(2.6) e Eq.(2.8), podem ser simplificadas para representarem a região interna da camada limite turbulenta por meio de análise de escala de seus termos. Portanto, pode-se obter as seguintes equações em notação cartesiana ortogonal:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (2.13)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u' v'} \right) \quad (2.14)$$

O segundo termo da direita da equação (2.14) corresponde à tensão de cisalhamento total do escoamento. Integrando essa equação em y , no intervalo $[0, y]$ e considerando que a tensão de cisalhamento é zero no centro do canal ($y=H/2$), tem-se a seguinte expressão:

$$\frac{1}{\rho} \left(\mu \frac{d\bar{u}}{dy} - \overline{\rho u' v'} \right) = \frac{\tau_0}{\rho} \left(1 - \frac{2y}{H} \right) \quad (2.15)$$

onde τ_0 é a tensão de cisalhamento na parede. Note que a tensão de cisalhamento varia linearmente em y como indica a figura 2.2. A equação (2.15) pode ser usada para inferir que o perfil de velocidades nas proximidades da parede é dependente das variáveis: $\bar{u}=f(y, H, \nu, \tau_0/\rho)$ (Schlichting, 2000). Da análise dimensional, a tensão de cisalhamento na parede τ_0 e a massa específica do fluido ρ podem ser combinadas para produzir a velocidade de atrito u_* :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (2.16)$$

A análise dimensional ainda prevê mais quatro variáveis adimensionais:

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_*} \quad (2.17)$$

$$y^+ = \frac{y}{l_v} = \frac{y u_*}{\nu} \quad (2.18)$$

$$Re_H = \frac{2Hu_*}{\nu} \quad (2.19)$$

$$\tau_{turb}^+ = -\frac{\overline{\rho u'v'}}{\rho u_*^2} \quad (2.20)$$

onde u_* representa a velocidade característica para escoamentos turbulentos a uma dada tensão de cisalhamento na parede, l_v é o comprimento característico (conhecido como comprimento viscoso), e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

Substituindo as variáveis adimensionais na equação 2.15, tem-se a seguinte expressão adimensional:

$$\frac{du^+}{dy^+} + \tau_{turb}^+ = 1 - \frac{y^+}{Re_H} \quad (2.21)$$

Esta configuração é um problema típico de perturbação singular, e pode ser resolvida com métodos de perturbação.

A figura 2.3 exibe as regiões predominantes no perfil de velocidades, u^+ vs y^+ , de um escoamento turbulento: a região viscosa (em inglês, *viscous layer*) que abrange a subcamada puramente viscosa, $y^+ < 5$ onde $\tau_{visc} \gg \tau_{turb}$, e a camada de amortecimento, ($5 < y^+ < 70$), onde $\tau_{visc} \approx \tau_{turb}$; a região logarítmica, ($70 < y^+ < 300$); e a região externa (em inglês, *outer layer*) $y^+ > 300$, onde $\tau_{visc} \ll \tau_{turb}$ (Schlichting, 2000). Esta figura, em escalas log-normal, apresenta um comportamento curvo na região próxima da parede, tornando-se reta quando atinge o valor de $y^+ > 70$. Essa linha reta corresponde à lei logarítmica. Quando o escoamento se distancia da parede, os dados desviam da lei logarítmica onde começa a camada externa.

A região muito próxima da parede, onde $y^+ \rightarrow 0$, é dominada pela viscosidade molecular, onde ($\tau \approx \tau_{visc}$) e ($\tau_{turb} \rightarrow 0$). O perfil de velocidades é dependente da tensão de cisalhamento viscosa, de propriedades do fluido e da distancia da parede, nesta região a equação (2.21) pode ser simplificada da seguinte maneira:

$$\frac{du^+}{dy^+} = 1 \quad (2.22)$$

Desenvolvendo a equação (2.22) com a condição de fronteira $u^+(0) = 0$, obtém-se:

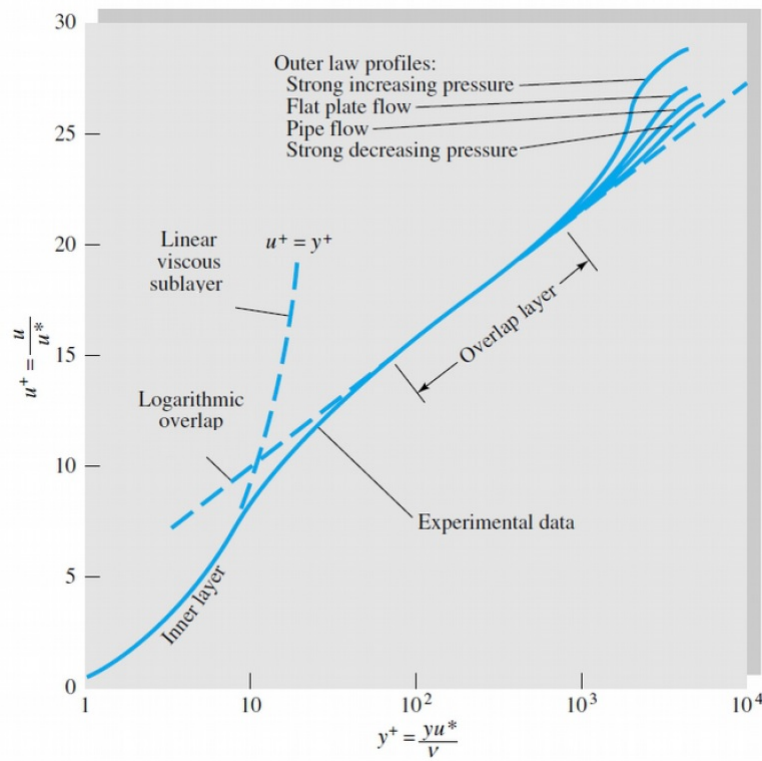


Figura 2.3: Perfil de velocidade típico na camada limite turbulenta (White, 2008).

$$u^+ = y^+ \quad (2.23)$$

A região logarítmica, ($70 < y^+ < 350$), onde ($\tau \approx \tau_{turb}$) e ($\tau_{visc} \rightarrow 0$), se encontra longe o bastante da parede para que os efeitos viscosos sejam desprezíveis, mas próxima o suficiente para que a tensão de cisalhamento possa ser aproximada para um valor constante e igual ao valor da parede. O perfil de velocidades é dado pela lei logarítmica:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+ \quad (2.24)$$

onde κ (constante de von Kármán) e C^+ são constantes para os escoamentos turbulentos. Para regime hidraulicamente liso, Schlichting (2000) sugere o uso de $\kappa=0.41$ e $C^+=5.0$, valores que foram adotados neste trabalho.

A camada de amortecimento que faz ligação entre a subcamada puramente viscosa e a camada logarítmica, apresenta um perfil de velocidades que não é linear nem logarítmico, mas uma curva suave parece para fazer ligação entre as duas regiões. Schlichting (2000) propõe a seguinte equação para essa curva:

$$u^+ = \frac{1}{\Lambda} \left[\frac{1}{3} \ln \frac{\Lambda y^+ + 1}{\sqrt{(\Lambda y^+)^2 - \Lambda y^+ + 1}} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\arctan \frac{2\Lambda y^+ - 1}{\sqrt{3}} + \frac{\pi}{6} \right) \right] + \frac{1}{4\kappa} \ln (1 + \kappa B y^{+4}) \quad (2.25)$$

onde

$$\Lambda = 0.127; \quad B = 1.43 \cdot 10^{-3} \quad (2.26)$$

Para evitar que fosse necessário a utilização de diferentes formulações para cada uma das três regiões detalhadas Spalding (1961) propôs uma expressão que pode ser utilizada em qualquer região:

$$y^+ = u^+ + \exp(-\kappa C^+) \left[\exp(\kappa u^+) - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} - \frac{(\kappa u^+)^4}{24} \right] \quad (2.27)$$

onde os valores de κ e C^+ são os expostos anteriormente. Entretanto, o valor da velocidade adimensional u^+ está implícito.

Finalmente, em regime hidraulicamente liso, a subcamada puramente viscosa não é afetada pela rugosidade e, neste caso, o fator de atrito de Darcy f é função apenas do número de Reynolds. O número de Reynolds será baseado na altura efetiva do canal H_{eff} , $Re_H = 2H_{eff}\bar{U}/\nu$, uma vez que para canais 2D o diâmetro hidráulico é aproximadamente o dobro da altura.

Como alternativa mais simples para o cálculo do fator de atrito para regime hidraulicamente liso com $Re_H \leq 10^5$, tem-se a equação de Blasius:

$$f = \frac{0.316}{Re_H^{0.25}} \quad (2.28)$$

e a velocidade de atrito u_* , a partir da correlação de Blasius, é dada por:

$$u_* = \left(\frac{f}{8}\right)^{0.5} \bar{U} \quad (2.29)$$

2.2 Escoamentos turbulentos sobre dunas e ondas

As camadas limite turbulentas sobre paredes planas têm sido estudadas por muito tempo, e seu comportamento é bem conhecido pelas equações apresentadas na seção 2.1. No entanto, em muitos casos, uma pequena deformação está presente na parede, perturbando a camada limite do escoamento turbulento. Essa perturbação da camada limite por uma forma bidimensional ou tridimensional, introduz novas escalas no problema, mudando a distribuição dos campos de velocidades e tensões ao longo do escoamento. Essas novas distribuições de velocidades e tensões são de importância em muitas aplicações de engenharia.

2.2.1 Escoamentos não confinados a elevados números de Reynolds

Nas últimas décadas, muitos estudos se dedicaram ao estudo da perturbação de escoamentos turbulentos de ar por dunas ou ondas de pequena razão de aspecto. Alguns desses estudos são baseados em métodos assintóticos, onde a camada limite do escoamento turbulento ao longo da ruga é dividida em uma estrutura com duas regiões que pode ser empregada para determinar o escoamento perturbado (Jackson e Hunt, 1975). Além disto, muitas vezes cada uma destas regiões é subdividida em duas camadas para satisfazer corretamente as condições de fronteira.

Jackson e Hunt (1975) apresentaram uma análise assintótica de uma camada limite turbulenta perturbada por uma pequena ruga. Em sua análise, a camada limite não perturbada segue a lei da parede que vem dada pelas equações (2.23, 2.24, 2.25 e 2.27). Por outro lado eles dividiram a camada limite em duas regiões como apresenta a figura 2.4.

A região interna, próxima ao leito, é uma região onde os vórtices turbulentos podem se adaptar e atingir condições de equilíbrio com o escoamento médio. Nesta região, a escala de tempo para a dissipação dos vórtices contendo energia é muito menor que a escala de tempo para sua advecção, de modo que esta região está em equilíbrio local. A condição de equilíbrio local permite o uso de modelos de tensão turbulenta, tais como o modelo de comprimento de mistura. Além disso, como esta região tem uma espessura que não varia significativamente ao longo da ruga, as perturbações de pressão são causadas pelo campo de pressão da região externa.

A região externa é considerada suficientemente longe do leito de modo que os vórtices

que contêm energia não conseguem se adaptar às condições de equilíbrio com o escoamento médio: a escala de tempo para a dissipação dos vórtices que contêm energia é muito maior do que a escala de tempo para a sua advecção, e o escoamento não está em equilíbrio local. Por esta razão, o escoamento médio nesta região praticamente não é afetado pelas perturbações da tensão de cisalhamento e uma solução potencial é esperada.

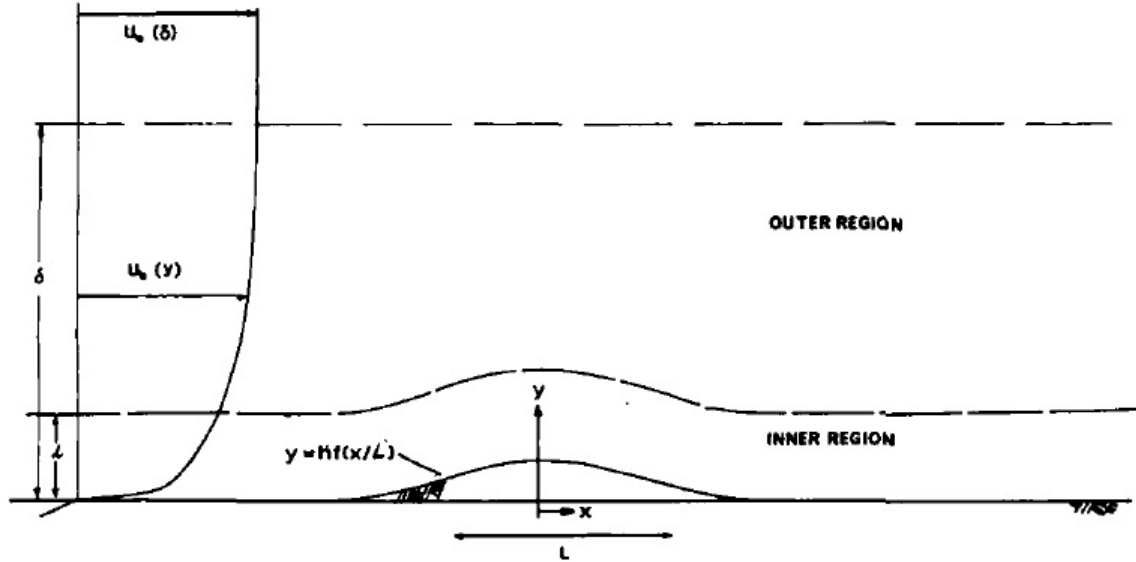


Figura 2.4: Regiões para um escoamento turbulento sobre uma pequena ruga (Jackson e Hunt, 1975).

Para analisar a camada limite perturbada, diferentes perfis de velocidades devem ter como referência a superfície sólida, em outras palavras, a posição vertical onde a velocidade é zero. Na região interna perto da ruga, a superfície da ruga é a referência, e portanto pode-se encontrar uma coordenada vertical deslocada y_d , dada pela seguinte expressão:

$$y_d = y - h(x) \quad (2.30)$$

onde y é a coordenada vertical e $h(x)$ é a altura local da ruga em função da coordenada x .

Na região interna, como a perturbação é de pequena razão de aspecto, pode-se assumir que a inclinação da componente longitudinal da velocidade ao longo da forma é suficientemente pequena e portanto a perturbação da velocidade pode ser definida pela seguinte expressão:

$$\Delta \vec{V}(y_d) = \vec{V}(y_d) - \vec{V}_0(y_d) \quad (2.31)$$

onde $\vec{V}(y_d)$ é a velocidade sobre a ruga, e $\vec{V}_0(y_d)$ é a velocidade do escoamento não perturbado

calculada com a coordenada vertical deslocada y_d com a equação (2.27).

Jackson e Hunt (1975) fizeram o casamento (em inglês *matching*) destas duas regiões (interna e externa) e obtiveram uma solução para a perturbação. A solução composta mostra que a maior parte da perturbação ocorre na região interna. Além disso, eles encontraram que a evolução longitudinal da perturbação possui um pico a montante da crista do leito.

Hunt e outros (1988) prosseguiram com a análise, subdividindo cada região (Fig.2.5). A região interna foi subdividida em duas camadas. Na camada superficial interna, mais perto do leito, o escoamento é determinado pela pressão e efeitos de cisalhamento (os efeitos inerciais são desprezíveis) e sua parte inferior coincide com as condições de contorno na superfície do leito. Na camada de tensão de cisalhamento, mais perto da região externa, o escoamento é determinado pela pressão, cisalhamento, e efeitos inerciais e sua parte superior deve coincidir com a parte inferior da região externa. A região externa também foi subdividida em duas camadas. Na camada superior, a razão entre o gradiente de tensões de Reynolds e os efeitos inerciais é muito pequena e o escoamento é aproximadamente potencial. Nesta camada, o escoamento é dominado pelos efeitos da pressão. Na camada média, parte inferior da região externa, o cisalhamento não é desprezível, de modo que o escoamento é não-viscoso, mas rotacional. Esta camada deve-se ligar (*match*) com a camada de tensão de cisalhamento. Além disto, eles estenderam sua análise para rugas tridimensionais.

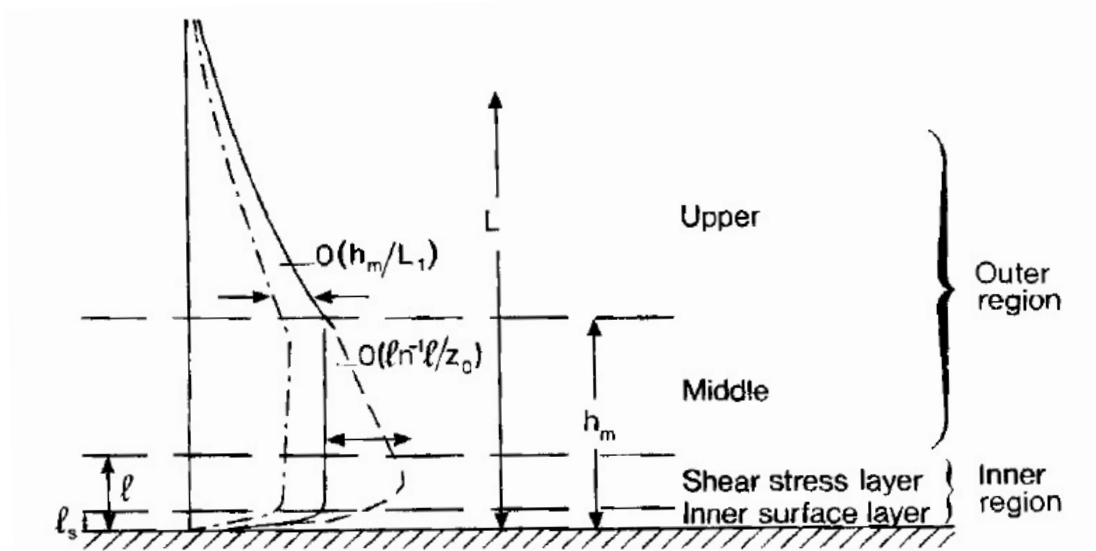


Figura 2.5: Regiões da camada limite turbulenta perturbada (Hunt e outros, 1988).

Os resultados obtidos por Hunt e outros (1988) estão em concordância com os dados de Jackson e Hunt (1975). Hunt e outros (1988) também mostraram que a velocidade máxima de perturbação ocorre na camada de tensão de cisalhamento e que próximo à superfície o aumento relativo da tensão na superfície é maior que o da velocidade.

Weng *e outros* (1991) estenderam os trabalhos apresentados de Jackson e Hunt (1975) e Hunt *e outros* (1988). Eles calcularam as perturbações de velocidade até a segunda ordem, obtendo um casamento (*matching*) mais suave entre as subcamadas, e aplicaram os resultados para formas com razões de aspecto maiores. Suas expressões para as tensões na superfície, em primeira ordem, são amplamente utilizadas.

Sauermann (2001); Sauermann *e outros* (2003) e Kroy *e outros* (2002a,b) simplificaram os resultados de Weng *e outros* (1991) para a tensão na superfície e obtiveram uma expressão que contém apenas os efeitos físicos dominantes da perturbação, deixando claras as razões da sua defasagem a montante. Para uma ruga com altura local h e um comprimento $2L$ entre as meia alturas (comprimento total de aproximadamente $4L$), eles mostraram que a perturbação da velocidade de atrito $\hat{u}_*$ é dada pela seguinte expressão:

$$1 + \hat{u}_* = \frac{u_{*,x}}{u_{*,0}} \quad (2.32)$$

onde $\hat{u}_*$ é a perturbação da velocidade de atrito causada pela ruga, $u_{*,x}$ é a velocidade de atrito para cada posição longitudinal, e $u_{*,0}$ é a velocidade de atrito do escoamento turbulento sem perturbação. Sauermann *e outros* (2003) e Andreotti *e outros* (2002) desenvolveram trabalhos experimentais onde mostraram que no plano de simetria de uma duna de areia tridimensional (forma de fundo triangular), a velocidade de atrito ao longo da duna cresce aproximadamente 1.4 vezes em relação à velocidade de atrito sem perturbação, como se indica na figura (2.6). Esse incremento na velocidade de atrito é dado pela equação (2.32)

Eles também mostraram que a componente longitudinal da perturbação da tensão de cisalhamento (adimensional) é dada por:

$$\hat{\tau}_x = A \left(\frac{1}{\pi} \int \frac{\partial_x h}{x - \xi} d\xi + B_e \partial_x h \right) \quad (2.33)$$

onde ξ é uma variável de integração e A e B_e são consideradas constantes, uma vez que variam com o logaritmo de L/y_0 . Os valores das constantes são apresentadas na tabela 2.1.

O primeiro termo entre parênteses, o produto de convolução, é simétrico, semelhante à solução potencial da perturbação do escoamento por uma ruga. Ele vem das perturbações de pressão causadas pela ruga na região externa. O segundo termo entre parênteses, que leva em conta a inclinação local, é anti-simétrico. Ele vem dos termos inerciais não-lineares do escoamento turbulento e pode ser visto como uma correção de segunda ordem da solução potencial,

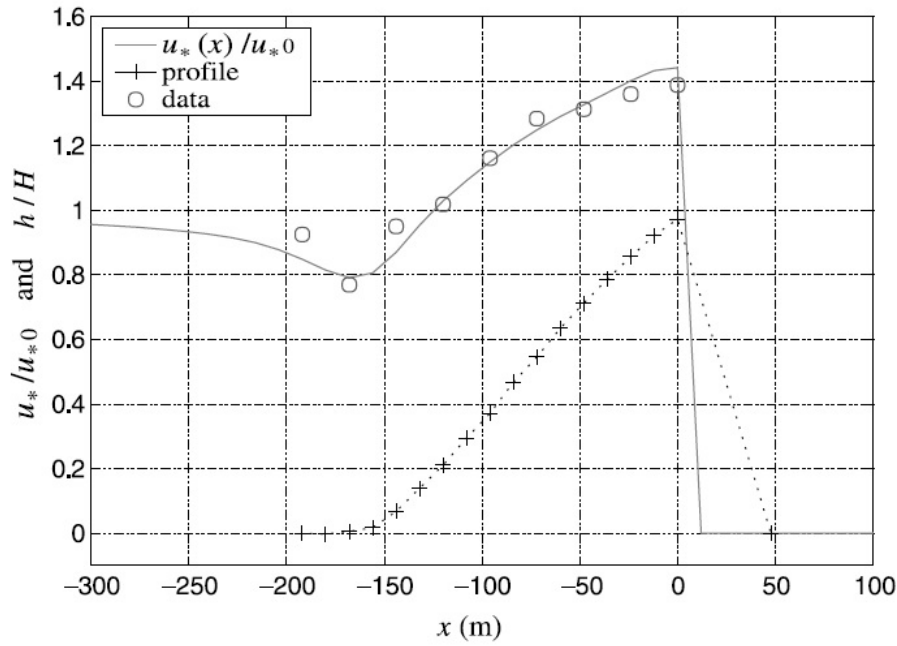


Figura 2.6: Evolução da velocidade de atrito ao longo do plano de simetria de uma duna tridimensional (Sauermaann *e outros*, 2003).

Tabela 2.1: Valores das constantes A e B_e para diferentes valores de L/y_0 .

L/y_0	A	B_e
10^3	4.0	0.63
10^4	3.6	0.46
10^5	3.3	0.36

com pequeno efeito na amplitude da solução de primeira ordem, mas causando uma defasagem à montante. No espaço de Fourier, a equação (2.33) poderia ser escrita como:

$$\hat{\tau}_k = Ah (|k| + iB_e k) \quad (2.34)$$

onde $k=2\pi\lambda^{-1}$ é o número de onda longitudinal (λ é o comprimento de onda) e i é o número imaginário. Supondo uma perturbação pequena em comparação a um escoamento de base, o escoamento de fluido sobre o leito pode ser escrito como o escoamento de base, não perturbado, somado à perturbação do escoamento. Para a tensão de cisalhamento na superfície do leito:

$$\tau = \tau_0 (1 + \hat{\tau}) \quad (2.35)$$

No caso de leitos granulares, a evolução longitudinal da tensão de cisalhamento determina se o escoamento do fluido é um mecanismo instável, de modo que as equações (2.34) e (2.35) são de grande importância para a análise de estabilidade de ondulações de um leito granular (Franklin, 2010, 2011, 2012).

Formalmente, os métodos assintóticos são aplicados a rugas com razões de aspecto de $(h_{max}(4L)^{-1} < 0.05)$ (Jackson e Hunt, 1975; Hunt *e outros*, 1988; Sykes, 1980), onde o comprimento total do leito é aproximadamente $4L$ e h_{max} corresponde a sua altura máxima. Carruthers e Hunt (1990) mostraram que resultados razoáveis são obtidos quando aplicados a inclinações de até $(h_{max}(4L)^{-1} = 0.3)$ (note que a razão de aspecto de dunas é $h_{max}(4L)^{-1} = O(0.1)$). Em particular, quando $(h_{max}(4L)^{-1} = O(0.1))$, as equações obtidas devem ser aplicadas a um envelope formado pelo leito e pela bolha de recirculação (Weng *e outros*, 1991).

Loureiro *e outros* (2007), mediram experimentalmente os perfis instantâneos de velocidade da água com a técnica de anemometria de laser Doppler (em inglês, *Laser Doppler Anemometry*, LDA). Eles apresentaram experimentos da perturbação de um escoamento turbulento por uma ondulação bidimensional (Fig. 2.7), e encontraram dados próximos da parede tanto a montante quanto a jusante da crista, em particular os comportamentos médios e turbulentos do escoamento. A tensão de cisalhamento na parede ao longo da forma foi analisada através de um ajuste de dados. Eles obtiveram que a componente xy da tensão de Reynolds diminui suavemente até o escoamento atingir a crista, mantendo a mesma ordem de grandeza das tensões de cisalhamento encontradas no escoamento sem perturbação.

