

ESTUDO EXPERIMENTAL DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS SOBRE
COLINAS BIDIMENSIONAIS RUGOSAS

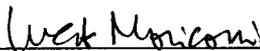
André Sampaio Monteiro

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS
PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM
ENGENHARIA MECÂNICA.

Aprovada por:



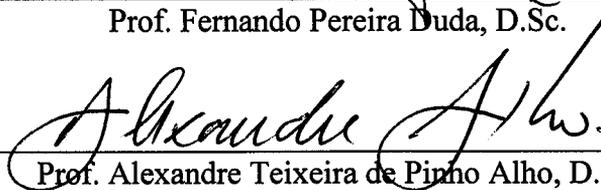
Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.



Prof. Luca Moriconi, Ph.D.



Prof. Fernando Pereira Duda, D.Sc.



Prof. Alexandre Teixeira de Pinho Alho, D.Sc.



Prof. Luiz Claudio Gomes Pimentel, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL.

DEZEMBRO DE 2007.

MONTEIRO, ANDRÉ SAMPAIO

Estudo Experimental de Escoamentos Turbulentos Sobre Colinas Bidimensionais Rugosas
[Rio de Janeiro] 2007

IX, 117 p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ, M.Sc., Engenharia Mecânica, 2007.)

Dissertação - Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE.

1. Fenômenos de Transporte

I. COPPE/UFRJ II. Título (série)

Agradeço ao professor Atila Pantaleão Silva Freire que teve fundamental importância em todo o meu processo de amadurecimento e formação como engenheiro. Tenho certeza que, desde o quarto período da graduação, tive o privilégio de trabalhar com uma pessoa extremamente competente, responsável e de caráter. A sua preocupação com os alunos e com a qualidade dos trabalhos realizados sob sua orientação sempre foi muito clara e presente através do incentivo à participações em congressos e reuniões periódicas. Sua dedicação e vontade sempre foram inspiradoras durante toda a minha estadia no Laboratório de Mecânica de Turbulência na COPPE/UFRJ.

Agradeço a todos os alunos do Laboratório de Mecânica da Turbulência com que tive um excelente convívio durante todos estes anos. À aluna de doutorado Juliana Braga Loureiro com quem tive o prazer de cursar algumas disciplinas juntas e ter discussões técnicas que, com certeza, auxiliaram na minha formação. Sou muito grato à sua companhia e à preocupação que sempre teve com os trabalhos realizados por mim no laboratório. Ao aluno Daniel do Amaral que sempre contribuiu muito com seus conhecimentos, em especial na parte de programação. Aos alunos de doutorado Marcelo de Oliveira, Renata Braun e Danielle Guerra que estiveram presentes e dispostos a ajudar sempre que necessitei. Aos alunos de graduação Rafael Corrêa, Daniel Greco, Patrícia Duarte, José Luis Zotin, que sempre foram excelentes companheiros de trabalho e amigos.

Agradeço ao Ricardo Balian por ter me auxiliado em todos os projetos mecânicos realizados durante toda a minha estadia no Laboratório de Mecânica da Turbulência. Adquiri importantes conceitos trabalhando com esta pessoa que possui uma enorme experiência nesta área. Agradeço a Maria Valentina pela sua companhia e por sempre me ajudar nas processos junto a secretaria.

Agradeço ao Professor Luca Moriconi pela orientação e pelas excelentes aulas durante o meu mestrado que certamente acrescentaram muito no conteúdo final desta tese. Aos Professores Fernando Duda, Renato Cotta, Gustavo Bodstein e José Luiz pela dedicação

e preocupação que tiveram em ministrar excelentes cursos durante a minha formação de mestre.

Agradeço ao professor Fernando Pinho por me receber de maneira tão gentil na cidade do Porto e disponibilizar a toda a infra-estrutura do seu laboratório no Departamento de Engenharia Mecânica da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto (FEUP). Também sou grato pela preocupação que demonstrou com o trabalho por mim realizado, se apresentando várias vezes para discussões de resultados e auxílio na preparação de todo o aparato experimental.

Agradeço a professora Maria Fernanda pela atenção gasta comigo e por permitir a utilização de todos os equipamentos do Laboratório de Hidráulica da FEUP, onde meus experimentos foram realizados. Sou extremamente grato pela confiança que teve em permitir que eu utilizasse o sistema de Laser Doppler Anemometer (LDA) mais novo do laboratório, até então não utilizado.