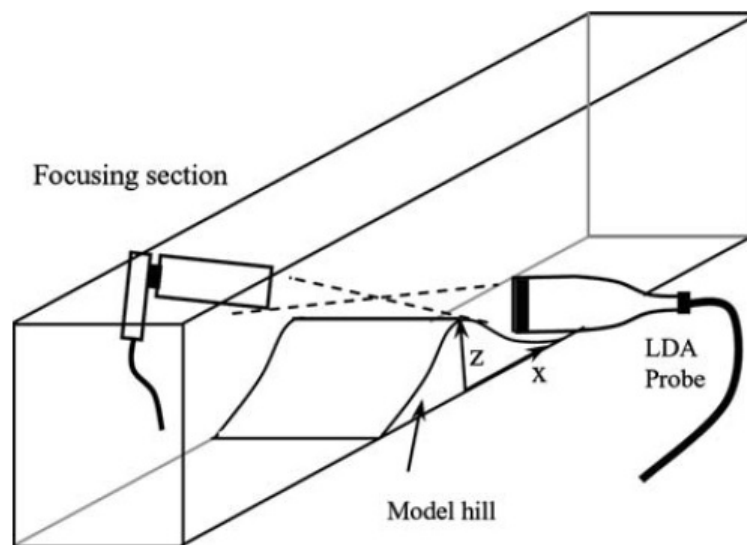


Figura 2.7: Esquema do experimento LDA desenvolvido por Loureiro *e outros* (2007).

Finalmente, Poggi *e outros* (2007), no seu trabalho experimental de escoamentos laminares e turbulentos sobre uma superfície ondulada, mostraram que os modelos assintóticos apre-

sentados por Jackson e Hunt (1975) para uma forma isolada, também podem ser estendidos para uma onda com diversos comprimentos de onda presentes, se a velocidade do escoamento é definida apropriadamente. Para escoamentos turbulentos com números de Reynolds moderados, eles encontraram que a componente xy da tensão de Reynolds permanece constante ao longo das ondulações.

2.2.2 Escoamentos confinados a números de Reynolds moderados

São poucos os trabalhos que tratam dos efeitos da perturbação de uma camada limite turbulenta com uma forma bidimensional ou tridimensional em escoamentos confinados com números de Reynolds moderados. Para melhor entender este fenômeno e suportar os dados experimentais que vão ser apresentados neste trabalho, serão apresentadas nesta seção as principais características de escoamentos com números de Reynolds moderados onde o fluido principal é água.

Charru e Franklin (2012) e Franklin e Ayek (2013) desenvolveram experimentos de escoamentos de água em um canal, onde obtiveram os perfis instantâneos de velocidade bidimensionais através da velocimetria por imagem de partículas (em inglês, *Particle Image Velocimetry*, PIV). Para o caso deste trabalho foi adotado o método do PIV.

Franklin e Charru (2011) e Charru e Franklin (2012), estudaram dunas tridimensionais isoladas, conhecidas como barcanas, no caso específico de escoamentos de água em dutos (Fig. 2.8). Em particular, a evolução da tensão de cisalhamento ao longo do plano de simetria da duna foi investigada. Diferente dos escoamentos a elevados números de Reynolds, os autores descobriram que a tensão de cisalhamento na superfície não é defasada para montante da crista da duna. Se isto for verdade, o escoamento do líquido não é o mecanismo instável e a formação de barcanas aquáticas não pode ser explicada. A ausência de uma defasagem para montante não foi explicada pelos autores. A razão provável está relacionada à tridimensionalidade do escoamento.

Recentemente, Franklin e Ayek (2013) estudaram a perturbação de uma camada limite turbulenta por uma forma triangular bidimensional fixada na parede inferior de um canal. Eles também obtiveram os campos instantâneos de velocidade através do PIV. Neste caso, mostraram que, no caso de escoamentos de água com números de Reynolds moderados, as tensões de cisalhamento ao longo da forma crescem notavelmente indicando que as regiões internas do escoamento perturbado não estão em equilíbrio local. Isto significa que as expressões assintóticas para a perturbação de camadas limite baseadas em condições de equilíbrio local não se aplicam a escoamentos sobre rugas aquáticas em condições moderadas de números de Reynolds. A

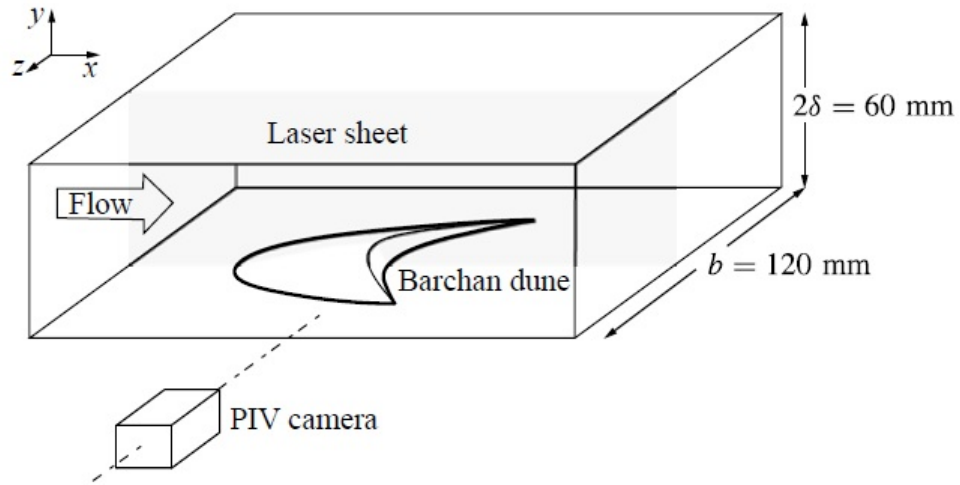


Figura 2.8: Esquema do experimento PIV desenvolvido por Charru e Franklin (2012).

causa da falta de equilíbrio local foi explicada pelos autores devido à presença de cantos vivos na fixação do perfil triangular com a parede inferior, havendo provavelmente um desprendimento de vórtices no bordo de ataque. Esse desprendimento de vórtices poderia acontecer para números de Reynolds acima de algum limiar. Neste caso específico, o problema continua em aberto e mal compreendido.

No caso de experimentos PIV, os cálculos dos principais comportamentos do escoamento são feitos em coordenadas x e y para o canal todo, mas quando o escoamento passa sobre as perturbações, existe uma pequena mudança de coordenadas que influi na determinação das tensões de cisalhamento ao longo da forma. Charru e Franklin (2012) propuseram a seguinte expressão para determinar as tensões de cisalhamento nas coordenadas da forma:

$$\overline{u'_\theta v'_\theta} = \overline{u'v'} \cos(2\alpha) - \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} - \overline{v'^2} \right) \sin(2\alpha) \quad (2.36)$$

onde $\overline{u'v'}$, $\overline{u'^2}$ e $\overline{v'^2}$, são as componentes das tensões turbulentas calculadas em coordenadas x e y pelo PIV, e α é o ângulo de inclinação da forma.

2.2.3 Estudos Numéricos

Numericamente, camadas limite turbulentas vêm sendo estudadas por meio de simulação direta das equações de Navier-Stokes (DNS) e por simulações de grandes escalas (LES). No caso de escoamentos em camadas limite com gradientes de pressão adverso gerado pela presença de uma perturbação geométrica, se comparados com escoamentos sem perturbação, trazem complicações a mais como, por exemplo, a variação das tensões de cisalhamento, velocidades e mudança da velocidade de atrito ao longo da forma. Estes fatores adicionais são as principais dificuldades associadas à modelagem de turbulência em tais escoamentos.

Marquillie *e outros* (2008), desenvolveram uma simulação numérica direta (DNS) de um escoamento com gradiente de pressão adverso causado por uma forma geométrica ondulada e mostraram que ao longo da região de gradiente de pressão adverso há uma queda repentina da curva de C_f seguida por uma rápida recuperação. Este comportamento foi localizado tanto para a parede inferior, quanto para a parede superior. Por outro lado também encontraram um leve aumento da produção de energia turbulenta logo após da crista nas paredes superior e inferior (Fig.2.9).

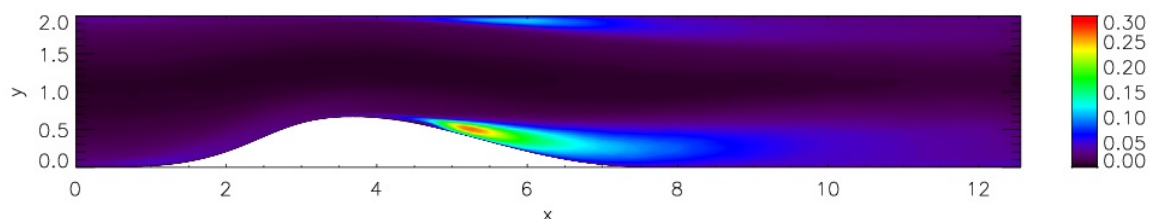


Figura 2.9: Produção de energia cinética turbulenta em um escoamento com gradiente de pressão adversa (Marquillie *e outros*, 2008).

Schiavo (2014), fez um estudo numérico por simulação de grandes escalas (LES) de um escoamento turbulento em um canal perturbado por uma onda com número de Reynolds moderado. Nesse trabalho avaliou os efeitos da presença da perturbação nas estatísticas do escoamento, analisando as consequências do gradiente de pressão adverso na produção, transporte e dissipação de energia turbulenta, e encontrou que à jusante da crista da onda, ocorre um aumento repentino da tensão de Reynolds e, conseqüentemente, da energia cinética turbulenta. Isto ocorre devido à pequena região de recirculação que ocorre logo após da crista da perturbação.

A origem do incremento da energia cinética turbulenta e da tensão de Reynolds foi descoberta por Laval *e outros* (2012) através de estudos utilizando uma formulação DNS, e Kuban *e outros* (2012) desenvolvendo uma simulação LES. Estes estudos apontaram que este pico de

energia cinética turbulenta é causado por uma instabilidade em estruturas coerentes ao longo do canal, as estrias (em inglês, *streaks*). Estas estrias ocorrem na região em torno de $y^+ \sim 10$ e percorrem todo o canal, sendo que na região a jusante da crista ocorre a explosão destas estrias nas paredes superior e inferior, gerando assim o pico de energia cinética turbulenta mencionado (Fig.2.10).

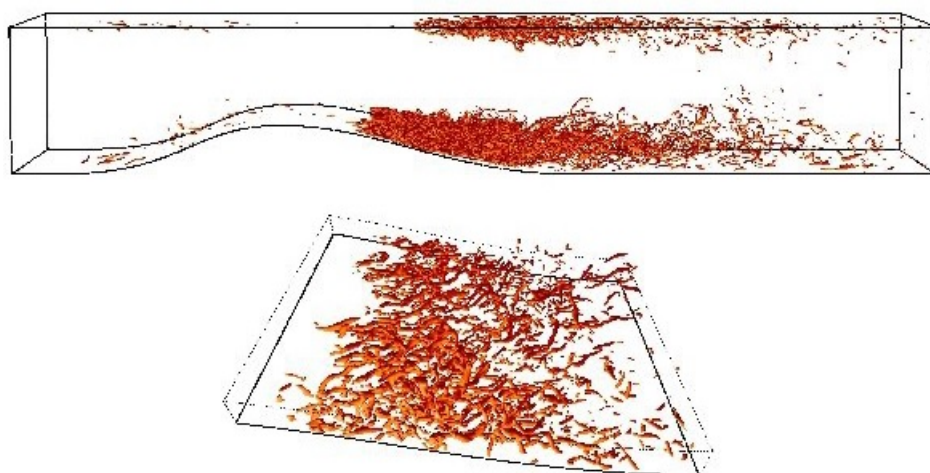


Figura 2.10: Explosão de estrias utilizando uma formulação DNS (Laval *e outros*, 2012).

Depois de ter apresentado sucintamente os trabalhos associados a esta dissertação como, os métodos, experimentos e modelos numéricos empregados para estudar a perturbação de escoamentos turbulentos por formas de fundo, pode-se concluir que os diversos estudos analisados estão focados nos efeitos gerados na perturbação da camada limite sobre as distribuições de velocidades e tensões de cisalhamento ao longo da perturbação.

Embora os resultados obtidos nos trabalhos expostos anteriormente sejam de importância para esta dissertação, o problema da distribuição da tensão na superfície da ruga em escoamentos confinados com números de Reynolds moderados ainda é um problema em aberto. Essa distribuição é fundamental para se compreender a estabilidade de leitos granulares. Por esse motivo o enfoque desta dissertação é desenvolver uma investigação experimental deste tópico.

3 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Nesta seção é apresentada uma descrição do dispositivo experimental empregado para estudar os escoamentos turbulentos de água com números de Reynolds moderados perturbados por um perfil triangular, e do equipamento PIV utilizado para medição do escoamento. Finalmente, apresenta-se uma descrição da preparação do equipamento, além de outros detalhes adicionais que foram necessários para desenvolver os ensaios experimentais.

3.1 Descrição geral

A bancada experimental que foi utilizada para a realização dos testes consistiu basicamente dos seguintes componentes: um reservatório de água, duas bombas centrífugas, um medidor de vazão, um injetor convergente-divergente, um canal transparente com 5m de comprimento e de seção retangular (160mm de largura por 50mm de altura), um tanque de decantação e uma linha de retorno de modo que a água escoar num circuito fechado. A figura 3.1 exibe uma representação do dispositivo experimental, com a localização de cada componente do circuito fechado de água, e a figura 3.2 apresenta uma foto do dispositivo experimental tirada no Laboratório de Mecânica dos Fluidos da FEM. Para a medição do escoamento foi utilizado o equipamento PIV, que consiste basicamente de um laser, uma câmera, um sincronizador e um sistema de traslação que permite que a câmera se movimente ao longo do canal.

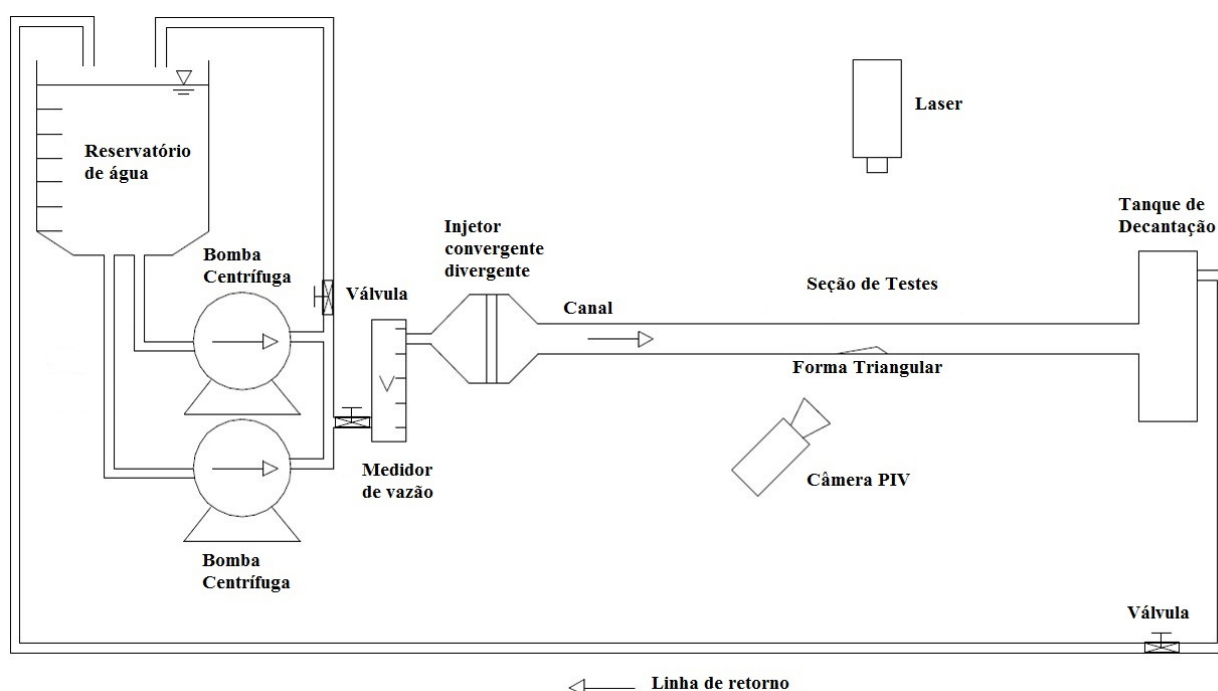


Figura 3.1: Esquema da bancada experimental.



Figura 3.2: Foto do dispositivo experimental.

Para atingir os objetivos deste trabalho, a água foi utilizada como fluido de estudo para a realização dos ensaios. Os valores da massa específica (ρ) e da viscosidade cinemática (ν) a uma temperatura de, aproximadamente, 20°C são $1000\text{kg}/\text{m}^3$ e $1,0 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$, respectivamente (Batchelor, 2000).

3.2 Aparato experimental para o escoamento de água

O dispositivo experimental impõe uma vazão de água que, em circuito fechado, escoar pelo canal todo e passa sobre o perfil triangular que está fixado na parede inferior do canal. Na seção de testes foram analisados os comportamentos de um escoamento perturbado por uma forma triangular a diferentes vazões. Um reservatório com capacidade de 1000 litros garantiu o constante fornecimento de água. A água que sai do reservatório foi bombeada por meio de duas bombas centrífugas de 0.75hp cada uma de potência nominal, fabricadas pela empresa WEG.

A vazão foi controlada por meio da abertura de duas válvulas de porta de 2 polegadas colocadas na saída das bombas. As vazões do escoamento foram de 8 e $10\text{m}^3/\text{h}$. Estas vazões corresponderam a velocidades médias na seção transversal entre $0,26$ e $0,40\text{m/s}$. A vazão volumétrica foi monitorada por um medidor de vazão eletromagnético, fabricado pela empresa KROHNE, modelo Optiflux 2010C, com capacidade de medida de $20\text{m}^3/\text{h}$ e uma incerteza de 0.5% , colocado na saída das bombas. A figura 3.3 exibe o medidor eletromagnético de vazão utilizado no trabalho.



Figura 3.3: Medidor electromagnético de vazão.

Uma mangueira flexível de 2 polegadas, faz a conexão da saída das bombas com a entrada do canal e assegura que as vibrações causadas pelo funcionamento das bombas não sejam transmitidas para o canal. Na sequência, o fluxo de água entra no injetor convergente-divergente que foi preenchido com esferas de vidro com 3mm de diâmetro, cuja função é homogeneizar o perfil do escoamento de água e está colocado na entrada do canal (Fig. 3.4).

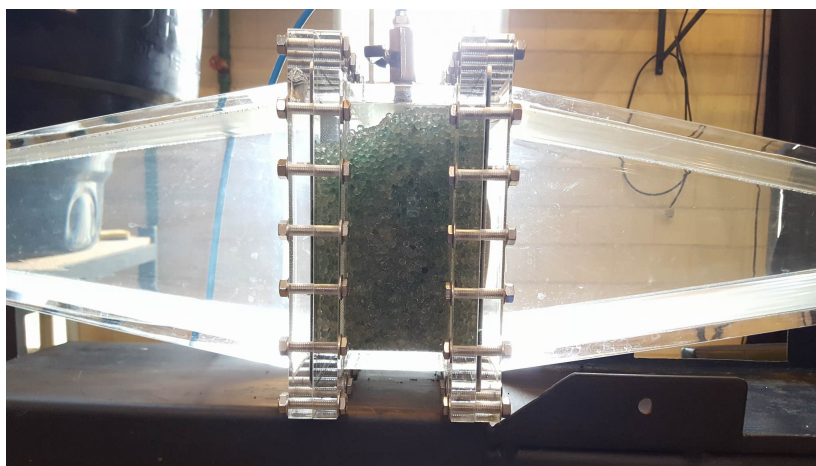


Figura 3.4: Injetor convergente divergente.

A seção de testes do canal tem 1m de comprimento e começa a 40 diâmetros hidráulicos (3m) a jusante da entrada do canal, nesta seção foi posicionado o equipamento PIV para medição do escoamento. Finalmente há uma seção adicional, com 1m de comprimento, conectando a saída da seção de testes ao tanque de decantação e à linha de retorno.

A fim de reduzir a altura do canal, placas de PVC de 7mm de espessura foram inseridas no canal, cobrindo toda parte inferior. Para modelar uma perturbação triangular bidimensional, uma pequena forma de fundo de geometria triangular foi fixada na placa de PVC na seção de testes. A forma triangular teve as mesmas escalas das rugas aquáticas (Franklin, 2010, 2011; Franklin e Ayek, 2013). A figura 3.5 apresenta um esquema do perfil triangular fixado na placa PVC e suas dimensões em milímetros.

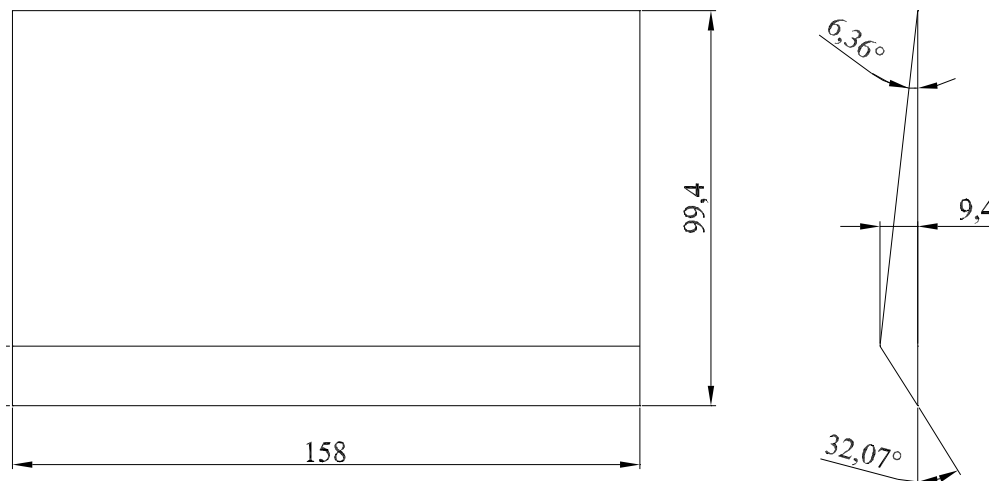
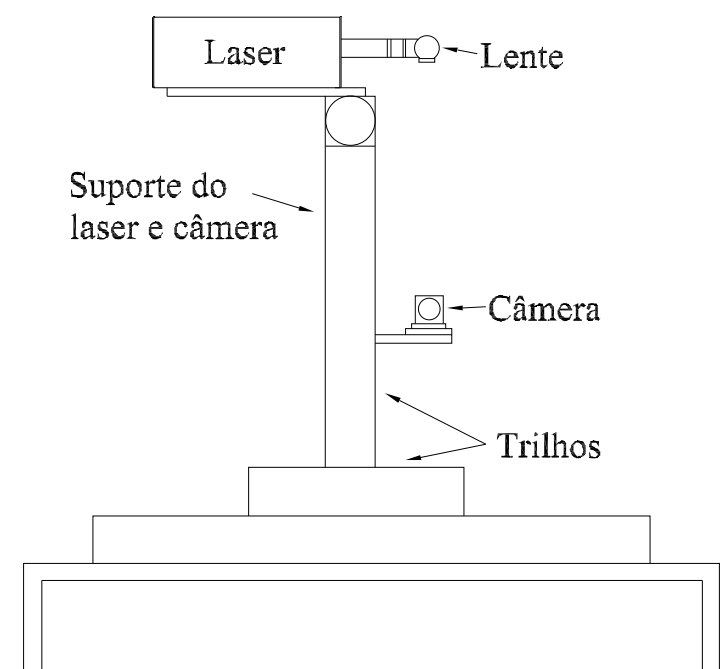


Figura 3.5: Dimensões do perfil triangular.

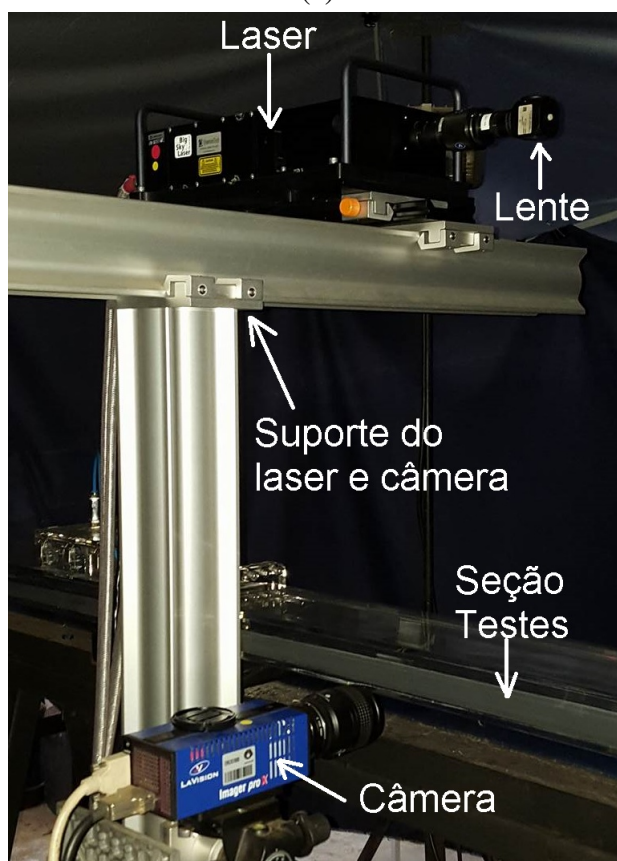
3.3 Equipamento PIV

A técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas - PIV, foi empregada para se obter os campos instantâneos de velocidades do escoamento de água. Os principais componentes do equipamento PIV estão destacados na figura 3.6 a), e uma foto do equipamento é exibida na figura 3.6 b). Nesta seção é realizada uma breve descrição de cada um dos componentes.

O sistema PIV para medição do escoamento consiste basicamente de uma câmera, um laser de alta potência, um sincronizador, um sistema de traslação e um software gerenciador. Neste trabalho, foi utilizado um sistema PIV bidimensional (1 laser + 1 câmera sincronizados) de baixa frequência fornecido pela empresa LaVision. A câmera CCD captura o reflexo das partículas traçadoras gerado pelo pulso de luz do laser, enquanto o sincronizador coordena a captação das imagens e a emissão de pulsos do laser. Este sistema é capaz de adquirir pares de imagens com uma frequência máxima de 4Hz . As imagens adquiridas podem ser visualizadas e correlacionadas no software do equipamento.



(a)



(b)

Figura 3.6: (a) Disposição dos principais componentes que constituem o sistema PIV; (b) Foto do equipamento PIV.

3.3.1 Fonte de luz

Para obter o reflexo desejado nas partículas traçadoras foram utilizados duas fontes independentes capazes de gerar pulsos em intervalos quase iguais. A fonte de luz empregada foi um laser Nd:YAG Q-Switched, fabricado pela empresa Quantum Tech (Fig. 3.7), de dupla cavidade, capaz de emitir $2 \times 130mJ$ em uma frequência máxima de $15Hz$. A posição do plano do laser foi fixada de modo que a fonte ilumine o centro do canal. A espessura da luz do laser foi calibrada em uma faixa entre $0,5mm$ e $1mm$.

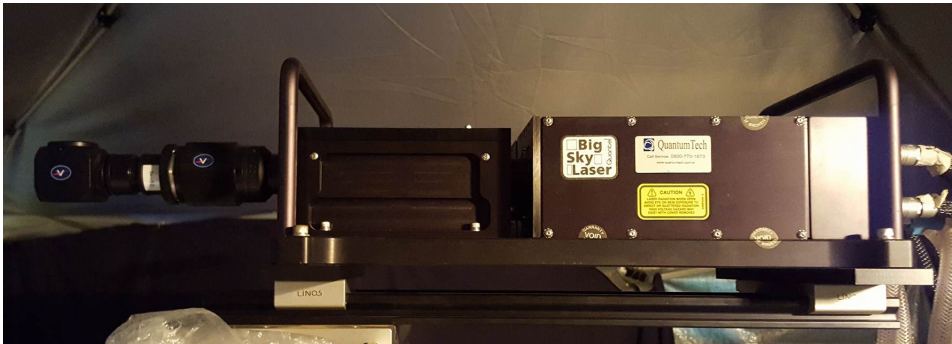


Figura 3.7: Fonte de luz do experimento.

Uma das principais desvantagens da Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV), é o brilho excessivo nas paredes superior e inferior, causado pelo reflexo da fonte de luz com as placas de PVC. Por essa razão é necessário encontrar um equilíbrio na potência do laser, que em excesso gera um reflexo exagerado e uma saturação na imagem, e quando escassa não é suficiente para fazer uma distinção entre os elementos no escoamento, isto é, uma difícil localização da parede e das partículas traçadoras. Portanto, para os experimentos deste trabalho se fixou a potência do laser em 66% da potência máxima.

3.3.2 Câmera

As imagens dos experimentos foram capturadas por uma câmera CCD (em inglês, *Charged Coupled Device*) modelo ImagerProX4M fabricada pela empresa LaVision (Fig.3.8), com pixels de dimensão $7,4\mu m \times 7,4\mu m$ (px^2), uma resolução espacial de $2048px \times 2048px$ e com frequência máxima de aquisição de $10Hz$.

Para realizar os ensaios deste trabalho, foi necessário adquirir as imagens por quadro duplo (em inglês, *double frame*), isto é, em cada par de disparos do laser foi adquirido um par de imagens que, posteriormente, originam o campo de deslocamento provável das partículas no escoamento. Com esse par de imagens o software gerenciador faz a correlação cruzada das



Figura 3.8: Câmera CCD ImagerProX4M.

imagens para obter o campo de instantâneo de velocidades.

A distancia entre a câmera e o plano do laser deve ser tal que na imagem obtida seja registrado todo o campo de interesse. Após essas calibrações, é necessário regular o foco da câmera de modo que exista um bom contraste e uma boa visualização das partículas traçadoras.

3.3.3 Traçadores

As partículas traçadoras desempenham um papel fundamental no sistema de medição, pois elas são responsáveis pelo espalhamento da luz, devendo produzir imagens de boa qualidade e seguir de maneira fiel o escoamento (Azevedo e Almeida, 2002). Estas partículas traçadoras devem ser passivas, ou seja, devem acompanhar o escoamento sem perturbá-lo (Raffel *e outros*, 2013). Micro-esferas de vidro ocas com um diâmetro de $10\ \mu\text{m}$ e S.G. de 1.05 foram empregadas como partículas traçadoras.

Para determinar a quantidade de partículas traçadoras nos ensaios, é necessário tirar fotografias do escoamento, de modo que, na região de interrogação (aqui $16\text{px} \times 16\text{px}$) devem-se encontrar mais ou menos 10 partículas.

3.3.4 Sistema de traslação

O sistema PIV foi montado sobre um suporte de aço que garantiu o alinhamento do dispositivo em relação ao canal. Um sistema de traslação foi utilizado para auxiliar a regulagem do posicionamento da câmera e do laser. Este sistema é composto dos trilhos de traslação e o suporte do laser e da câmera. Os trilhos têm a função de regular os deslocamentos da câmera e do laser nas direções longitudinal e transversal do canal, isto é, no mesmo sentido que o escoamento, na região de testes.

Esses trilhos garantem um alto nível de reprodutibilidade na seção de interesse. A figura 3.9 apresenta a disposição dos trilhos utilizada neste trabalho.

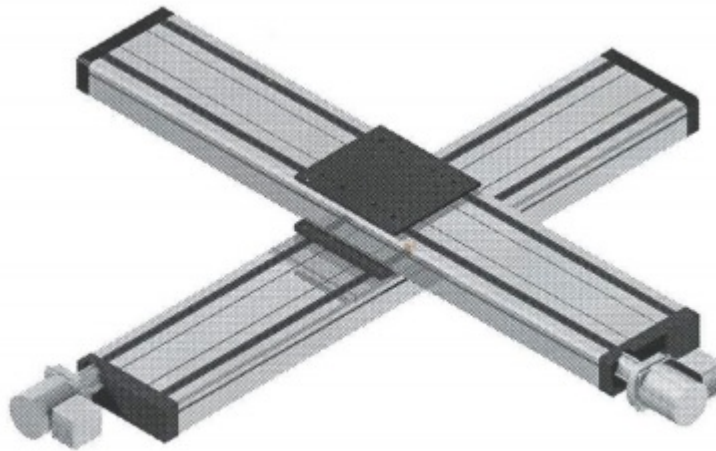


Figura 3.9: Arranjo dos estágios de traslação (Figueiredo, 2012).

Este tipo de arranjo facilita a movimentação do sistema PIV em 2 eixos (2D), através de 2 motores eléctricos (motores de passo) controlados pelo software gerenciador e, assim, tanto o laser quanto a câmara podem se movimentar simultaneamente na direções longitudinal e transversal. Os suportes do laser e da câmara consistem basicamente em um único elemento que permite o nivelamento e o alinhamento desses componentes em relação à seção de testes.

3.4 Preparação do equipamento

A figura 3.10 apresenta uma tenda revestida com tecido escuro que foi utilizada para cobrir a seção de testes e criar uma câmara escura. As principais funções desta câmara foram assegurar a obtenção das imagens com bom contraste entre os traçadores e a água em escoamento, e proteger os operadores e o ambiente externo da luz laser quando em operação.

A primeira etapa que antecede à realização dos testes é o alinhamento do laser com a seção de testes. Para isto, o conjunto laser/câmera é movido com o sistema de traslação até a posição desejada. No caso em que a câmara não registre o campo de interesse, é necessário movimentar o laser e a câmara por separado. Uma vez na região de testes, deve-se ajustar a espessura do plano do laser ao mínimo valor e, alinhá-lo na direção longitudinal no centro do canal. Para fazer o alinhamento foi necessário o uso de papel milimetrado com o traço desenhado da linha de centro do canal.

A figura 3.11 apresenta o papel milimetrado utilizado para alinhar o laser posicionado



Figura 3.10: Câmara escura em torno da seção de testes.

sobre o canal e a calibração da espessura do plano do laser no centro do canal com referência ao papel milimetrado.

Depois disto, é necessário regular o foco da câmera para poder obter imagens de boa qualidade e bom contraste, nesta etapa também é regulada a quantidade ótima de traçadores com as considerações da seção 3.3.3. É importante salientar que a câmera e o plano do laser sempre devem estar alinhados à seção de testes, inclusive quando o sistema de trilhos se movimenta. Finalmente a figura 3.12 apresenta um esquema da disposição do equipamento na seção de testes.

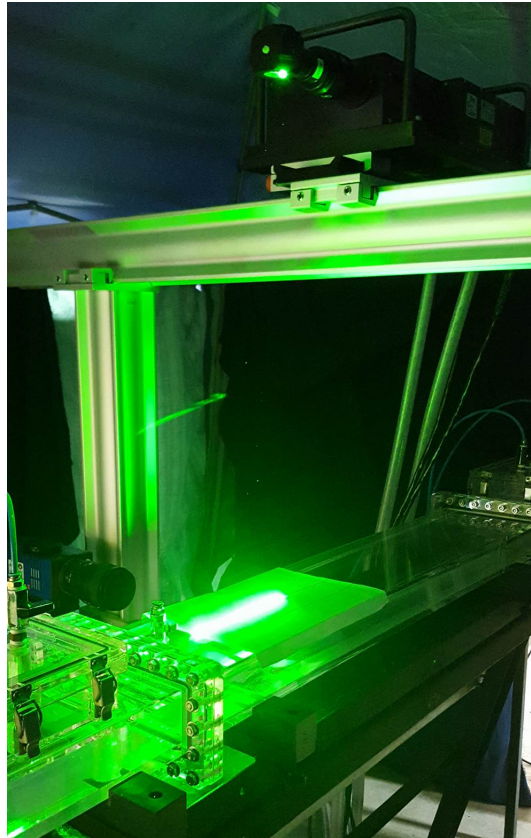


Figura 3.11: Disposição do equipamento para o alinhamento do laser, posicionamento do papel milimetrado sobre o canal e calibração da espessura do plano do laser.

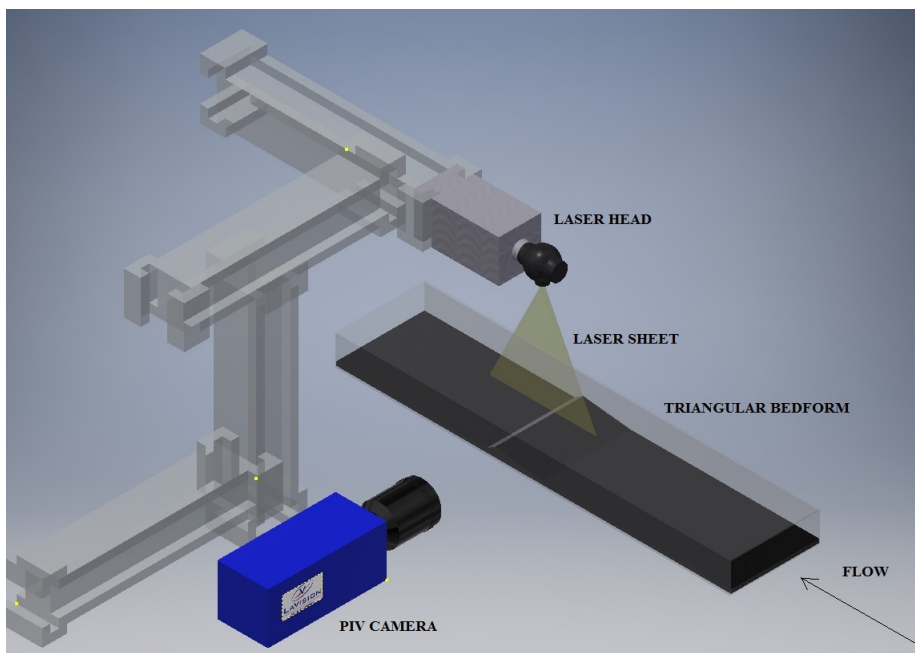


Figura 3.12: Disposição da seção de testes.

4 METODOLOGIA

Neste quarto capítulo, é descrita a metodologia empregada para processar e analisar os ensaios de escoamentos turbulentos perturbados por um perfil triangular. Está baseada, principalmente, na obtenção e análise das imagens, processamento no software controlador do PIV para obter-se os campos de velocidade, e o pós-processamento gerado por um código numérico desenvolvido ao longo deste trabalho no ambiente de *MatLab*.

4.1 Funcionamento da bancada

A bancada experimental teve como propósito impor uma vazão de água aproximadamente constante ao longo do canal, para o correto funcionamento dessa bancada se precisa realizar os seguintes procedimentos:

4.1.1 Ligando o equipamento experimental

1. Antes de iniciar o funcionamento do dispositivo experimental, tem-se que assegurar de que a válvula da linha de retorno se encontre aberta de modo que a água escoe pelo canal todo em circuito fechado até o reservatório.
2. Verificar que a válvula que se localiza antes do injetor convergente-divergente (entrada do canal) esteja completamente fechada e a válvula que se localiza entre a saída das bombas e o reservatório de água (by-pass) se encontre completamente aberta.
3. Ligar as duas bombas sequencialmente.
4. Regular a vazão de água pelo canal mediante a abertura da válvula da entrada do canal e fechando lentamente a válvula de by-pass.
5. Finalmente, com a vazão controlada após 5 minutos, começar com a aquisição das imagens.

4.1.2 Desligando o equipamento experimental

1. Após a aquisição das imagens, tem-se que abrir a válvula de by-pass e fechar lentamente a válvula de entrada do canal.
2. Desligar as duas bombas sequencialmente.

3. Fechar a válvula da linha de retorno para realizar manutenção dentro do canal de modo que a água do reservatório não escoe.
4. Finalmente, desligar o dispositivo experimental da tomada.

4.2 Obtenção das imagens

Para cada vazão volumétrica (8 e $10\text{m}^3/h$) foram realizados 4 ensaios, e para cada ensaio foram adquiridas 2.000 pares de imagens para os testes, isto é, no total foram adquiridas 16.000 pares de imagens para analisar este trabalho, a partir das quais os campos de velocidade instantânea foram calculados em malhas cartesianas fixadas pelo software controlador do PIV. Por essa razão é importante que as imagens adquiridas nos experimentos sejam de ótima qualidade para obter valores razoáveis dos fenômenos que acontecem no problema. Portanto esta seção descreve passo a passo o processo de obtenção das imagens. A figura 4.1 apresenta um exemplo das imagens obtidas nos ensaios PIV.

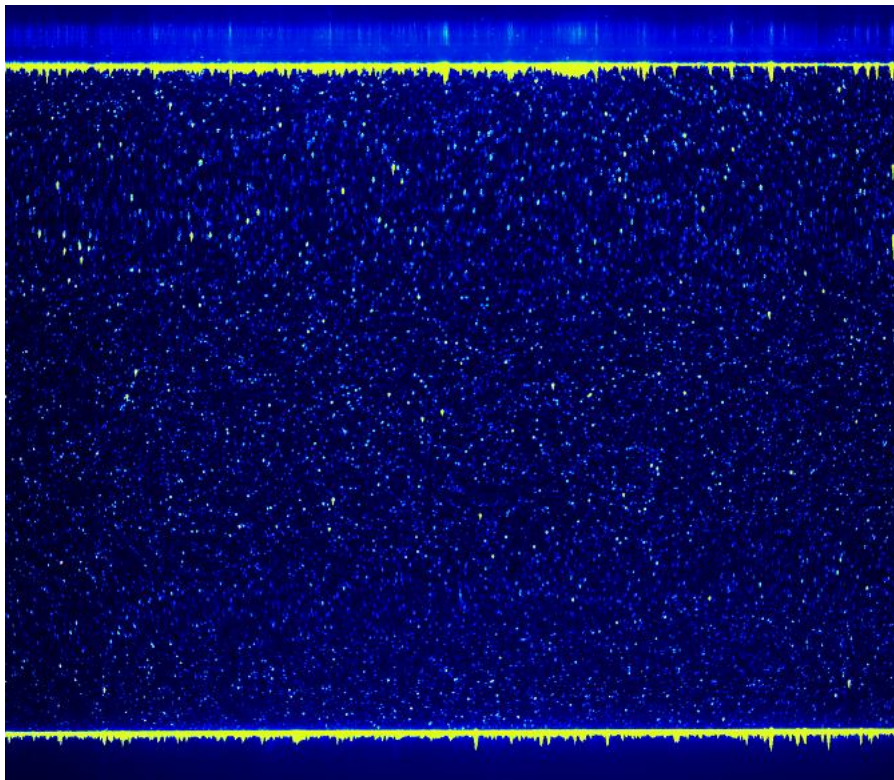


Figura 4.1: Exemplo de uma imagem PIV dos experimentos.

4.2.1 Calibração de dimensões

Uma vez feita a preparação do equipamento e a adição da quantidade correta de partículas traçadoras (Seção 3.4), tem-se uma etapa que consiste em definir a origem das imagens e a calibração de dimensões, isto é, definir a relação existente entre pixels e milímetros das imagens que vão ser obtidas. Essa etapa é feita no software gerenciador do PIV. Para desenvolver esta etapa foi necessária a fabricação de uma régua de PVC projetada para ser inserida no meio do canal. Essa régua foi colocada no centro do canal para calibrar as dimensões das imagens nessa posição, pois o plano do laser ilumina essa região de interesse.

Na figura 4.2(a) é apresentada a régua fabricada em PVC para a calibragem de dimensões das imagens, note-se que a distância entre cada linha preta representa 10mm , e a espessura da régua é de 12mm . A figura 4.2(b) apresenta a disposição da régua de PVC no interior do canal em frente da câmera CCD para adquirir a imagem que vai ser calibrada, enquanto a figura 4.2(c) apresenta a imagem obtida pelo software controlador no centro do canal para fazer as respectivas calibrações.

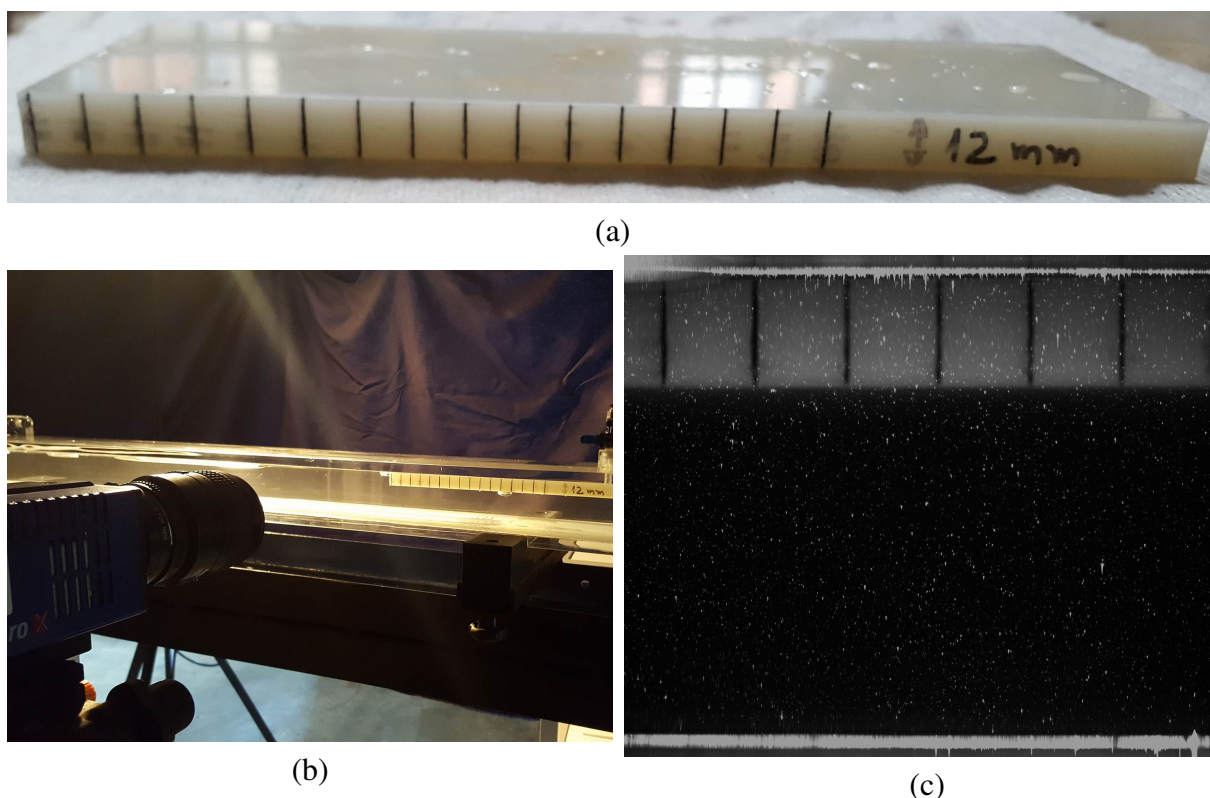


Figura 4.2: Disposição de calibração das imagens. (a) Régua de PVC utilizada para relacionar pixels e milímetros; (b) Régua de PVC inserida no interior do canal; (c) Imagem adquirida no software controlador para calibrar as dimensões.

A figura 4.3 apresenta o software controlador do PIV (*Davis*) na janela de calibrações. A

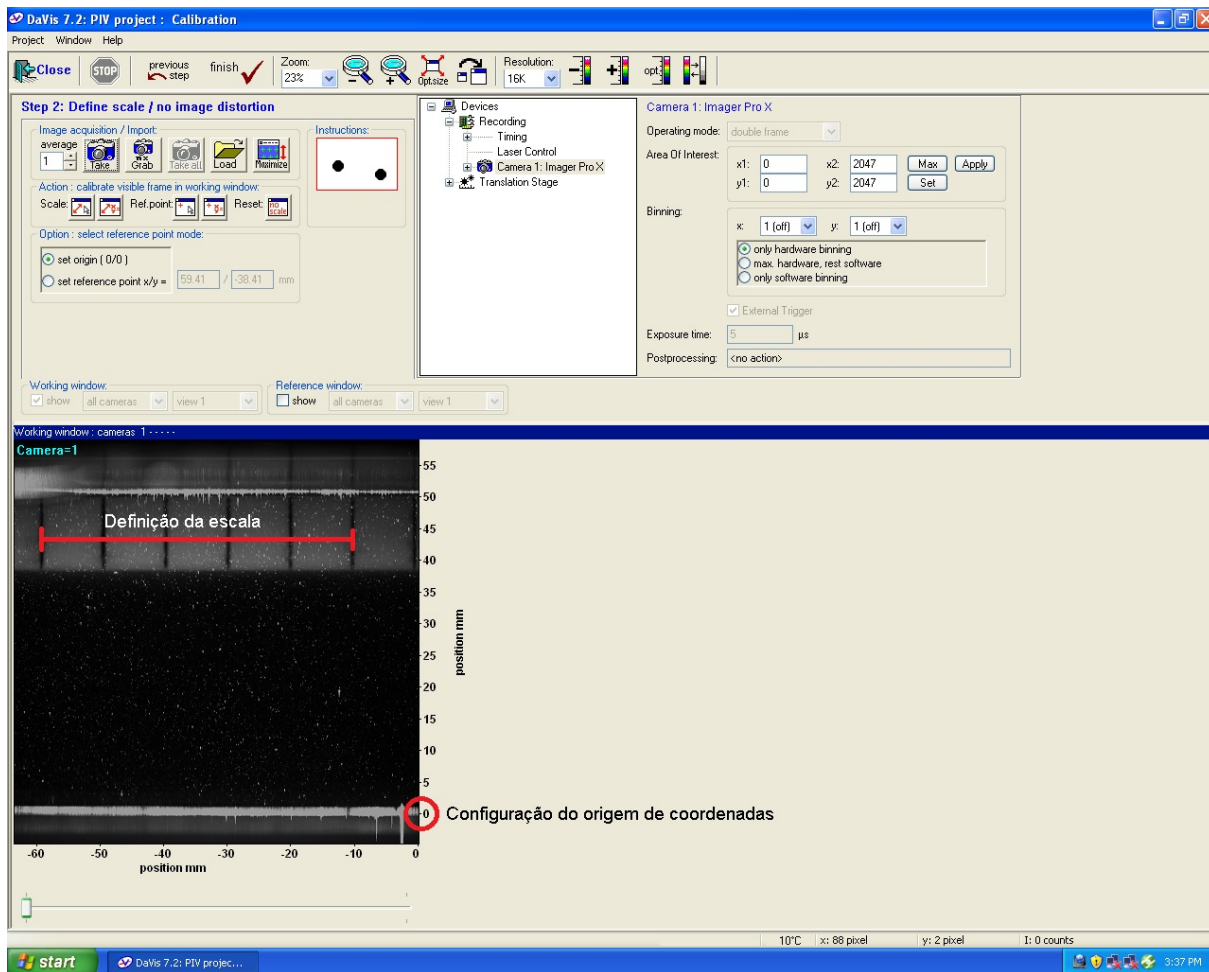


Figura 4.3: Calibração de dimensões feita desde o software controlador.

origem da imagem foi definida no começo do lado direito da parede inferior, pois o escoamento de água foi no sentido da direita a esquerda. Enquanto a escala foi definida pela imagem da régua, tomando em conta que a distância horizontal de 6 linhas pretas representa 50mm . Dessa calibração obtém-se que 50mm correspondem aproximadamente a 1490px .

4.2.2 Determinação do tempo entre frames

A regulagem do intervalo de tempo entre a captura de cada imagem consecutiva, isto é, o tempo entre as duas imagens obtidas em cada par de disparos, é importante, pois delimita o deslocamento de cada partícula entre cada *frame*, possibilitando o cálculo adequado dos campos instantâneos de velocidade. Um intervalo de tempo muito grande pode fazer com que as partículas traçadoras ultrapassem as zonas de interrogação gerando uma associação errônea do deslocamento desse grupo de traçadores, obtendo assim um vetor falso de velocidade. Por outro lado, um intervalo de tempo muito pequeno pode diminuir a precisão para a obtenção dos campos de velocidade pois o deslocamento dos traçadores pode ser desprezível em relação às

áreas de interrogação gerando assim vetores nulos.

Para determinar esse intervalo de tempo, o software controlador faz uma relação entre a velocidade média do escoamento e a calibração feita na seção 4.2.1. Uma regra normalmente utilizada, e que normalmente fornece bons resultados é considerar que as partículas traçadoras devem ter um deslocamento de $5px$ ou $1,678 \times 10^{-4} m$ (Raffel *e outros*, 2013). Tendo as velocidades do escoamento médio correspondentes às vazões dos experimentos é possível determinar o intervalo de tempo certo. A tabela 4.1 apresenta os valores dos intervalos de tempos entre *frames* para cada vazão imposta neste trabalho. Esses valores obtidos foram inseridos no controlador do PIV para a aquisição dos pares de imagens.

Tabela 4.1: Intervalo do tempo entre *frames* para cada vazão.

Vazão volumétrica m^3/h	Velocidade média do escoamento m/s	Deslocamento m	Intervalo de tempo μs
8	0,3229	$1,678 \times 10^{-4}$	520
10	0,4037	$1,678 \times 10^{-4}$	416

4.2.3 Estimativa dos erros

Em geral, uma medição tem imperfeições que dão origem a erros no resultado da medição. No caso do desenvolvimento experimental deste trabalho, existem algumas circunstâncias que são fontes possíveis de erro nos resultados das medições, como:

Calibração com escala

Quando a calibração de dimensões é realizada com a escala indicada na seção 4.2.1, existe um erro da ordem de $1mm$ aproximadamente, devido à espessura de cada linha desenhada ao longo da régua, e que no momento da calibração no software pode mudar dependendo do ajuste da escala realizada pelo operador.

Espessura do laser

Outro erro no resultado da medição pode ser encontrado na apreciação da espessura do plano do laser e o alinhamento na direção longitudinal no centro do canal indicado na seção 3.4.

A estimativa desse erro é em torno de $1mm$ devido ao ajuste da espessura do laser e ao desenho feito no papel milimetrado localizado no centro do canal.

Inclinação do laser

Outro erro de medição que pode ocorrer no desenvolvimento dos testes é na inclinação do laser em relação ao centro do canal que aproximadamente é de 1 grau, que associado na altura do canal corresponde a um erro de $0.4mm$ que se encontra dentro do erro da espessura do laser.

Por fim, a incerteza que se tem no desenvolvimento dos ensaios com o equipamento PIV é devido à calibração do equipamento experimental feita pelo operador, portanto, não pode-se obter um valor exato dos erros nos resultados das medições.

4.2.4 Procedimento para aquisição das imagens

A definição da quantidade dos pares de imagens que devem ser capturados para se obter campos vetoriais de velocidade média coerentes deve se basear em princípios estatísticos. Para escoamentos turbulentos em dutos ou canais, as grandezas médias convergem com um número de pares de imagens em torno de 50, mas os momentos de ordem 2 necessitam em geral de um número maior que 400 (Yang *e outros*, 2007). É por essa razão que neste trabalho foram capturados 2.000 pares de imagens para cada ensaio a ser estudado, e assim melhorar as estatísticas da turbulência.

A fim de obter a informação necessária que permita melhor entender o fenômeno da perturbação de escoamentos turbulentos por um perfil triangular, foram feitos 4 ensaios experimentais para as duas vazões. A sequência da realização dos ensaios é detalhada a seguir:

1. O primeiro ensaio foi feito no escoamento sem perturbação (bem a montante da ruga), que permite obter os comportamentos principais de um escoamento turbulento em um canal.
2. Para observar o efeito da perturbação no escoamento turbulento, o segundo ensaio foi desenvolvido no final do escoamento sem perturbação e no começo do perfil triangular.
3. O terceiro ensaio foi feito ao longo do perfil triangular a montante e a jusante da crista do perfil. Onde é possível obter a evolução de comportamentos importantes do escoamento perturbado ao longo da forma triangular.

4. Finalmente o quarto ensaio foi desenvolvido a jusante da crista do perfil triangular e quando o escoamento deixa a perturbação.

A figura 4.4 apresenta exemplos das imagens obtidas para cada ensaio ao longo da perturbação bidimensional. Note-se que o escoamento vai no sentido da esquerda para a direita.

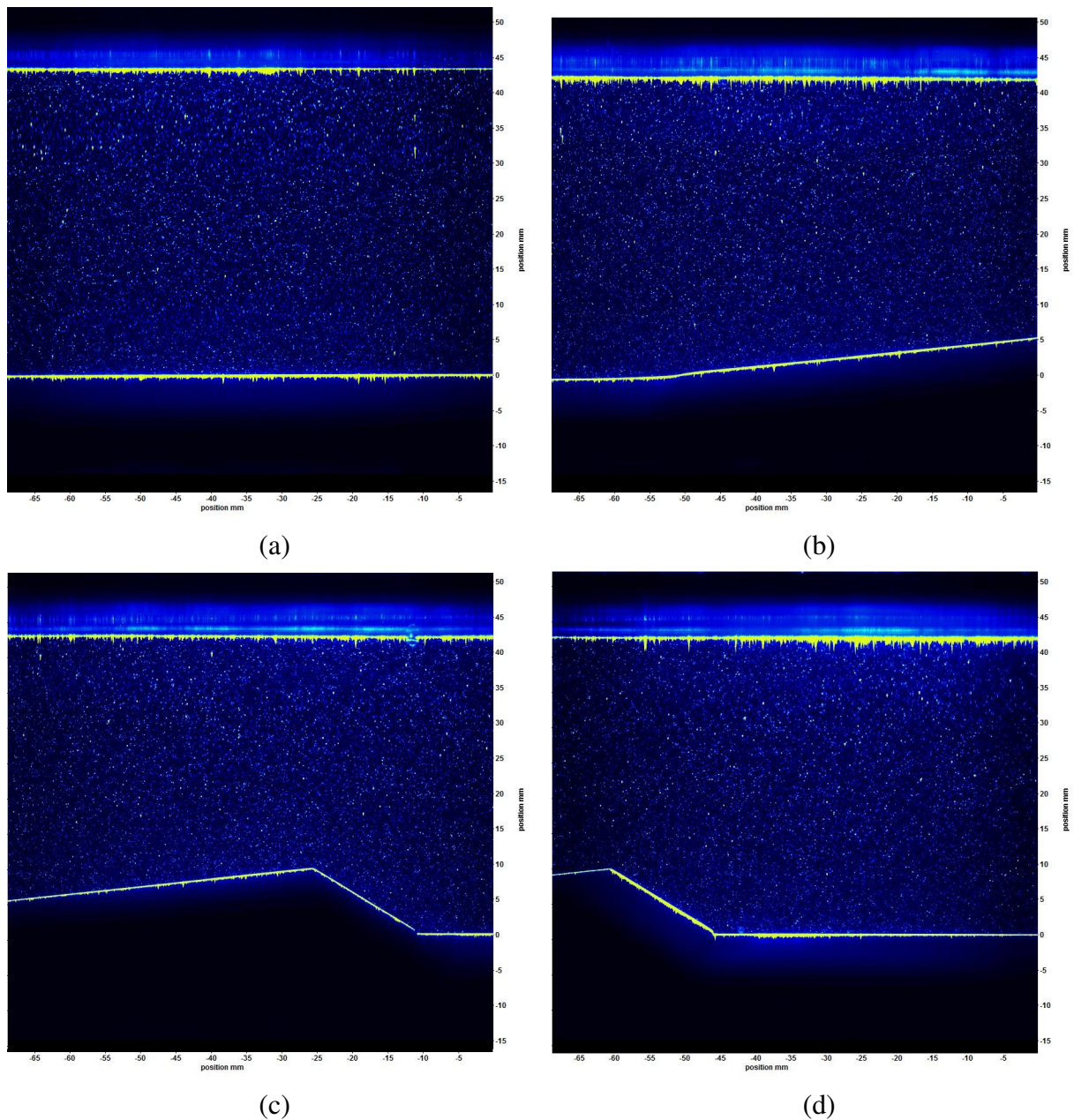


Figura 4.4: Disposição do ordem de aquisição das imagens. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita. (a) Escoamento sem perturbação; (b) Escoamento sem perturbação e a montante da crista do perfil; (c) Escoamento sobre o perfil triangular a montante e a jusante da crista; (d) Escoamento a jusante da crista.

A posição da câmera para cada ensaio na direção longitudinal é apresentada na tabela 4.2. Essa posição é importante pois é uma referência para poder juntar todos os campos que são

obtidos em um campo só.

Tabela 4.2: Localização da câmera na direção longitudinal para cada ensaio.

Número Ensaio	Posição da câmera (<i>mm</i>)
1	450
2	180
3	120
4	85

A figura 4.5 apresenta a imagem PIV do escoamento turbulento ao longo da forma triangular. Note-se que o escoamento vai no sentido de esquerda a direita. Para se obter essa imagem foram juntadas todas as imagens da figura 4.4 com a referência das posições apresentadas na tabela 4.2.

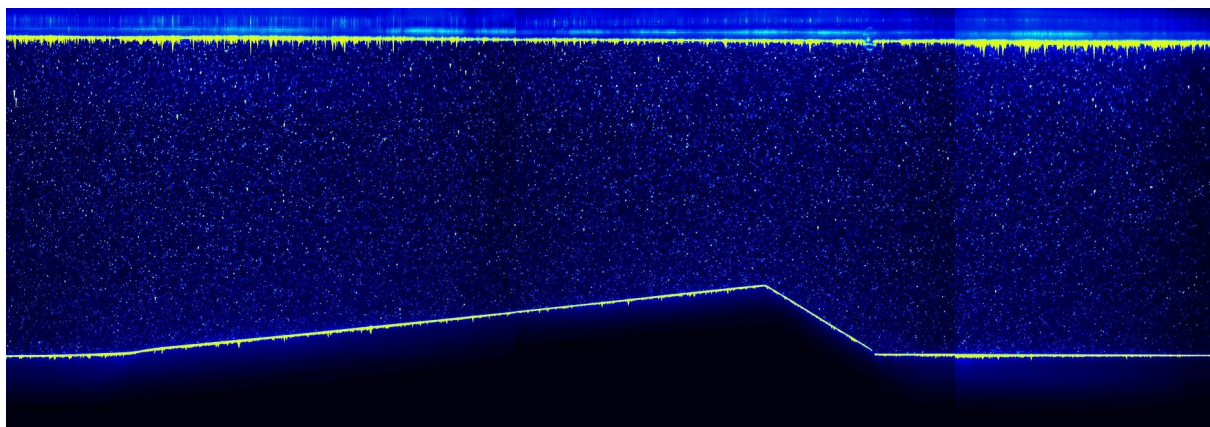


Figura 4.5: Imagem PIV do escoamento sobre o perfil triangular. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita.

4.3 Tratamento das imagens

O princípio do PIV é a assimilação de velocidades locais do fluido às velocidades dos traçadores passivos. Para tanto, pares de imagens nas quais as partículas são visíveis são utilizados. Como o intervalo de tempo entre os *frames* é conhecido, pode-se medir os deslocamentos dos traçadores e os dividir por este intervalo. Entretanto, existem diversos métodos de cálculo dos deslocamentos.

O método PIV consiste de correlações estatísticas entre as imagens: auto-correlação, se as imagens são registradas em um mesmo suporte (um único *frame*, com dupla exposição) ou inter-

correlação, se as imagens são registradas em suportes diferentes (dois *frames*). O procedimento de inter-correlação é atualmente o mais utilizado, e foi utilizado neste trabalho (Fig.4.6).

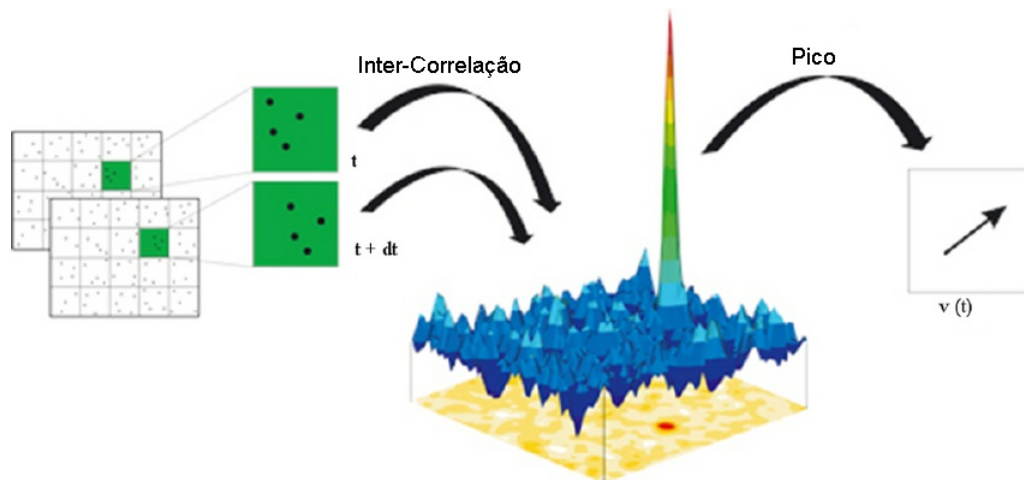


Figura 4.6: Esquema de inter-correlação de imagens. (DaVis, 2009a)

Neste método, divide-se o campo total em pequenas regiões quadradas, chamadas de região, área ou zona de interrogação, que são comparadas individualmente entre os 2 *frames* por inter-correlações. Em geral, a técnica consiste em se fazer transformadas rápidas de Fourier (FFT) da mesma zona de interrogação de cada *frame*, a calcular o espectro cruzado destas zonas no espaço de Fourier e fazer a transformada inversa de Fourier. Um pico de correlação é então obtido, correspondendo ao deslocamento mais provável dos traçadores. Ao repetir o mesmo procedimento para todas as zonas de interrogação, obtém-se um campo de deslocamento mais provável. Finalmente, após a multiplicação deste campo por fatores de calibração (devido ao sistema ótico utilizado) e da divisão pelo intervalo de tempo entre os *frames*, um campo instantâneo de velocidades é obtido.

Para a obtenção dos campos instantâneos de velocidade foi utilizada uma malha com uma resolução de $16px \times 16px$ e com 50% de *overlap*. Dada essa área de interrogação utilizada, e a resolução da câmera de $2048px \times 2048px$, tem-se 128 zonas de interrogação de $0,54mm \times 0,54mm$. Como os cálculos utilizam 50% de *overlap*, o número de zonas de interrogação aumenta para 256 e a resolução final se torna $0,27mm \times 0,27mm$.

4.3.1 Filtros vetoriais

A aplicação de filtros vetoriais é importante como procedimento para se obter resultados coerentes e que caracterizem finalmente o escoamento, esse procedimento também é realizado no software controlador do PIV. Para determinar os valores que são utilizados nos filtros é necessário se realizar uma análise dos vetores que possuem comportamento discrepante com relação

à vizinhança e observar seus valores dimensionais. O software *Davis* permite a escolha do tipo de filtro e o valor que se deseja utilizar para realizar os cálculos. Esses filtros têm a possibilidade de se programar em *pixel* ou em *m/s*, e devem ser aplicados baseados no comportamento do escoamento.

A partir da velocidade média do escoamento foi possível determinar o valor do intervalo de tempo entre *frames*, partindo que o deslocamento das partículas se encontra em torno de $5px$. Assim, o filtro aplicado baseado na dimensão do vetor garante o escoamento dentro da faixa de aceitação. O controlador *Davis* permite estabelecer um valor médio e um valor de incerteza para os eixos *x* e *y*. Para se realizar o tratamento das imagens, neste trabalho foi determinado que é permissível vetores no eixo *x* com magnitude de $5px$ e uma variação de $\pm 10px$, enquanto no eixo *y*, é permissível um valor médio de $0px$ e uma variação de $\pm 4px$. Os valores de incerteza são grandes porque é possível que o escoamento ao longo da perturbação triangular apresente uma mudança considerável das velocidades em regiões de recirculação. Como as imagens dos ensaios foram tratadas no software *Davis* no sentido de direita a esquerda, contrárias às imagens apresentadas nas figuras 4.4 e 4.5, foi necessário colocar um valor médio negativo no eixo *x*, isto é, $-5px$.

A partir dos campos instantâneos de velocidade é possível analisar o comportamento do escoamento e observar a existência de vetores espúrios. Para interceder, o software permite aplicar um filtro mediano, que remove e substitui iterativamente os valores que discrepam comparados com os valores vizinhos ou que não se apresentem dentro da faixa desejada. Neste tratamento, foi programado que os vetores que possuem uma magnitude maior do que 1,6 vezes do valor mediano dos vetores da vizinhança devem ser eliminados. E para os vetores que apresentem uma magnitude menor do que 5 vezes do valor eficaz dos vetores da vizinhança devem ser interpolados e re-inseridos.

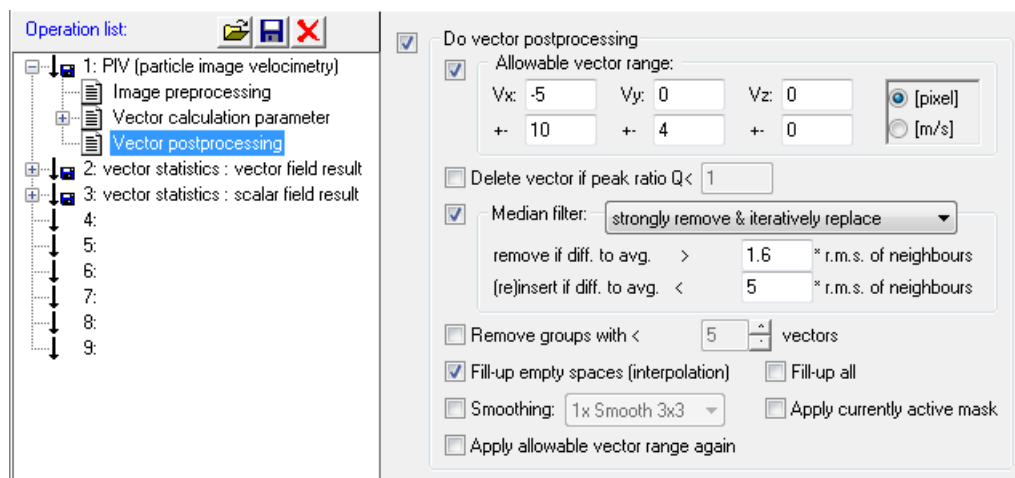


Figura 4.7: Programação dos filtros utilizados no software controlador.

A figura 4.7 apresenta uma janela do software *Davis* onde foram programados os valores dos filtros analisados nesta seção.

4.3.2 Campos instantâneos de velocidade

Após os filtros serem ajustados, o software *Davis* realiza todas as operações necessárias para se obter os campos de velocidade instantânea.

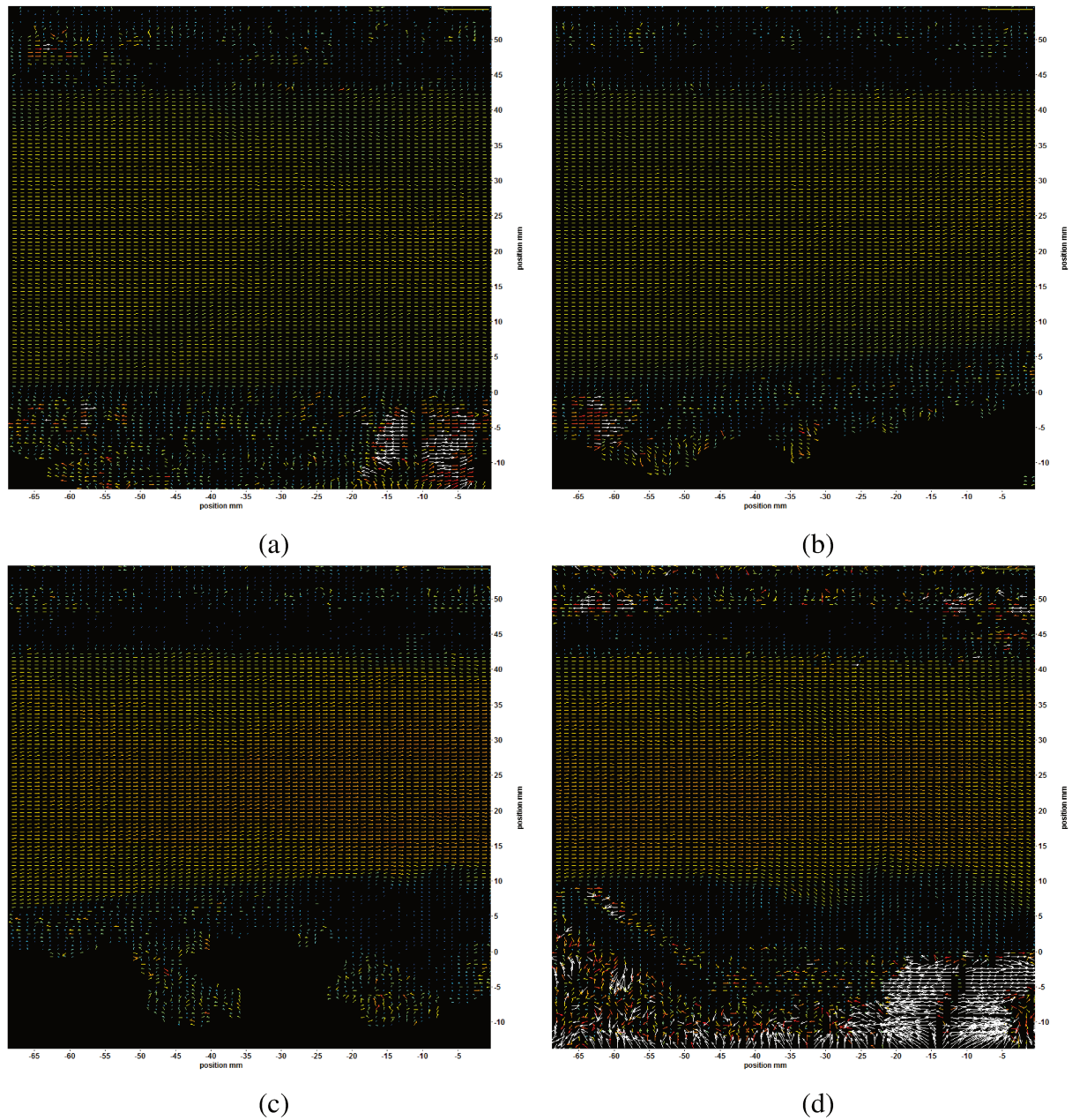


Figura 4.8: Campos instantâneos de velocidade. (a) Escoamento sem perturbação; (b) Escoamento sem perturbação e a montante da crista do perfil; (c) Escoamento sobre o perfil triangular a montante e a jusante da crista; (d) Escoamento a jusante da crista.

Para cada par de imagens foi obtido um campo instantâneo de velocidades, portanto foram calculados 2.000 campos instantâneos de velocidade para cada ensaio desenvolvido. A figura 4.8 apresenta exemplos de campos instantâneos de velocidade obtidos para cada ensaio com uma vazão de $8m^3/h$. Note-se que os campos de velocidade obtidos têm muitos vetores espúrios nas regiões próximas às paredes do canal e da forma triangular. Para apagar esses vetores espúrios, é possível criar uma máscara em coordenadas cartesianas no software *Davis* para que o programa não calcule campos de velocidade nas regiões acima detalhadas. Neste trabalho, os vetores espúrios foram apagados manualmente no pós-processamento dos campos instantâneos de velocidade, pois não é possível criar uma máscara com a geometria triangular da forma no software *Davis*.

4.4 Pós-processamento

Após os campos instantâneos de velocidade serem calculados por correlação cruzada pelo software *Davis*, os valores desses campos são armazenados no computador. Esses valores podem ser lidos diretamente no *MatLab*, através das funções *readimx* e *showimx* proporcionadas pelo fabricante do equipamento PIV (DaVis, 2009b). Essas funções permitem importar no *MatLab* 4 matrizes contendo informação de cada campo instantâneo de velocidades. Essas matrizes são chamadas no *MatLab* pela seguinte expressão:

$$[X, Y, V_x, V_y] = \text{showimx}(\text{readimx}([Nomedocampo.VC7])) \quad (4.1)$$

O conteúdo de cada matriz é detalhado a continuação:

1. X .- Coordenadas longitudinais de cada ponto da malha de 256x256. As dimensões das coordenadas estão em *mm*. Os valores se encontram na faixa entre -68.8*mm* e -0.1*mm*.
2. Y .- Coordenadas verticais de cada ponto da malha de 256x256. As dimensões das coordenadas estão em *mm*. Os valores se encontram na faixa entre -14.1*mm* e 54.6*mm*.
3. V_x .- Componentes longitudinais de velocidade para cada ponto da malha de 256x256. As dimensões das velocidades estão em *m/s*.
4. V_y .- Componentes verticais de velocidade para cada ponto da malha de 256x256. As dimensões das velocidades estão em *m/s*.

Para importar os 2.000 campos instantâneos de velocidade de cada ensaio, foi necessário

fazer um processo iterativo que gere matrizes tridimensionais (cubo de dados) de $256 \times 256 \times 2000$ para cada um dos 8 ensaios, e assim ter todos os campos compilados em uma única variável.

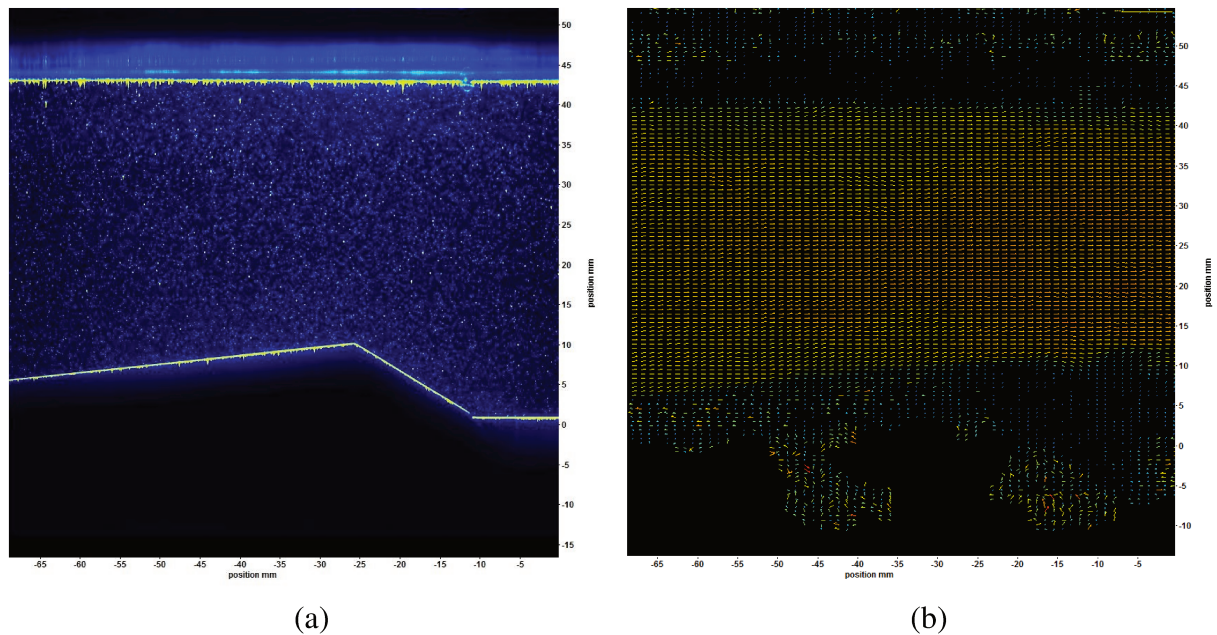


Figura 4.9: Comparação ilustrativa entre a imagem e o campo instantâneo de velocidade.

Após importar todos os valores dos campos instantâneos de velocidade ao *MatLab*, se realizam as comparações entre as imagens e esses campos para poder criar as máscaras que apagam os vetores espúrios. Neste trabalho foram feitas interpolações da forma triangular para serem inseridas em sub-rotinas que permitem considerar apenas os campos do escoamento retirando os valores abaixo da parede inferior e acima da parede superior. A figura 4.9 apresenta uma comparação ilustrativa entre uma imagem do PIV e o campo obtido desse par de imagens do ensaio do escoamento sobre o perfil triangular a montante e a jusante da crista com uma vazão de $8m^3/h$.

Finalmente, com as máscaras aplicadas nos campos instantâneos de velocidade, é possível se calcular os comportamentos do escoamento e se fazer as análises para o estudo da perturbação dos escoamentos turbulentos sobre um perfil triangular. Esses resultados são apresentados no próximo capítulo.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

No quinto capítulo são analisados e discutidos os resultados obtidos dos ensaios, a partir da abordagem apresentada no capítulo 4. A análise está baseada nos resultados obtidos através do pós-processamento dos campos instantâneos de velocidade para cada ensaio. Este capítulo está dividido em duas partes: a primeira se refere à análise realizada para o escoamento sem perturbação, isto é, escoamento em um canal hidraulicamente desenvolvido, e a segunda à análise dos resultados obtidos do escoamento perturbado pelo perfil triangular.

5.1 Convergência dos resultados

A quantidade de pares de imagens que devem ser medidos para se obter campos vetoriais de velocidade média coerentes deve ser suficiente para que os resultados obtidos converjam estatisticamente para seu valor médio de acordo com o teorema do limite central. Para escoamentos turbulentos em dutos ou canais, os campos de velocidade média convergem com números de pares de imagens maiores do que 50, e momentos de ordem 2 convergem em torno de 400 imagens (Yang *e outros*, 2007). A figura 5.1 apresenta uma média temporal acumulativa de valores de velocidade u e do produto das flutuações $u'v'$ em diferentes posições. Dessa figura é possível se obter que a velocidade u convergiu com aproximadamente 800 pares de imagens, enquanto o produto de flutuações $u'v'$ convergiu com aproximadamente 1500 pares de imagens. Portanto, a quantidade de imagens adquiridas neste trabalho foi suficiente.

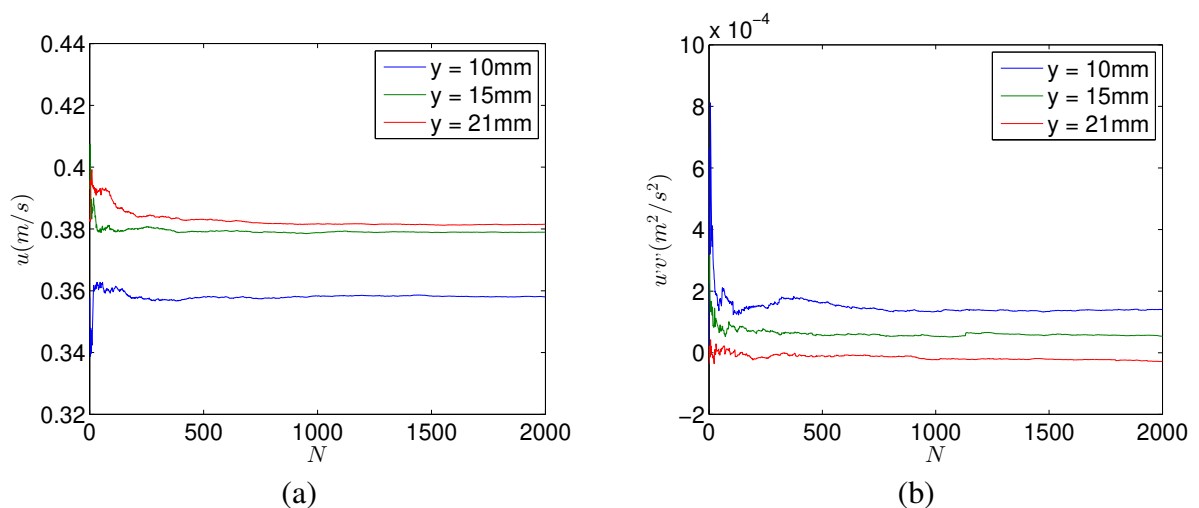


Figura 5.1: Média temporal acumulativa de valores de (a) velocidade u e (b) produto de flutuações $u'v'$ a diferentes alturas em $x=0.034m$.

5.2 Escoamento sem perturbação

As primeiras medições foram realizadas com o escoamento sem perturbação à montante do perfil triangular, esse escoamento foi medido a uma distância correspondente a mais de um comprimento do perfil, isto é, aproximadamente $100mm$ à montante do perfil, para as duas vazões (8 e $10m^3/h$). Portanto, os dados obtidos correspondem a um escoamento turbulento em um canal, totalmente desenvolvido.

Depois, utilizando os scripts desenvolvidos no *MatLab*, e aplicando as máscaras que descartam os vetores espúrios, o campo médio temporal de velocidade foi calculado a partir dos 2,000 campos instantâneos de velocidade. A figura 5.2 apresenta os campos médios temporais da magnitude da velocidade para as duas vazões, em termos de campos de cores. As escalas de cores encontram-se nas legendas do gráfico.

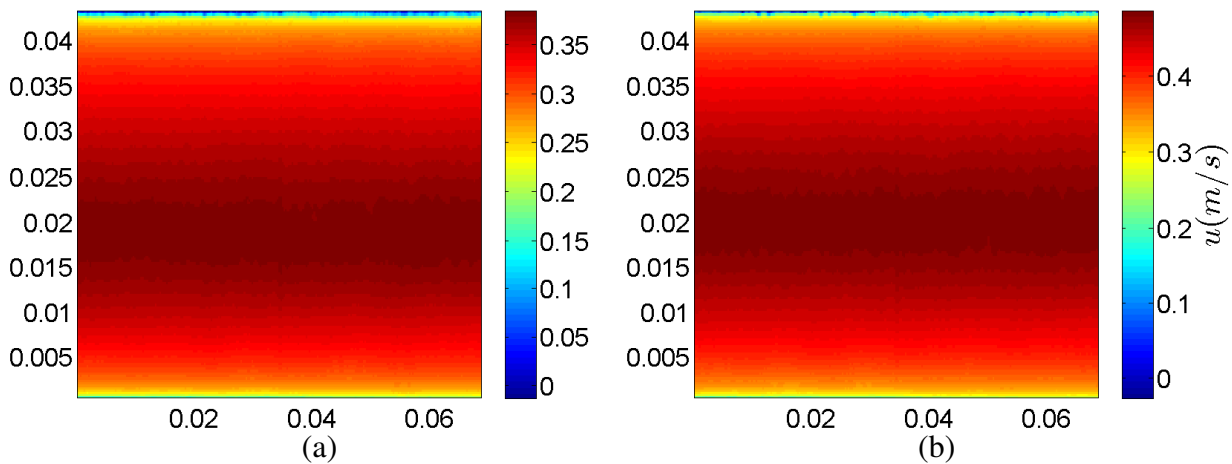


Figura 5.2: Campos médios temporais da magnitude da componente longitudinal da velocidade u do escoamento sem perturbação. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita. (a) $Q = 8m^3/h$, (b) $Q = 10m^3/h$.

A partir dos valores das velocidades médias da tabela 4.1, e do valor da altura efetiva do canal, é possível se obter os números de Reynolds correspondentes para cada vazão. A tabela 5.1 apresenta os números de Reynolds calculados para as duas vazões.

Realizando uma média espacial para cada campo médio temporal da figura 5.2 obtém-se um perfil de velocidade média para cada número de Reynolds. A figura 5.3 apresenta a média espacial da media temporal da componente longitudinal da velocidade u versus a coordenada vertical y para as duas vazões. Nota-se que a componente longitudinal da velocidade média é ligeiramente assimétrica ao eixo de coordenada vertical. Essa assimetria pode ter ocorrido porque a parede inferior do canal do dispositivo experimental foi coberta com placas de PVC de $1m$ de comprimento para a fixação do perfil triangular, e a junção dessas placas influenciou

no comportamento do escoamento.

Tabela 5.1: Números de Reynolds correspondentes para cada vazão.

Vazão volumétrica m^3/h	Velocidade média do escoamento m/s	Altura efetiva m	Número de Reynolds $Re = \frac{2u_{eff}H}{\nu}$
8	0,3229	0.041	27,500
10	0,4037	0.041	35,000

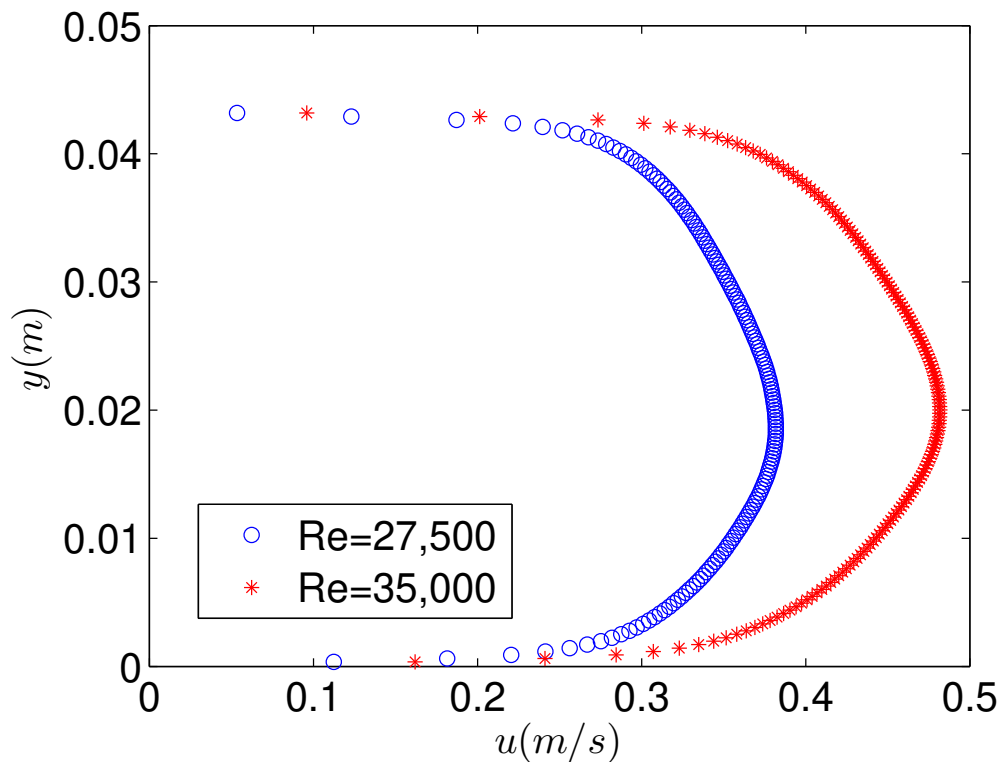


Figura 5.3: Perfil médio da componente longitudinal da velocidade u como função da coordenada vertical y .

A figura 5.4 apresenta os perfis médios das velocidades na forma adimensional para os dois números de Reynolds, esses perfis foram divididos em duas partes: a partir da parede inferior até o centro do canal, e a partir da parede superior até o centro do canal. Além disso, a figura 5.4 apresenta esses perfis de velocidade nas tradicionais escalas log-normal, com as distâncias verticais a partir das paredes normalizadas pelo comprimento viscoso, $y^+ = yu_{*,0}/\nu$, em escala logarítmica, e com as velocidades médias normalizadas pela velocidade de atrito, $u^+ = u/u_{*,0}$, em escala linear. A figura 5.4 foi traçada de forma iterativa porque a velocidade de atrito $u_{*,0}$ se determinou a através de um ajuste dos dados experimentais na região logarítmica ($70 < y^+ < 200$) (Schlichting, 2000).

A tabela 5.2 apresenta os valores determinados da velocidade de atrito $u_{*,0}$, as constantes

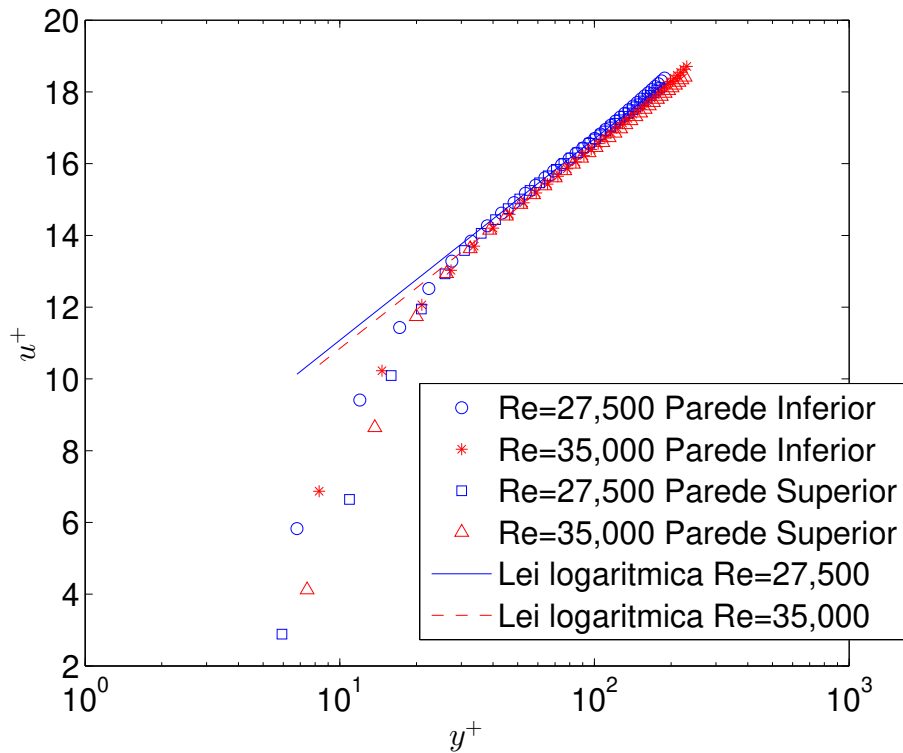


Figura 5.4: Perfis de velocidade média normalizados.

da lei da parede do escoamento sem perturbação C^+ , o fator de atrito de Darcy f_0 determinado experimentalmente $f_0 = 8(u_{*,0}/\bar{U})^2$, e o fator de atrito de Darcy calculado pela expressão de Blasius $f_{blasius} = 0.316(Re_{dh})^{0.25}$, onde Re_{dh} , é o número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico. Pode-se observar que os valores do fator de atrito de Darcy obtidos experimentalmente variam entre as paredes superior e inferior, essa diferença de valores pode ser explicada pela assimetria da velocidade média encontrada na figura 5.3. Embora os valores experimentais sejam bem próximos aos valores calculados pela expressão de Blasius, tem-se que observar que a expressão de Blasius é desenvolvida para tubos, e os cálculos foram aproximados com o diâmetro hidráulico.

Tabela 5.2: Velocidade de atrito $u_{*,0}$, constante da lei da parede do escoamento sem perturbação C^+ , fator de atrito de Darcy f_0 determinado experimentalmente, e o fator de atrito de Darcy $f_{blasius}$ calculado pela expressão de Blasius, para cada vazão Q .

Q m^3/h	$\bar{U}$ m/s	Reynolds	C^+	$u_{*,0}$ m/s	f_0	$f_{blasius}$
8 Parede Inferior	0,3229	27,500	5.34	0.0193	0.0268	0.0245
8 Parede Superior	0,3229	27,500	5.44	0.0182	0.0244	0.0245
10 Parede Inferior	0,4037	35,000	5.16	0.0236	0.0251	0.0231
10 Parede Superior	0,4037	35,000	5.28	0.0227	0.0238	0.0231

Nota-se que a figura 5.4 ajusta os dados experimentais só na região logarítmica, e os dados da região perto da parede na subcamada viscosa e na camada de amortecimento ficam sem ser ajustados. É importante conhecer o comportamento dos perfis de velocidade nessas camadas pois quando o escoamento é perturbado, nesta região ocorrem efeitos que precisam ser comparados com o escoamento sem perturbação. A figura 5.5 apresenta os perfis médios de velocidade comparados com a lei da subcamada viscosa e a equação 2.27 de Spalding (1961). Dessa figura, é possível se observar que os dados experimentais da parede inferior para as duas vazões se ajustam muito bem com a equação de Spalding (1961).

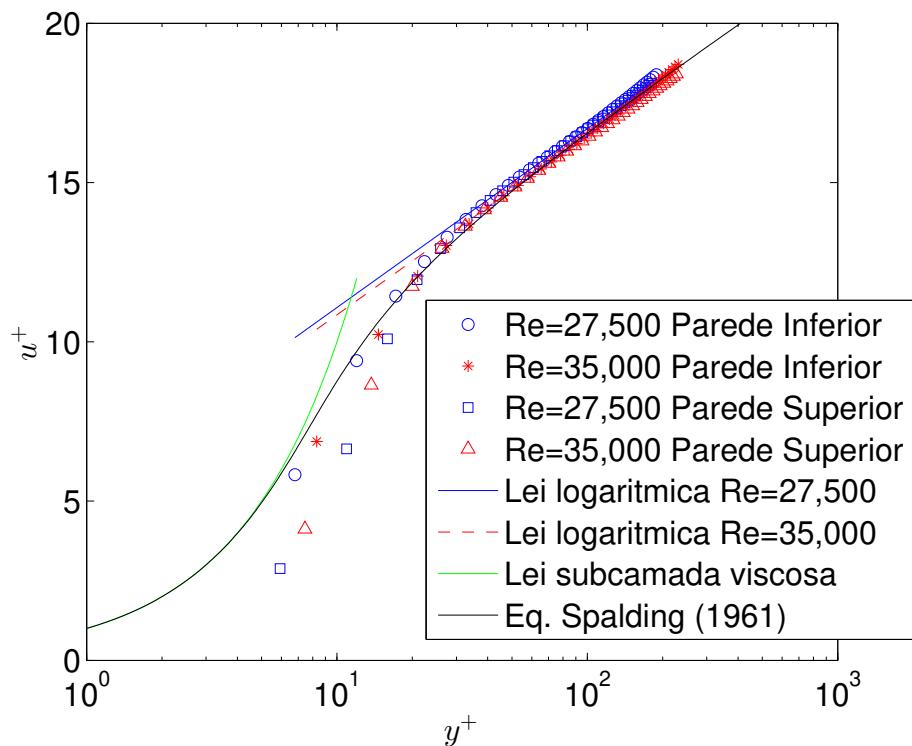


Figura 5.5: Comparação entre os perfis médios de velocidade com a lei logarítmica, a lei da subcamada viscosa e a equação de Spalding (1961).

Além dos resultados obtidos, os campos de flutuações também foram calculados a partir dos campos instantâneos de velocidade e do campo médio de velocidade, tanto para a componente longitudinal quanto para a componente vertical da velocidade. Esses campos de flutuações foram multiplicados para se obter o produto de $u'u'$, $u'v'$ e $v'v'$ que correspondem às componentes da tensão turbulenta. Por fim, foi realizada uma média temporal e espacial desses produtos para obter um perfil médio de tensão turbulenta. A figura 5.6 apresenta a componente xy da tensão de Reynolds normalizada pela tensão de cisalhamento na parede $\overline{\rho u'v'}/\rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical do canal normalizada pela altura efetiva do canal y/H_{eff} . Observa-se que o máximo da tensão de Reynolds tem a mesma ordem de grandeza que a tensão de cisalhamento na parede.

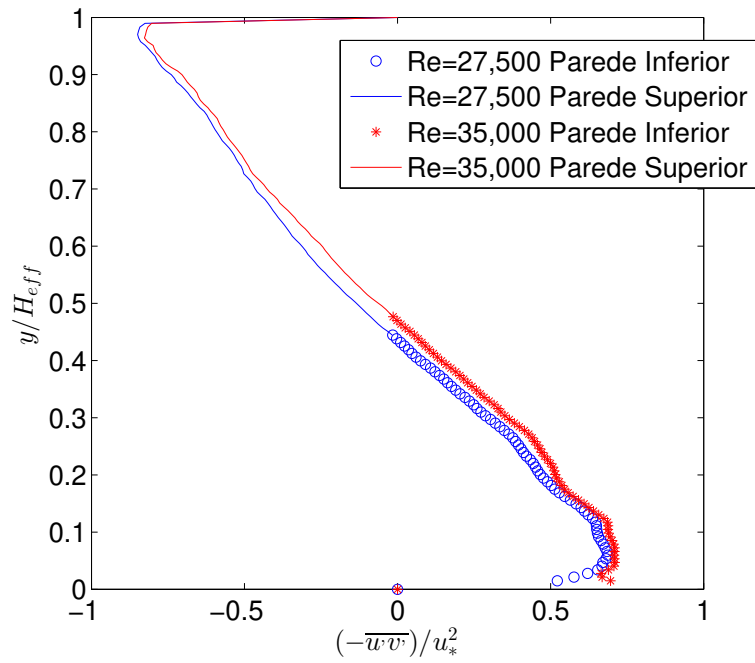


Figura 5.6: Componente xy da tensão de Reynolds normalizada pela tensão de cisalhamento na parede $\overline{\rho u'v'}/\rho u_{*0}^2$, em função da coordenada vertical do canal normalizada pela altura efetiva do canal y/H_{eff} .

A figura 5.7 apresenta uma comparação realizada entre o fator de atrito de Darcy determinado experimentalmente f_0 e o fator de atrito de Darcy calculado pela expressão de Blasius $f_{blasius}$.

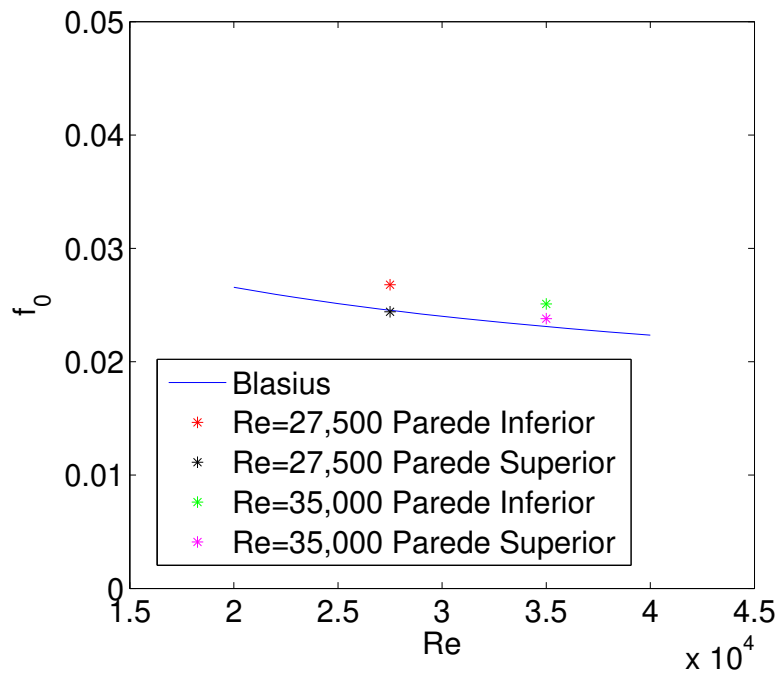


Figura 5.7: Fator de atrito de Darcy.

Todos os resultados obtidos nesta seção indicam que a lei da parede, a equação de Spalding (1961) e as correlações de Blasius são válidas para o escoamento sem perturbação à montante do perfil triangular, portanto, o escoamento à montante da perturbação corresponde a um escoamento turbulento em um canal hidraulicamente desenvolvido em regime liso, e as correlações de Blasius podem ser utilizadas para estimar o comportamento desse escoamento.

5.3 Escoamento com perturbação

O escoamento sobre o perfil triangular foi medido para as duas vazões iguais às do escoamento sem perturbação. Utilizando os scripts desenvolvidos no *MatLab*, aplicando as máscaras que descartam os vetores espúrios, e juntando os 3 ensaios como foi explicado no capítulo 4, se obtiveram cubos de dados de $161 \times 608 \times 2000$ de cada variável para cada vazão. A partir desses cubos de dados foram calculados os campos médio temporal e de flutuações para as componentes longitudinal e vertical da velocidade. Quando o escoamento encontra-se perto da parede inferior, as componentes da velocidade foram rotacionadas para as coordenadas do perfil triangular. Estes campos são apresentados a seguir, e são comparados com os resultados obtidos do escoamento sem perturbação.

A figura 5.8 apresenta alguns perfis da média temporal da velocidade $\vec{V}(y) = u(y)\vec{i} + v(y)\vec{j}$ sobre o perfil triangular para $Re = 27,500$. Nota-se que a posição $x = 0$ foi definida na crista do perfil, e a linha preta contínua representa a superfície da forma. Além disso, a figura 5.9 apresenta as linhas de corrente do escoamento sobre o perfil triangular para $Re = 27,500$, embora o gráfico das linhas de corrente apresente uma região densa próxima à superfície da ruga e à bolha de recirculação devido à escolha dos pontos de referência, é possível se obter o comportamento do escoamento a partir da figura 5.9.

As principais características do escoamento médio podem ser obtidas a partir das figuras 5.8 e 5.9: o escoamento é desviado pela forma, com a existência de uma bolha de recirculação logo após a crista. Entretanto, à montante da crista, a componente vertical da velocidade v é direcionada para cima, e à jusante da crista v é dirigida para cima ou para abaixo e a componente longitudinal da velocidade u tem valores positivos ou negativos, dependendo da localização. Longe o suficiente da forma triangular, para valores altos de x , os valores de v são desprezíveis. Como o efeito do confinamento é importante, u é acelerado mesmo para valores ao longo do eixo x . Por fim, a figura 5.9 apresenta um pequeno desvio das linhas de corrente na parede superior logo após a crista da forma.

Para se realizar as comparações entre o escoamento sem perturbação e o escoamento com perturbação próximos à superfície da forma triangular, isto é, nas regiões internas do escoamento,

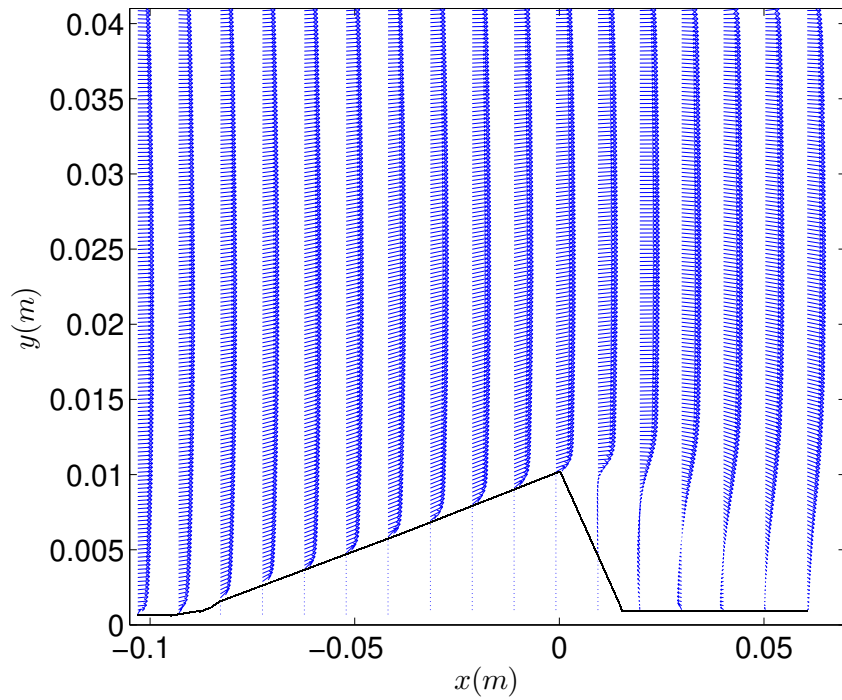


Figura 5.8: Alguns perfis do campo médio temporal da velocidade sobre a forma triangular. Nesta figura, o escoamento é da esquerda para a direita e $Re=27,500$.

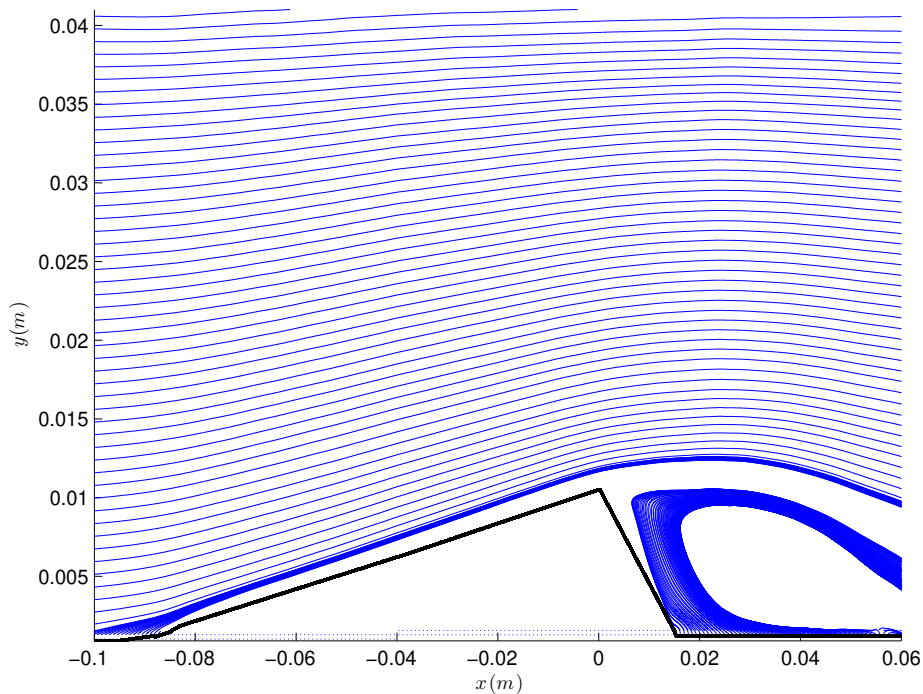


Figura 5.9: Linhas de corrente do escoamento sobre a forma triangular, $Re=27,500$.

mento, é conveniente utilizar a coordenada vertical deslocada $y_d = y - h(x)$, onde $h(x)$ é a altura local da forma. Com y_d , as velocidades e tensões com as mesmas distâncias desde a parede in-

ferior podem ser comparadas diretamente. Enquanto, longe da superfície da forma, isto é, desde o centro do canal até a parede superior, é melhor utilizar a coordenada vertical y .

A figura 5.10 apresenta alguns perfis da componente longitudinal da média da velocidade u para diferentes posições longitudinais sobre a forma triangular. Os símbolos empregados são indicados na figura. A figura 5.10a apresenta a componente longitudinal da média da velocidade u em função da coordenada vertical y para algumas posições longitudinais tanto à montante quanto à jusante da crista do perfil triangular, e a figura 5.10b apresenta a componente longitudinal da média da velocidade u em função da coordenada vertical deslocada y_d para algumas posições longitudinais à montante da crista. Devido à presença de uma forte bolha de recirculação e ao confinamento do escoamento, o escoamento do centro do canal é afetado pela forma triangular e o máximo de u ocorre em torno da Crista, como mostrado na figura 5.10a. Na região $x < 0$, u aumenta à medida que o escoamento aproxima-se da crista e uma grande parte da perturbação é confinada na região interna inferior, como mostrado na figura 5.10b. Na região $x > 0$, o escoamento se separa e u tem valores negativos.

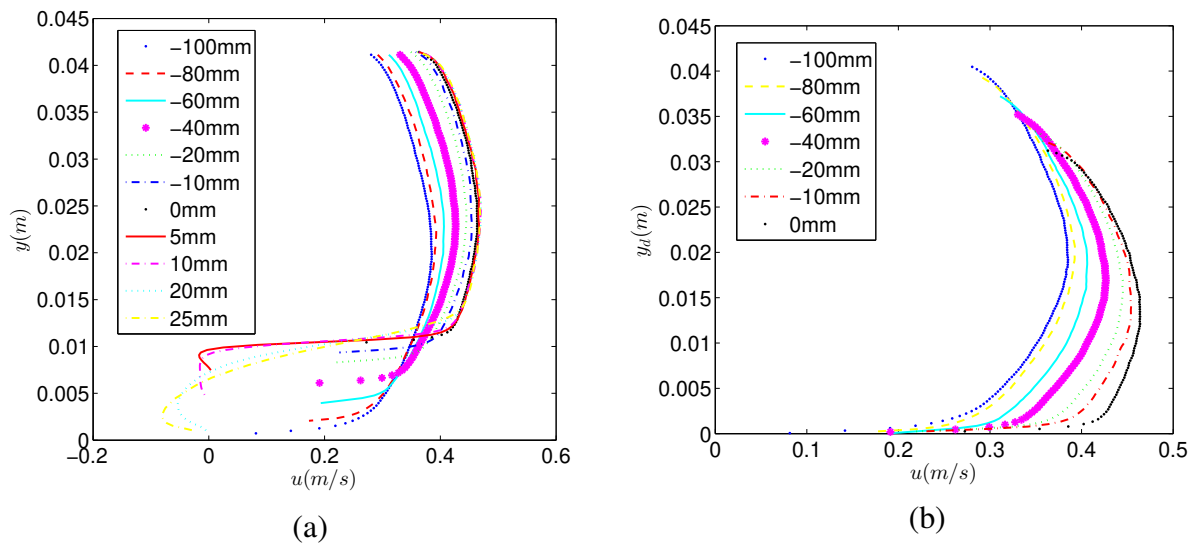


Figura 5.10: (a) Alguns perfis da componente longitudinal da média da velocidade u em função da coordenada vertical y . (b) Alguns perfis da componente longitudinal da média da velocidade u em função da coordenada vertical y_d , $Re=27,500$.

A figura 5.11 apresenta alguns perfis da componente vertical da média da velocidade v para diferentes posições longitudinais sobre a forma triangular à montante da crista, e $Re=27,500$. Os símbolos empregados são indicados na figura. Desta figura é possível se observar que os valores de v são uma ordem de grandeza menor que os valores de u como esperado da análise dimensional da perturbação.

Conforme apresentado na seção 2.2, Jackson e Hunt (1975) propuseram representar o campo de perturbação como a diferença entre a velocidade perturbada, isto é, o escoamento

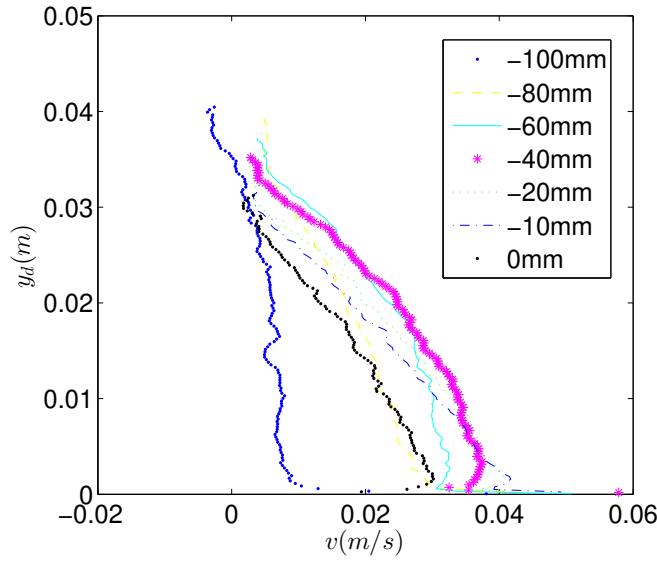


Figura 5.11: Alguns perfis da componente vertical da média da velocidade v em função da coordenada vertical y_d , $Re=27,500$.

sobre a forma triangular, e o escoamento não perturbado, no sistema de coordenadas deslocado:

$$\Delta \vec{V}(x, y_d) = \vec{V}(x, y_d) - \vec{V}_0(x, y_d) \quad (5.1)$$

onde $\vec{V}(x, y_d)$ é a velocidade sobre a forma triangular, e $\vec{V}_0(x, y_d)$ é a velocidade do escoamento não perturbado calculada com a coordenada vertical deslocada y_d pela equação de Spalding (1961), para cada posição longitudinal x .

A figura 5.12 apresenta 16 perfis da perturbação da média da velocidade $\Delta \vec{V}(x, y_d)$ ao longo da forma triangular em função da coordenada vertical deslocada y_d . À jusante da crista do perfil, as perturbações têm um valor negativo porque o escoamento se separa e a bolha de recirculação é formada. À montante da crista, as perturbações aumentam em direção à crista e são maiores na região $y_d < 2mm$.

A figura 5.13 apresenta a evolução longitudinal do máximo das perturbações $|\Delta \vec{V}|_{max}$ e da posição vertical desse máximo normalizada pelo comprimento viscoso do escoamento sem perturbação $y_d^+|_{\Delta V|_{max}}$, onde $y_d^+|_{\Delta V|_{max}} = y_d|_{\Delta V|_{max}} u_{*,0} / \nu$, para os dois números de Reynolds. Observa-se que o máximo valor da perturbação aumenta até a crista do perfil na região $y_d^+|_{\Delta V|_{max}} < 40$. Essa região corresponde à subcamada viscosa e à camada de amortecimento da camada limite turbulenta sem perturbação, onde as tensões viscosas são importantes (Schlichting, 2000).

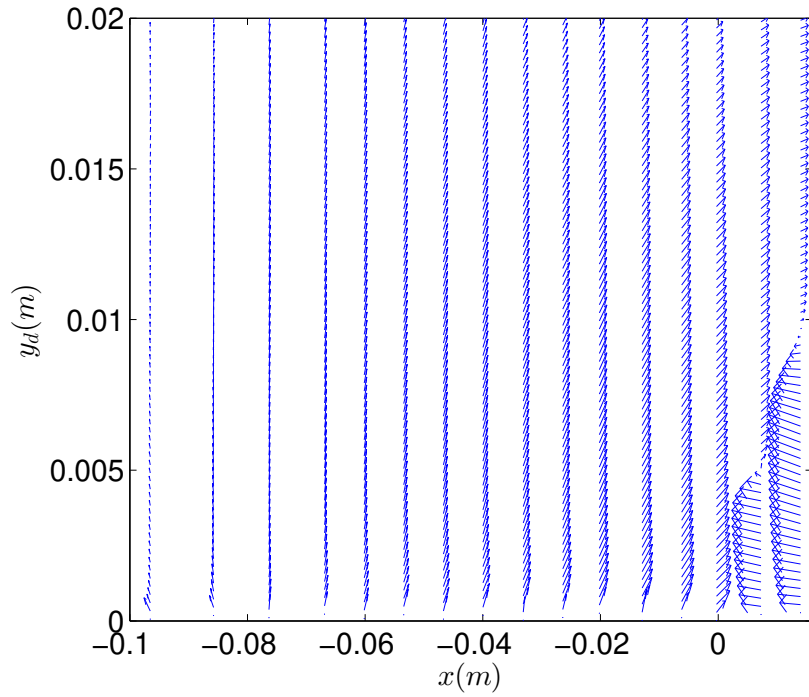


Figura 5.12: Alguns perfis da perturbação da média da velocidade, $Re=27,500$.

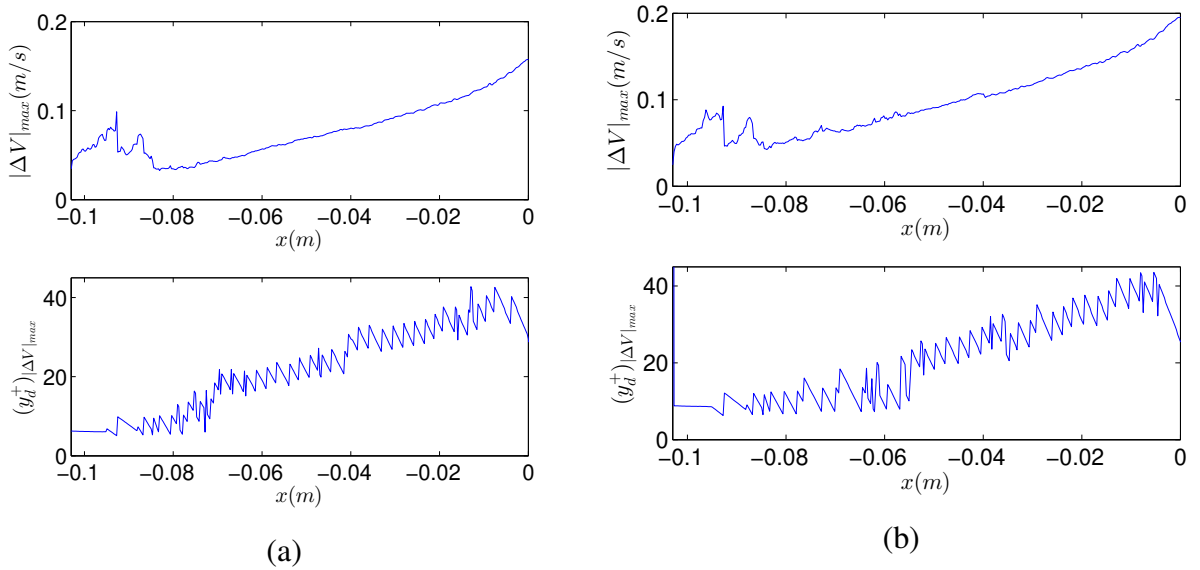


Figura 5.13: Evolução longitudinal do máximo das perturbações $|\Delta \vec{V}|_{max}$ e da posição vertical desse máximo normalizada pelo comprimento viscoso $y_d^+|_{\Delta V|_{max}}$. (a) $Re=27,500$. (b) $Re=35,000$.

Dentro da subcamada viscosa, as tensões viscosas são importantes, e as tensões turbulentas são insignificantes. Imediatamente acima dessa camada, na camada de amortecimento, as tensões viscosas e turbulentas são importantes, e bem acima da subcamada viscosa, dentro da região logarítmica, as tensões turbulentas são importantes, e as tensões viscosas são insignificantes. No caso da presença de equilíbrio local no escoamento na subcamada viscosa e na

camada de amortecimento, as tensões turbulentas dentro da região logarítmica estão relacionadas com as tensões viscosas na subcamada viscosa, e têm a mesma ordem de grandeza. É por essa razão que, no caso de camadas limite com equilíbrio local nas regiões internas, a tensão de cisalhamento na parede pode ser calculada a partir da velocidade de atrito, que faz escala com a raiz quadrada das tensões turbulentas. A investigação das tensões viscosas e turbulentas podem indicar se o escoamento está em equilíbrio local nas regiões internas.

As figuras 5.14, 5.15 e 5.16, apresentam perfis das componentes xy , xx e yy da tensão de Reynolds alinhadas com a superfície do perfil, normalizadas pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação, isto é, $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, $\overline{\rho u'^2_\theta} / \rho u_{*,0}^2$ e $\overline{\rho v'^2_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ . A fim de diminuir o ruído nas figuras, os perfis foram filtrados por uma média deslizante com 9 pontos mais próximos de cada valor.

Os valores da velocidade de atrito sem perturbação foram tomados da tabela 5.2 correspondentes às velocidades de atrito calculadas para as paredes inferiores de cada vazão.

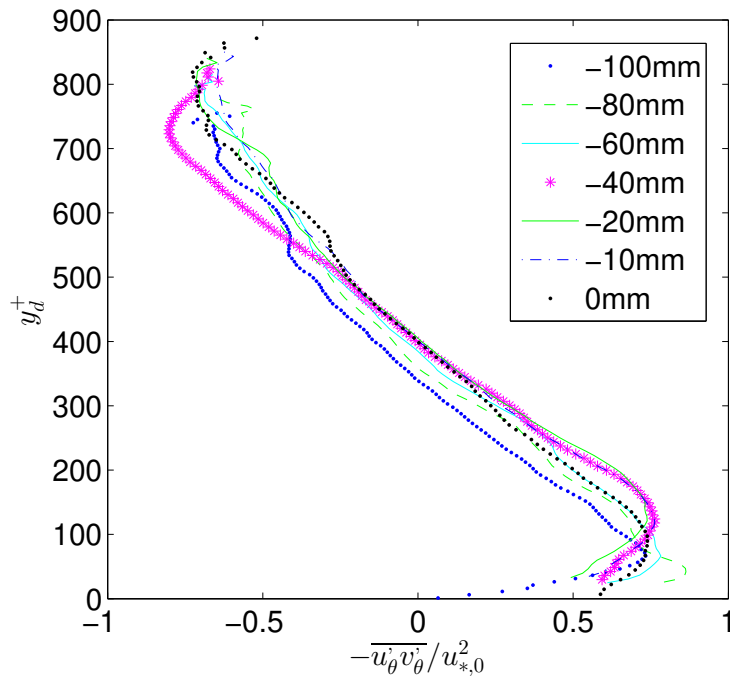


Figura 5.14: Alguns perfis da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , $Re=27,500$.

A figura 5.17 apresenta perfis da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , na região $y_d^+ < 300$. A figura 5.17 mostra um comportamento do escoamento compatível com as condições de equilíbrio local na região interna, porque os valores de $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta}$ na faixa de $20 < y_d^+$

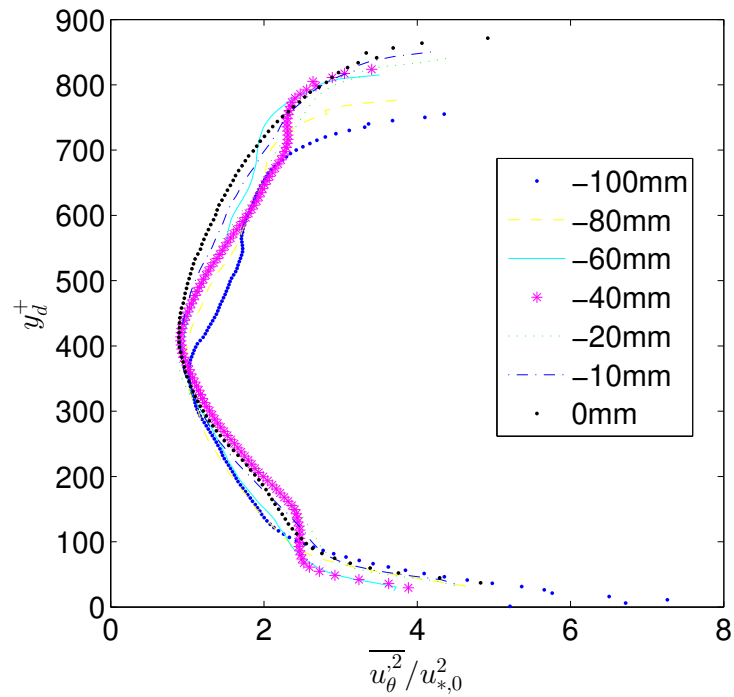


Figura 5.15: Alguns perfis da componente xx da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\overline{\rho u_\theta'^2}/\rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , $Re=27,500$.

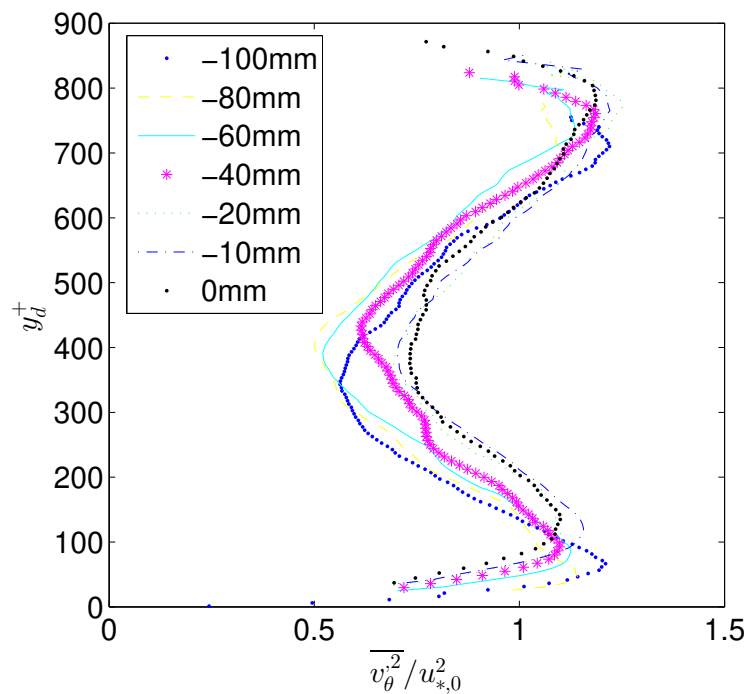


Figura 5.16: Alguns perfis da componente yy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\overline{\rho v_\theta'^2}/\rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , $Re=27,500$.

< 250 fazem escala com a tensão de cisalhamento na parede $\tau_0 = \rho u_{*,0}^2$, que por sua vez, quando perturbado, dá origem a $\tau = \rho u_*^2$; portanto, $-\overline{u'_\theta v'_\theta}$ e $u_{*,0}^2$ têm a mesma ordem de grandeza.

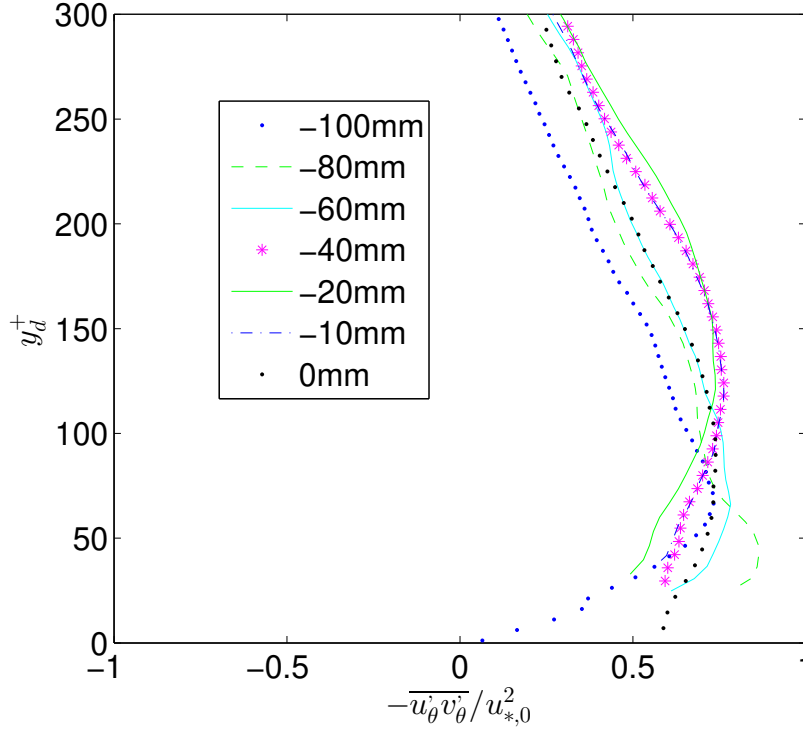


Figura 5.17: Alguns perfis da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $-\rho \overline{u'_\theta v'_\theta} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , na região $y_d^+ < 300$, $Re=27,500$.

Adicionalmente, considerando cada perfil individual da figura 5.17 na região $30 < y_d^+ < 200$, os valores de $-\overline{u'_\theta v'_\theta}$ atingem um máximo em $y_d^+ \approx 100$ e decaem na direção da parede, o que indica o crescimento das tensões viscosas perto da parede. Nesse caso, perfis logarítmicos da média da velocidade são esperados dentro da região logarítmica sobre o perfil triangular à montante da crista. No entanto, na crista ($x = 0$) o máximo das tensões turbulentas é bem menor do que em outras posições, o que pode indicar um desvio do equilíbrio local na crista. Finalmente, observa-se que, $-\overline{u'_\theta v'_\theta}$ aumenta e diminui em direção da crista da forma triangular.

A figura 5.18 apresenta a evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $u_{*,0}^2$ à montante da crista. Nesta figura, as linhas contínuas e tracejadas correspondem aos números de Reynolds $Re = 27,500$ e $Re = 35,000$, respectivamente. Apesar da presença de ruído relativamente elevado nos dados, algumas observações podem ser realizadas. A figura 5.18 mostra que $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$ aumenta aproximadamente 20% no início da perturbação, na posição $x \approx -0.085m$. Para o escoamento com $Re = 27,500$, $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$ decresce na região $-0.085m \leq x \leq 0m$, alcançando um va-

lor de $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max} \approx 0.65u_{*,0}^2$ na crista. Para o escoamento com $Re = 35,000$, $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$ apresenta um comportamento diferente na região $-0.085m \leq x \leq 0m$. Embora não tenha sido encontrado um comportamento bem definido para a evolução de $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$, em ambos casos, $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$ apresenta um valor maior em algum ponto à montante da crista do perfil. Além disso, $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$ e $u_{*,0}^2$ têm a mesma ordem de grandeza.

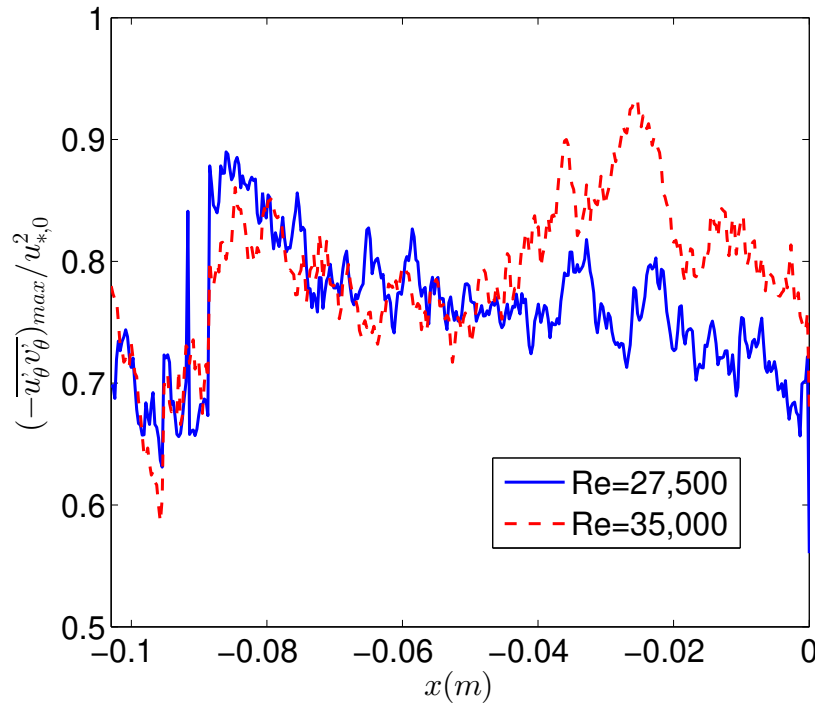


Figura 5.18: Evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $(-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta})_{max} / \rho u_{*,0}^2$ à montante da crista.

A fim de investigar a tensão de cisalhamento total do escoamento, é necessário calcular as tensões de cisalhamento viscosas ao longo do perfil triangular. A componente xy da tensão viscosa na superfície da forma τ_{visc} foi avaliada como:

$$\tau_{visc} \approx \mu \frac{\partial u_\theta}{\partial y_{d,\theta}} \quad (5.2)$$

onde u_θ é a componente alinhada da média da velocidade em relação à superfície do perfil triangular, e $y_{d,\theta}$ é a coordenada deslocada perpendicular à superfície do perfil. No caso de rugas de areia, onde há transporte de grãos por leito móvel, esta componente da tensão viscosa é responsável pelo transporte de grãos, porque qualquer grão transportado como leito móvel deve rolar ou se deslizar sobre a superfície ondulada em uma direção alinhada com o escoamento médio.

A figura 5.19 apresenta alguns perfis da componente xy da tensão viscosa alinhada com a superfície do perfil $\mu \frac{\partial u_\theta}{\partial y_{d,\theta}}$, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\rho u_{*,0}^2$, para $Re = 27,500$. Esses perfis apresentados na figura 5.19 são localizados nas mesmas posições longitudinais dos perfis apresentados na figura 5.17. Nesta figura, observa-se que a tensão viscosa é de importância na região $y_{d,\theta} < 50$. Além disso, a figura 5.20 apresenta a evolução longitudinal ao longo do perfil da componente xy da tensão viscosa na superfície normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\tau_{visc}/\rho u_{*,0}^2$ à montante da crista, as linhas contínuas e tracejadas correspondem aos números de Reynolds $Re = 27,500$ e $Re = 35,000$, respectivamente. Com base nos resultados do escoamento sem perturbação apresentados na tabela 5.2, a tensão de cisalhamento não perturbada foi avaliada a partir da correlação de Blasius. Devido à presença de ruído relativamente alto, proveniente dos cálculos numéricos dos gradientes, não é possível determinar a posição longitudinal onde o máximo da tensão viscosa na superfície ocorre. Nota-se que na figura 5.20 para $x \approx -0.04m$ existe uma mudança brusca dos valores obtidos para as duas vazões, e se encontra na região onde foi feita a junção dos ensaios. Essa mudança pode ter ocorrido pela junção de ensaios onde provavelmente um deles tem um ruído maior na informação próxima a parede.

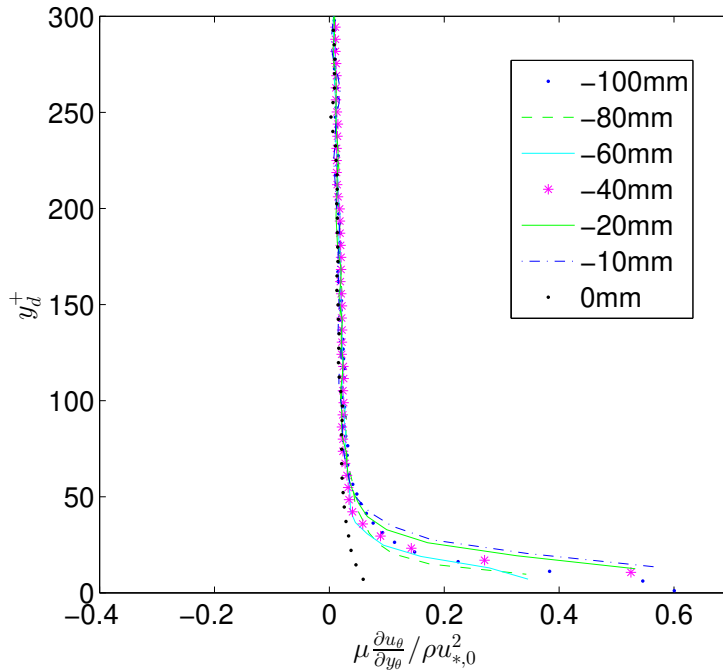


Figura 5.19: Alguns perfis da componente xy da tensão viscosa alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\mu \frac{\partial u_\theta}{\partial y_{d,\theta}} / \rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , na região $y_d^+ < 300$, $Re=27,500$.

Para as mesmas posições longitudinais que as apresentadas nas figuras 5.17 e 5.19. A figura 5.21 apresenta alguns perfis da componente xy da tensão de cisalhamento total alinhada com a superfície do perfil $\tau = -\rho \overline{u'_\theta v'_\theta} + \mu \frac{\partial u_\theta}{\partial y_{d,\theta}}$, normalizada pela tensão de cisalhamento na

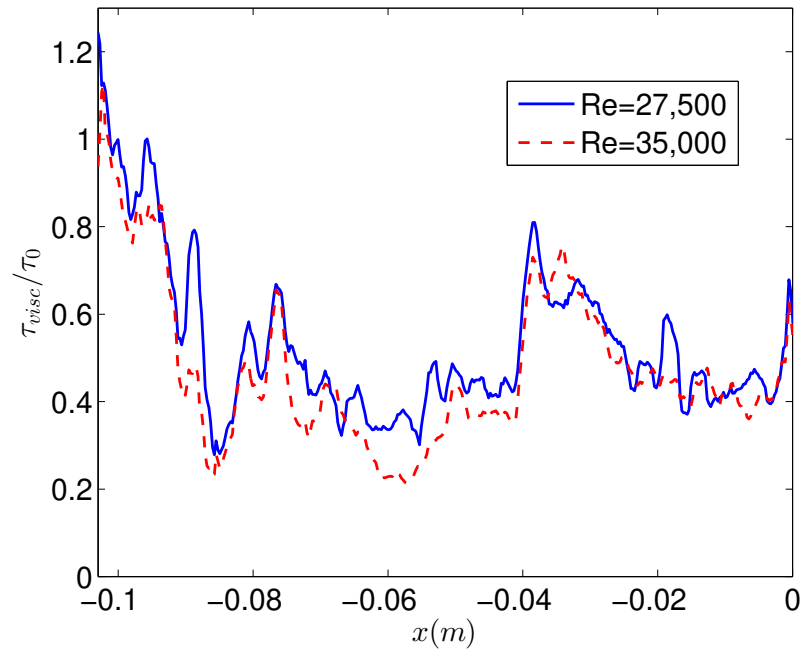


Figura 5.20: Evolução longitudinal da tensão viscosa na superfície normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\tau_{visc}/\rho u_{*,0}^2$ à montante da crista.

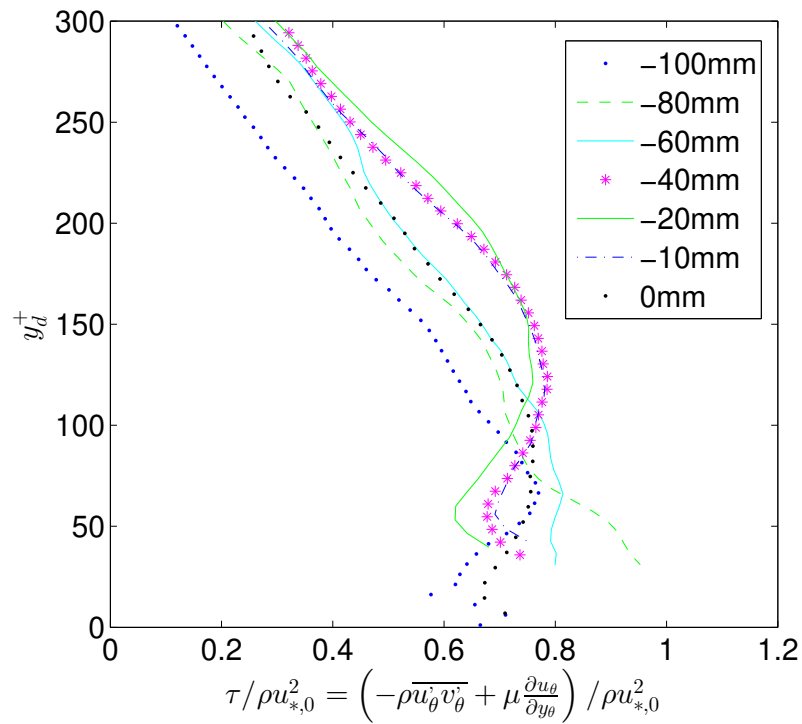


Figura 5.21: Alguns perfis da componente xy da tensão de cisalhamento total alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\tau/\rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , na região $y_d^+ < 300$, $Re=27,500$.

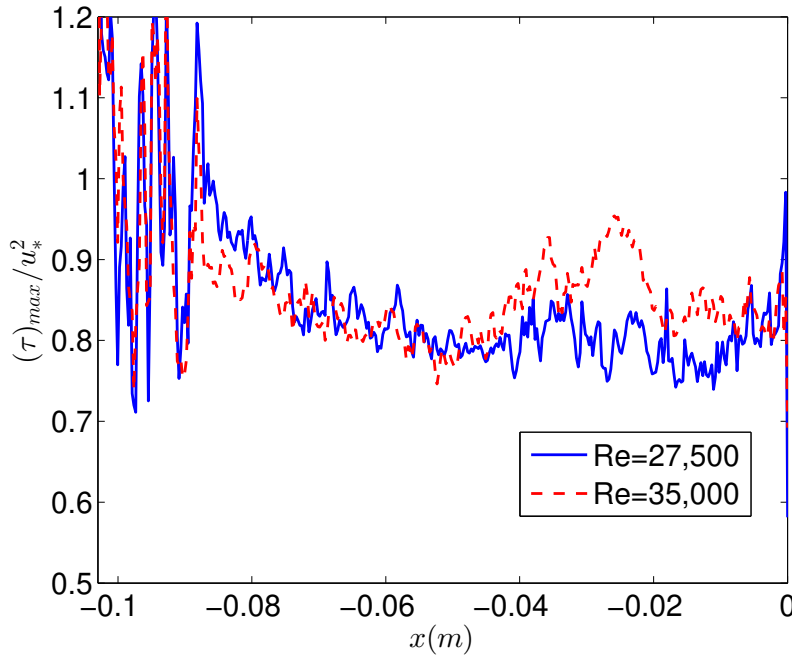


Figura 5.22: Evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de cisalhamento total alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\tau_{max}/\rho u_{*,0}^2$ à montante da crista.

parede do escoamento sem perturbação $\rho u_{*,0}^2$, em função da coordenada vertical deslocada normalizada y_d^+ , para $Re = 27,500$. Nota-se que há uma região onde a tensão total é praticamente constante, em torno de $30 < y_d^+ < 100$, o que, novamente, é consistente a presença de equilíbrio local na região interna da camada limite. Além disso, a figura 5.22 apresenta a evolução longitudinal ao longo do perfil da componente xy da tensão de cisalhamento total alinhada com a superfície do perfil τ_{max} , normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\rho u_{*,0}^2$ à montante da crista, as linhas contínuas e tracejadas correspondem aos números de Reynolds $Re = 27,500$ e $Re = 35,000$, respectivamente. Embora haja presença de ruído relativamente alto, proveniente dos cálculos numéricos feitos nos valores próximos à parede, é possível determinar que o máximo da tensão de cisalhamento total τ_{max} tem a mesma ordem de grandeza que a tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\rho u_{*,0}^2$; o que indica finalmente que o escoamento apresenta condições de equilíbrio local na região interna à montante da crista.

Com base na hipótese da presença de equilíbrio local nas regiões internas do escoamento, a velocidade de atrito local do escoamento perturbado $u_{*,x}$ foi calculada ajustando cada perfil médio de velocidade ao longo da forma com uma curva logarítmica, seguindo o mesmo procedimento da seção 5.2. A figura 5.23a apresenta a velocidade de atrito u_* em função da posição longitudinal x , e a figura 5.23b apresenta a velocidade de atrito normalizada pela velocidade de atrito do escoamento sem perturbação $u_*/u_{*,0}$ em função da posição longitudinal x , onde

as linhas contínuas e tracejadas correspondem aos números de Reynolds $Re = 27,500$ e $Re = 35,000$, respectivamente. A partir dessas figuras observa-se que a velocidade de atrito diminui no começo da forma em $x \approx 0.085m$ e aumenta até um valor de aproximadamente 1,4 vezes o valor da velocidade de atrito sem perturbação na crista da forma. Neste caso, a tensão de cisalhamento na superfície posicionada na crista da forma é aproximadamente duas vezes o valor da tensão de cisalhamento na parede do canal à montante do perfil. O comportamento geral do escoamento e os valores de tensão são consistentes com as medições de camadas limite turbulentas sobre as dunas no deserto, um caso em que as condições de equilíbrio local nas regiões internas é evidente.

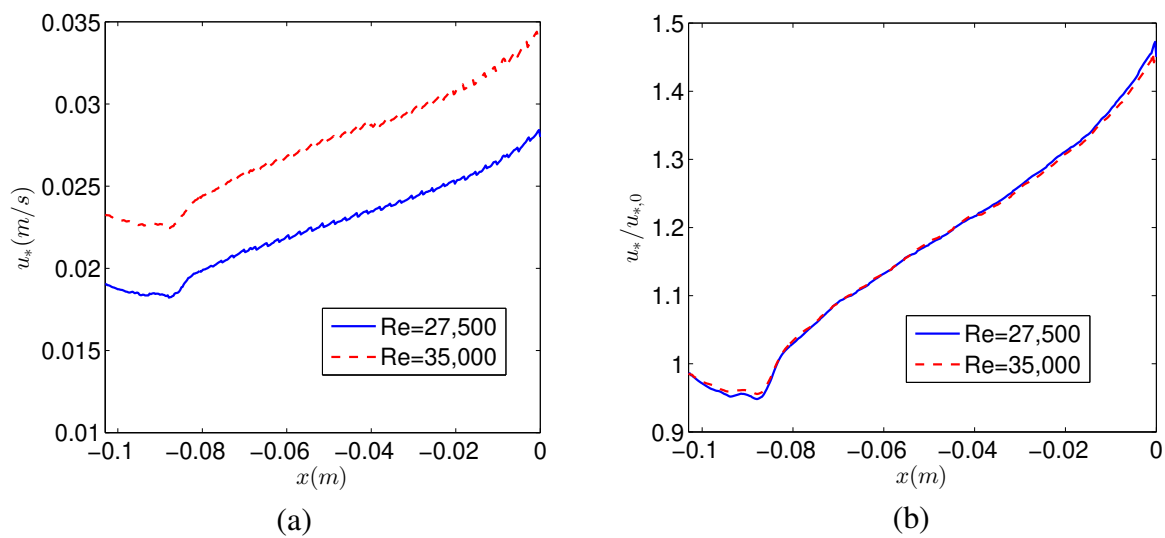


Figura 5.23: Velocidades de atrito locais u_* em função da posição longitudinal x : (a) forma dimensional; (b) normalizadas pela velocidade de atrito do escoamento sem perturbação.

Nota-se que o máximo da velocidade de atrito não é desfasado com respeito à crista da forma, e que muitas das medições publicadas de escoamentos sobre dunas eólicas também não apresentam essa desfasagem à montante. No caso de um leito granular, a presença de uma desfasagem à montante da tensão superficial é necessária para se explicar o crescimento das rugas de areia (Engelund e Fredsoe, 1982). Além disso, a presença de velocidades de atrito pequenas no começo da ruga implicaria na deposição local de grãos, o que parece contrário ao crescimento de rugas triangulares. Porém, no caso específico do começo da forma, os efeitos de relaxamento relacionados à inércia dos grãos causam erosão nessa região (Andreotti *e outros*, 2002; Charru, 2006).

Esse comportamento das velocidades de atrito no começo e na crista da forma é diferente do comportamento das tensões turbulentas, que aumentam no começo da forma e apresentam uma desfasagem na crista. Uma explicação para o comportamento das velocidades de atrito, em contraste ao comportamento das tensões turbulentas, é a presença de uma curvatura côncava nas linhas de corrente em torno do começo da forma e de uma curvatura convexa nas linhas de

corrente em torno da crista da forma (Fig.5.9). Como proposto por Wiggs *e outros* (1996), curvaturas côncavas causam que as estruturas turbulentas das altas velocidades sejam deslocadas para regiões de baixas velocidades, aumentando o valor de $-\overline{u'_\theta v'_\theta}$ em relação a $u_{*,0}^2$ na região próxima ao começo da forma. Por outro lado, curvaturas convexas causam que as estruturas turbulentas das baixas velocidades sejam deslocadas para regiões de altas velocidades, diminuindo o valor de $-\overline{u'_\theta v'_\theta}$ em relação a $u_{*,0}^2$ na região próxima à crista da forma.

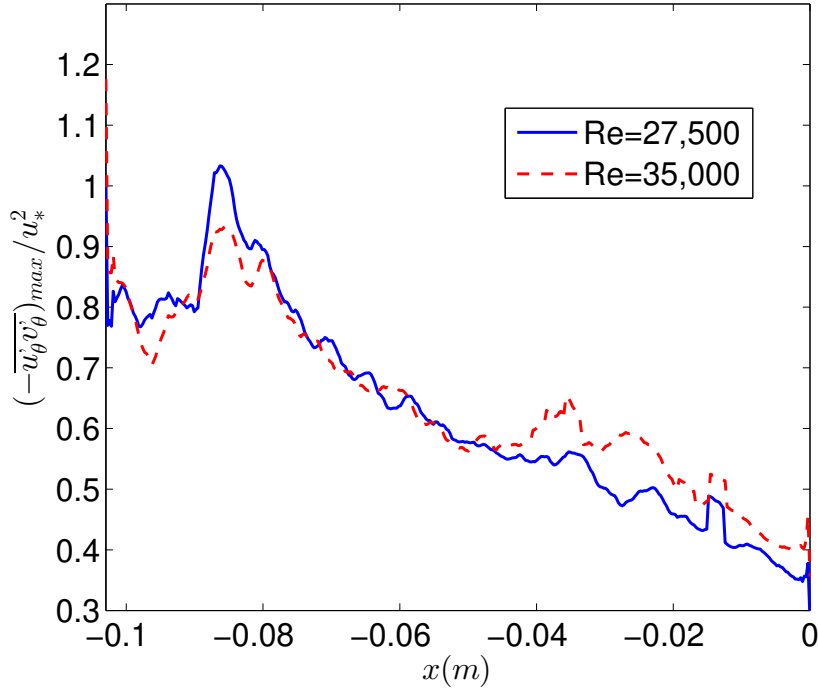


Figura 5.24: Evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de Reynolds alinhada com a superfície do perfil, normalizada pela tensão de cisalhamento na parede do escoamento perturbado $(-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta})_{max} / \rho u_*^2$ à montante da crista.

A fim de avaliar o equilíbrio do escoamento sobre a forma triangular, foi realizada uma comparação da evolução longitudinal do máximo da componente xy da tensão de Reynolds $(-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta})_{max}$ com a evolução longitudinal da tensão de cisalhamento na parede ρu_*^2 , à montante da crista. A figura 5.24 apresenta essa comparação em função da posição longitudinal x . As linhas contínuas e tracejadas correspondem aos números de Reynolds $Re = 27,500$ e $Re = 35,000$, respectivamente. A partir dessa figura, é possível se observar que $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$ e u_*^2 têm aproximadamente a mesma ordem de grandeza, e que $(-\overline{u'_\theta v'_\theta})_{max}$ apresenta um pico no começo da forma em $x \approx 0.085m$, diminui suavemente ao longo do perfil, e apresenta um decaimento mais acentuado na crista, atingindo um valor de aproximadamente 40% de u_*^2 na crista. Isto encontra-se de acordo com a explicação das interações entre as flutuações e o escoamento médio baseada nas curvaturas côncavas e convexas das linhas de corrente proposta por Wiggs *e outros* (1996).

Algumas informações sobre o comportamento local do escoamento podem ser acessadas em termos do campo de produção de energia cinética turbulenta. A partir dos cubos de dados gerados para os ensaios sobre a forma triangular, a componente xy da produção de energia cinética turbulenta alinhada com a superfície da forma é calculada pela seguinte expressão:

$$P = \left(-\overline{u'_\theta v'_\theta} \right) \frac{\partial u_\theta}{\partial y_\theta} \quad (5.3)$$

A figura 5.25 apresenta o campo da componente xy da produção de energia cinética turbulenta sobre o perfil triangular nas coordenadas x e y para as duas vazões. Nota-se que há uma região de alta produção de energia cinética turbulenta na esteira (bolha de recirculação). Também é possível se observar um incremento notável da produção da energia cinética turbulenta na parede superior à jusante da crista.

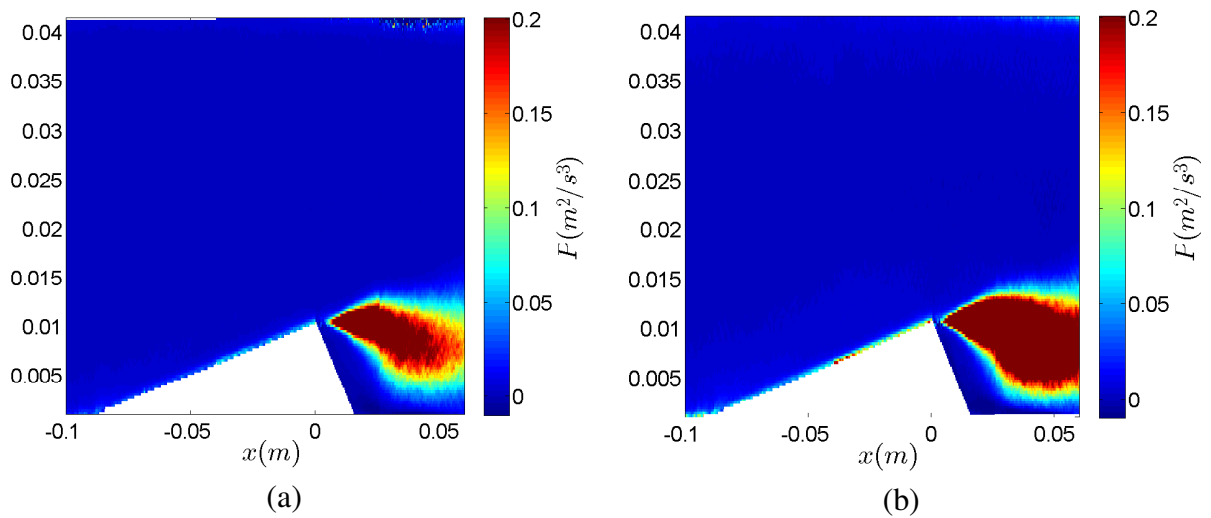


Figura 5.25: Campo de produção de energia cinética turbulenta ao longo do perfil triangular: (a) $Re=27,500$; (b) $Re=35,000$.

Por outro lado, a figura 5.26 apresenta o campo da componente xy da produção de energia cinética turbulenta sobre o perfil triangular nas coordenadas x e y_d^+ para $Re = 27,500$, à montante da crista. Além disso, a figura 5.27 apresenta a evolução longitudinal do máximo da produção de energia cinética turbulenta P_{max} e da posição vertical onde ocorre esse máximo normalizada pelo comprimento viscoso $y_d^+ P_{max}$, à montante da crista. A partir da figura 5.27, observa-se que os valores máximos da produção da energia cinética turbulenta ocorrem na região $y_d^+ < 50$, que corresponde à subcamada viscosa e à camada de amortecimento da camada limite sem perturbação, também observa-se que a posição vertical onde ocorre o máximo da produção da energia cinética turbulenta $y_d^+ P_{max}$ aumenta continuamente até a crista. Esses valores estão de acordo com os valores encontrados nas camadas limite com equilíbrio local na região interna.

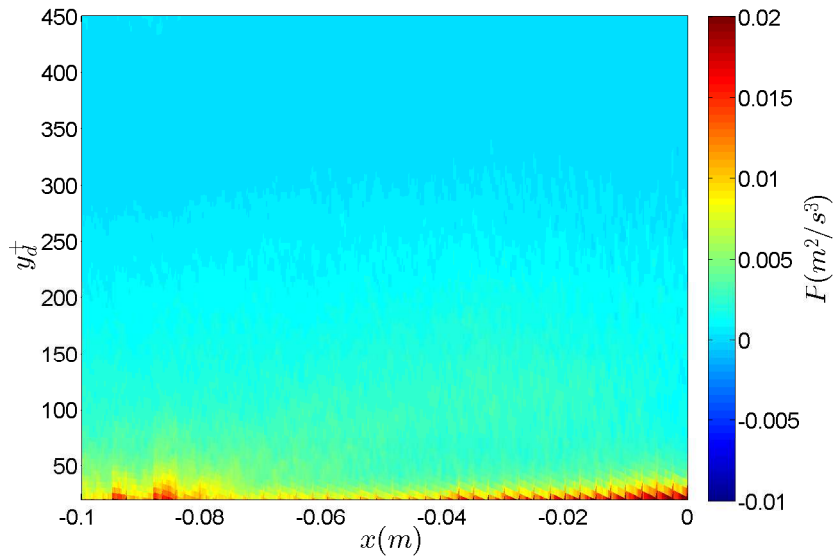


Figura 5.26: Campo de produção de energia cinética turbulenta à montante da crista, $Re=27,500$.

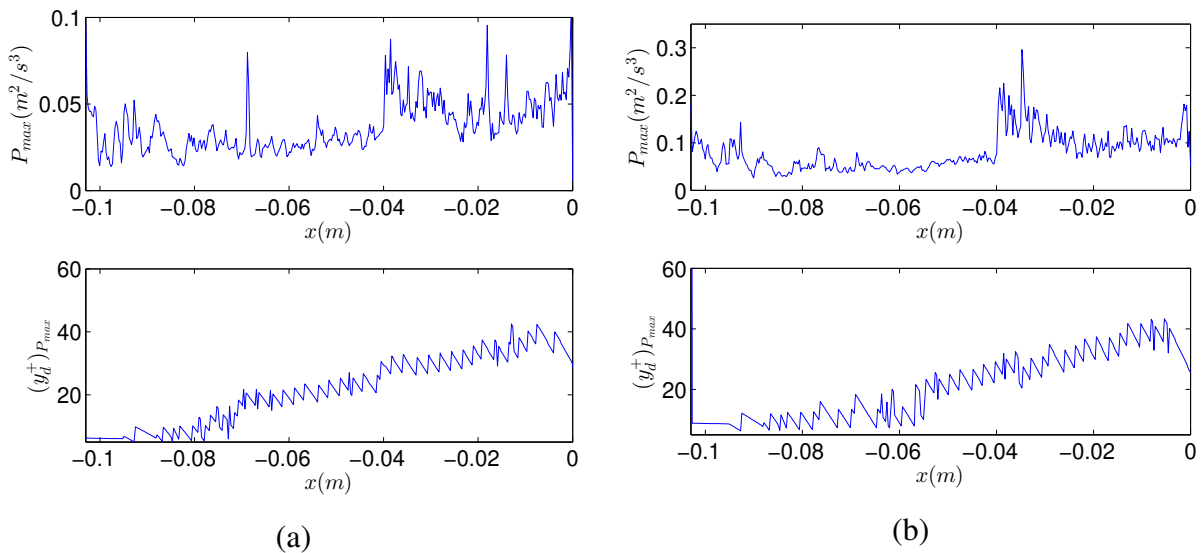


Figura 5.27: Evolução longitudinal do máximo da produção de energia cinética turbulenta P_{max} e da posição vertical desse máximo normalizada pelo comprimento viscoso $y_d^+ P_{max}$, à montante da crista. (a) $Re=27,500$. (b) $Re=35,000$.

A figura 5.28 apresenta o campo da componente xy da produção de energia cinética turbulenta à jusante do perfil triangular nas coordenadas x e y para as duas vazões. Na parede superior, observa-se uma região à jusante da crista ($x > 0$) onde a produção de energia cinética turbulenta é maior do que à montante. Esses valores maiores são provocados pela existência de gradientes de pressão adversos à jusante da crista. Esses gradientes geram vórtices na região da crista, tanto na parede inferior quanto na parede superior, o que aumenta a produção de energia cinética turbulenta, como demonstrado por Laval *e outros* (2012), Kuban *e outros* (2012) e Schiavo (2014).

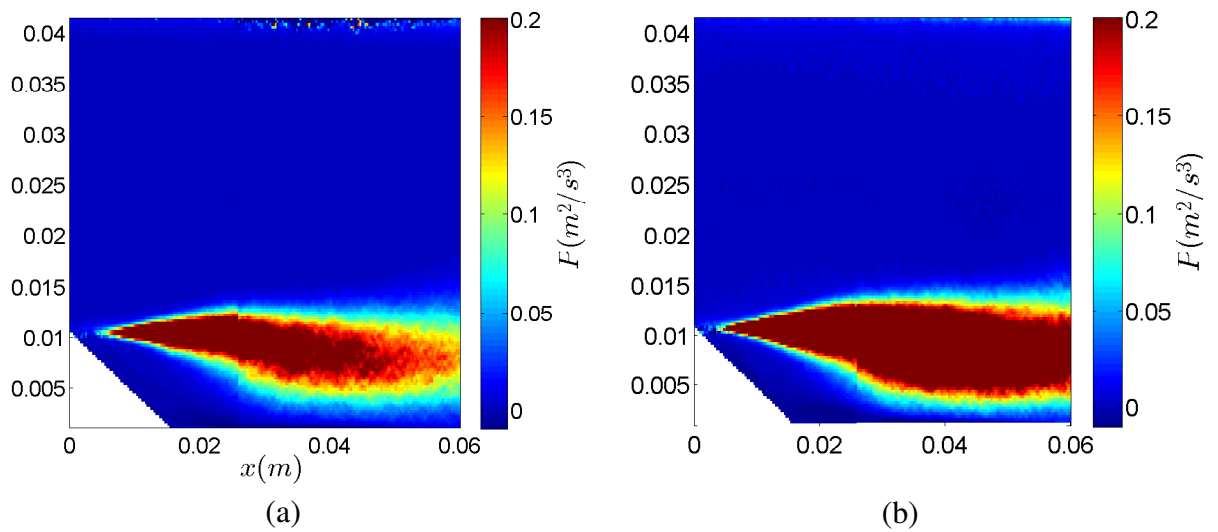


Figura 5.28: Campo de produção de energia cinética turbulenta à jusante da crista: (a) $Re=27,500$; (b) $Re=35,000$.

Finalmente, na região próxima à crista, a produção de energia cinética turbulenta intensa redistribui as flutuações, alterando a forma de como as médias locais da velocidade e as flutuações se relacionam, e provavelmente rompendo as condições de equilíbrio local. Isto, juntamente com as linhas de corrente côncavas/convexas, explica a ausência de uma defasagem à montante para a componente xy da tensão viscosa do escoamento.

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

No presente trabalho foram estudados os escoamentos turbulentos perturbados por uma forma triangular de pequena razão de aspecto. Os estudos experimentais demonstraram que nos ensaios à montante da forma (aproximadamente a $100mm$ da forma), o escoamento turbulento dentro do canal estava totalmente desenvolvido e hidraulicamente liso, e foi aqui considerado como o escoamento sem perturbação. Quando sobre a forma, a taxa de bloqueio foi ao redor de 20%; Portanto, os efeitos de confinamento não são desprezíveis. A fim de melhor representar as rugas na natureza, o modelo do perfil triangular utilizado neste trabalho tinha bordas ligeiramente arredondadas tanto no começo quanto na crista da ruga. Os experimentos foram realizados com números de Reynolds moderados ($Re = O(10^4)$), caso para o qual os dados experimentais são escassos, e a física não é completamente compreendida. O escoamento sobre a forma triangular é considerado como o escoamento perturbado.

Para obter os campos instantâneos de velocidade dos escoamentos foi utilizada a técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV), já para analisar os principais comportamentos dos escoamentos foi desenvolvido um código numérico na plataforma do programa *Matlab* para o tratamento dos campos instantâneos de velocidade. Este código é capaz de gerar rapidamente todos os gráficos apresentados no capítulo 5. A partir dos campos de instantâneos de velocidade, os campos de velocidades médias e de flutuações foram determinados tanto para os escoamentos sem perturbação quanto para os escoamentos perturbados. A partir desses valores, as componentes xy das tensões viscosas, tensões turbulentas e de produção de energia cinética turbulenta foram calculadas. E os escoamentos sem perturbação e perturbados foram então comparados.

Nos primeiros ensaios foi possível se verificar que os escoamentos sem perturbação estavam totalmente desenvolvidos, seguindo a lei da parede, com uma região logarítmica bem definida ($70 < y^+ < 200$). A componente xy das tensões turbulentas foi comparada com a velocidade de atrito obtida a partir dos perfis médios de velocidade, e, observou-se que o máximo da componente xy das tensões turbulentas tem a mesma ordem de grandeza com a tensão de cisalhamento na parede na região logarítmica. Segundo os comportamentos observados nesses ensaios, a velocidade de atrito e os fatores de atrito de Darcy seguem a correlação de Blasius.

Estes parâmetros também foram analisados no escoamento sobre a forma triangular. Em termos das velocidades médias, observou-se que, à montante da crista, as perturbações calculadas aumentam em direção à crista e são maiores na região próxima à superfície da forma triangular ($y_d^+ < 43$). Longe da superfície da ruga, as perturbações são mais fracas e são provocadas apenas pelo efeito do confinamento. À jusante da crista, o escoamento se separa e uma

bolha de recirculação é gerada.

Foi encontrado que à montante da crista as componentes xy da tensão de Reynolds alinhadas com a forma triangular, $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta}$, são da mesma ordem de grandeza que a tensão de cisalhamento na parede do escoamento sem perturbação $\rho u_{*,0}^2$, na região $25 < y_d^+ < 250$. Além disso, foi encontrado que $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta}$ na região $25 < y_d^+ < 250$ teve a mesma ordem de grandeza que a tensão viscosa alinhada com a ondulação $\tau_{visc} \approx \mu \frac{\partial u_\theta}{\partial y_{d,\theta}}$ na região $y_d^+ < 25$. Estes resultados obtidos indicam que, à montante da crista, o escoamento apresenta condições de equilíbrio local na região interna. Nesse caso, a existência de uma região logarítmica nos perfis médios de velocidade média é esperada à montante da crista do perfil triangular, e os valores máximos dos perfis de $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta}$ são uma boa aproximação da tensão de cisalhamento local na superfície da ruga. Além disso, as condições de equilíbrio local permitem o uso de expressões de perturbação derivadas com o uso do modelo de comprimento da mistura.

As velocidades de atrito locais u_* ao longo da ruga foram calculadas assumindo condições de equilíbrio local, desde a parede plana à montante até a crista da ruga. Os valores de u_* diminuem ligeiramente no começo da forma e aumentam fortemente em direção à crista, atingindo na crista um valor 40% maior do que o valor sem perturbação. Além disso, não foi encontrada uma desfasagem entre o máximo da velocidade de atrito e a crista da ruga. Esse comportamento é consistente com as medições experimentais realizadas em camadas limite turbulentas sobre dunas no deserto, que apresentam equilíbrio local nas regiões internas.

A evolução do máximo da produção de energia cinética ao longo da superfície à montante da crista da ruga também foi apresentada, mas não foi possível determinar uma tendência na região à montante da crista devido à presença de ruído nos dados. No entanto, foi observado que os valores máximos foram localizados na região $y_d^+ < 50$, correspondendo à subcamada viscosa e à camada de amortecimento do escoamento sem perturbação. Além disso, foram encontradas regiões de alta produção de energia cinética turbulenta a jusante da crista nas paredes superior e inferior. Esses valores altos são gerados pela existência de um gradiente adverso de pressão provocado pelo confinamento logo após a crista do perfil triangular.

Por fim, mostrou-se que os valores máximos de $-\overline{\rho u'_\theta v'_\theta}$ aumentam no começo da forma, e em seguida, diminuem em direção à crista, com um comportamento diferente das velocidades de atrito locais u_* nas regiões do começo e da crista da ruga. As diferenças encontradas nessas duas regiões podem ser explicadas considerando as curvaturas das linhas de corrente, que são côncavas no começo e convexas na crista da forma. Isto implica que as tensões turbulentas são efetivamente mais fortes do que o esperado no começo da forma e mais fracas do que o esperado na crista da forma. Em termos de equilíbrio, a camada limite perturbada parece apresentar condições de equilíbrio local na superfície à montante da crista, com exceção do

começo e da crista da ruga. Considerando a evolução da tensão de cisalhamento total ao longo do perfil, observou-se a existência de uma defasagem à montante entre o máximo da tensão de cisalhamento e a crista da ruga. Esse comportamento permite compreender as instabilidades dos leitos granulares e a formação de rugas com bordas ligeiramente arredondados em condutos fechados.

Devido à importância dos escoamentos turbulentos perturbados por formas bidimensionais em várias aplicações ambientais e industriais, e à funcionalidade dos códigos numéricos desenvolvidos para o tratamento dos campos instantâneos de velocidade, é possível sugerir alguns trabalhos adicionais. Realizar ensaios empregando formas de fundo diferentes da utilizada no presente trabalho, torna-se uma interessante proposta para analisar a existência de condições de equilíbrio local nas regiões internas do escoamento. Estudar o comportamento dos escoamentos turbulentos perturbados por um conjunto de formas triangulares, também é uma importante sugestão, pois poderia-se determinar os efeitos que ocorrem na interação entre as formas em termos de equilíbrio. Por fim, se poderia desenvolver trabalhos referentes à determinação do valor limite para o arredondamento de bordas no perfil triangular, pois em trabalhos desenvolvidos com perfis triangulares (sem arredondamento de bordas), o escoamento não atinge condições de equilíbrio local.

Referências

- ANDREOTTI, B.; CLAUDIN, P. e DOUADY, S. Selection of dune shapes and velocities. part 1: Dynamics of sand, wind and barchans. **Eur. Phys. J. B**, v. 28, 321–329, 2002.
- AZEVEDO, L. e ALMEIDA, J. Velocimetria por imagem de partículas. **III Escola de Primavera em Transição e Turbulência EPTT-3**, pp. 191–214, 2002.
- BATCHELOR, G.K. **An introduction to fluid dynamics**. Cambridge university press, 2000.
- BELCHER, S.E. e HUNT, J.C.R. Turbulent flow over hills and waves. **Ann. Rev. Fluid Mech.**, v. 30, 507–538, 1998.
- CARRUTHERS, D.J. e HUNT, J.C.R. Fluid mechanics of airflows over hills: turbulence, fluxes, and waves in the boundary layer. **Atmospheric Processes over Complex Terrain**, v. 23, 83–108, 1990.
- CHARRU, F. Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow. **Physics of Fluids**, v. 18, n. 121508, 2006.
- CHARRU, F. e FRANKLIN, E.M. Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. part 2. fluid flow. **J. Fluid Mech.**, v. 692, 131–154, 2012.
- DAVIS. **PIV manual**. LaVision GMBH, Germany, 1 ed., 2009a.
- DAVIS. **The ReadIMX Loader package for MatLab**. LaVision GMBH, Germany, 1 ed., 2009b.
- ENGELUND, F. e FREDSOE, J. Sediment ripples and dunes. **Ann. Rev. Fluid Mech.**, v. 14, 13–37, 1982.
- FIGUEIREDO, F.T. **Caracterização do escoamento no limite de mobilização de um leito**

granular cisalhado por um fluido. 2012. Dissertação (Mestrado). Universidade Estadual de Campinas.

FRANKLIN, E.M. Initial instabilities of a granular bed sheared by a turbulent liquid flow: length-scale determination. **J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.**, v. 32, n. 4, 460–467, 2010.

FRANKLIN, E.M. Nonlinear instabilities on a granular bed sheared by a turbulent liquid flow. **J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.**, v. 33, 265–271, 2011.

FRANKLIN, E.M. Linear and nonlinear instabilities of a granular bed: determination of the scales of ripples and dunes in rivers. **Appl. Math. Model.**, v. 36, 1057–1067, 2012.

FRANKLIN, E.M. e AYEK, G.A. The perturbation of a turbulent boundary layer by a two-dimensional hill. **J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.**, v. 35, 337–346, 2013.

FRANKLIN, E.M. e CHARRU, F. Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. part 1. dune motion. **J. Fluid Mech.**, v. 675, 199–222, 2011.

HUNT, J.C.R.; LEIBOVICH, S. e RICHARDS, K.J. Turbulent shear flows over low hills. **Quart. J. R. Met. Soc.**, v. 114, 1435–1470, 1988.

JACKSON, P.S. e HUNT, J.C.R. Turbulent wind flow over a low hill. **Quart. J. R. Met. Soc.**, v. 101, 929–955, 1975.

KROY, K.; SAUERMANN, G. e HERRMANN, H.J. Minimal model for aeolian sand dunes. **Phys. Rev. E**, v. 66, n. 031302, 2002a.

KROY, K.; SAUERMANN, G. e HERRMANN, H.J. Minimal model for sand dunes. **Phys. Rev. Lett.**, v. 88, n. 054301, 2002b.

KUBAN, L.; LAVAL, J.P.; ELSNER, W.; TYLISZCZAK, A. e MARQUILLIE, M. Les modeling of converging-diverging turbulent channel flow. **Journal of Turbulence**, , n. 13, N11, 2012.

KUNDU, P.; COHEN, I. e DOWLING, D. **Fluid mechanics**. Elsevier Academic Press, 2012.

LAVAL, J.P.; MARQUILLIE, M. e EHRENSTEIN, U. On the relation between kinetic energy production in adverse-pressure gradient wall turbulence and streak instability. **Journal of Turbulence**, , n. 13, N21, 2012.

LOUREIRO, J.; PINHO, F. e FREIRE, A.S. Near wall characterization of the flow over a two-dimensional steep smooth hill. **Experiments in fluids**, v. 42, n. 3, 441–457, 2007.

MARQUILLIE, M.; LAVAL, J.P. e DOLGANOV, R. Direct numerical simulation of a separated channel flow with a smooth profile. **Journal of Turbulence**, , n. 9, N1, 2008.

PANTON, R.L. **Incompressible flow**. John Wiley & Sons, 2006.

POGGI, D.; KATUL, G.; ALBERTSON, J. e RIDOLFI, L. An experimental investigation of turbulent flows over a hilly surface. **Physics of Fluids**, v. 19, n. 3, 036601, 2007.

RAFFEL, M.; WILLERT, C.E.; WERELEY, S. e KOMPENHANS, J. **Particle image velocimetry: a practical guide**. Springer, 2013.

SAUERMAN, G. **Modeling of wind blown sand and desert dunes**. 2001. Tese (Doutorado). Universität Stuttgart.

SAUERMAN, G.; ANDRADE, J.S.; MAIA, L.P.; COSTA, U.M.S.; ARAÚJO, A.D. e HERMANN, H.J. Wind velocity and sand transport on a barchan dune. **Geomorphology**, v. 54, 245–255, 2003.

SCHIAVO, L.A.C.A. **Estudo de Escoamentos Turbulentos Sob o Efeito de Gradientes de Pressão Adversos**. 2014. Dissertação (Mestrado). Instituto Tecnológico de Aeronáutica.

SCHLICHTING, H. **Boundary-layer theory**. Springer, 2000.

SPALDING, D. A single formula for the “law of the wall”. **Journal of Applied Mechanics**, v. 28, n. 3, 455–458, 1961.

SYKES, R.I. An asymptotic theory of incompressible turbulent boundary-layer flow over a small hump. **J. Fluid Mech.**, v. 101, 647–670, 1980.

WENG, W.S.; HUNT, J.C.R.; CARRUTHERS, D.J.; WARREN, A.; WIGGS, G.F.S.; LIVINGSTONE, I. e CASTRO, I. Air flow and sand transport over sand-dunes. **Acta Mechanica**, pp. 1–21, 1991.

WHITE, F.M. **Fluid Mechanics**. Mc Graw Hill, 2008.

WIGGS, G.F.; LIVINGSTONE, I. e WARREN, A. The role of streamline curvature in sand dune dynamics: evidence from field and wind tunnel measurements. **Geomorphology**, v. 17, n. 1, 29–46, 1996.

YANG, P.; DONG, Z.; QIAN, G.; LUO, W. e WANG, H. Height profile of the mean velocity of an aeolian salting cloud: wind tunnel measurements by Particle Image Velocimetry. **Geomorphology**, v. 89, 320–334, 2007.

YIZHAQ, H.; BALMFORTH, N.J. e PROVENZALE, A. Blown by wind: nonlinear dynamics of aeolian sand ripples. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 195, n. 3, 207–228, 2004.

ANEXO A – Trabalhos publicados

A partir de este trabalho foram publicados três artigos científicos, os três foram apresentados em congressos.

A.1 Artigo apresentado no 18th International Symposium of Laser Techniques to Fluid Mechanics

O trabalho foi apresentado em 18th International Symposium of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July 4-7, 2016.

CUÑEZ, F. e FRANKLIN, E. M. Experiments on the perturbation of a channel flow by a triangular ripple, 2016.

A.2 Artigo apresentado na EPTT 2016

O segundo trabalho foi apresentado em 10th ABCM Spring School on Transition and Turbulence, São José dos Campos, September 19-23, 2016.

CUÑEZ, F. e FRANKLIN, E. M. Perturbation of a turbulent flow by a triangular hill, 2016.

A.3 Artigo apresentado no ENCIT 2016

O terceiro trabalho foi apresentado em 16th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, Vitoria, November 7-10, 2016.

CUÑEZ, F. e FRANKLIN, E. M. Investigation of the turbulent boundary layer perturbed by a triangular ripple, 2016.