Um agradecimento especial ao aluno de Doutoramento Adélio Cavadas, que apesar de estar comprometido com seus experimentos, me ensinou todos os procedimentos para operação do LDA e esteve sempre disponível para me auxiliar em eventuais dúvidas e procedimentos durante toda a minha campanha experimental. A familiarização tão rápida com o LDA não seria possível sem as enriquecedoras conversas e demonstrações que tive com o mesmo.

Agradeço a todos os alunos de mestrado e doutorado dos departamentos de hidráulica e mecânica da FEUP pela companhia e atenção que tiveram comigo. Gostaria de lembrar dos nomes de todas as pessoas mas em especial agradeço aos alunos Rui Aleixo, Pedro Resende, Alexandre Afonso, Ana Lopes e Elsa Carvalho. A companhia de todos vocês, desde almoços na FEUP até passeios pela cidade do Porto, foi fundamental para minha perfeita adaptação sem a qual não seria possível ter tamanha motivação, dedicação e

vontade de realizar o trabalho durante a minha estadia.

Agradeço a todos os servidores da FEUP pelo carinho com que me receberam. À Sra. Esmeralda por realizar todo meu processo para alocação no alojamento da Universidade, ao Sr. Jerônimo pelo auxílio na confecção da colina e da preparação do tanque para os experimentos, ao Sr. Mário Guindera que sempre ofereceu sua companhia e amizade durante, à Sra. Fátima Monteiro pela simpatia e atenção.

Agradeço a CAPES e FAPERJ pela bolsa de mestrado concedida durante todo o desenvolvimento da minha tese. Ao PRONEX que me proporcionou o convívio com pesquisadores de alto nível, acrescentando muito na minha formação. Também sou grato ao PRONEX pelo financiamento durante a minha estadia na FEUP.

Agradeço acima de tudo à instituição UFRJ que propiciou um excelente curso de graduação e posteriormente mestrado. Apesar das grandes dificuldades econômicas a Universidade consegue manter um alto padrão e se manter entre as melhores do país. Agradeço também a Universidade do Porto por me acolher durante a minha estadia de quatro meses e meio em Portugal, cedendo todas as suas instalações para minha pesquisa.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

ESTUDO EXPERIMENTAL DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS SOBRE
COLINAS BIDIMENSIONAIS RUGOSAS

André Sampaio Monteiro

Dezembro/2007

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire,
Luca Moriconi.

Programa: Engenharia Mecânica.

O presente trabalho possui como objetivo principal a caracterização experimental do escoamento turbulento sobre uma colina abrupta e rugosa. A realização de duas campanhas experimentais com valores de número de Reynolds distintos permitiu a investigação de situações diferentes. No caso do experimento com Reynolds mais elevado foi observada uma região extensa de recirculação, não observada nas medições com o número de Reynolds mais baixo. Perfis de velocidade vertical, longitudinal e grandezas turbulentas foram medidos com a utilização de um sistema de anemometria laser Doppler. Os experimentos foram conduzidos em um canal d'água do Laboratório de Hidráulica da Universidade do Porto (FEUP). A influência provocada pela colina no campo turbulento foi investigada com base no conceito de equilíbrio local e na teoria da distorção rápida da turbulência. Os resultados revelam que os picos das tensões normais e cisalhantes acontecem aproximadamente na borda da região de separação.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

EXPERIMENTAL STUDY OF TURBULENT FLOWS
OVER ROUGH HILLS

André Sampaio Monteiro

December/2007.

Advisors: Atila Pantaleão Silva Freire,
Luca Moriconi.

Department: Mechanical Engineering

The objective of the present work is to characterize the flow of turbulent boundary layer over a steep, rough hill. To that end, two special experimental campaigns were carried out at two distinct Reynolds number values. For the lower Reynolds number, no region of separated flow was observed. For the higher Reynolds number, however, a large region of reverse flow was noticed. In both experiments, flow visualization allowed for an identification of the main flow pattern. In addition, local mean velocity profiles were used to find the approximate location of the points of separation and of reattachment. The local velocity measurements were obtained with a two-dimensional laser Doppler anemometer that operated in the forward scatter mode. The experiments were conducted in a the water flume located in the Laboratory of Oporto University, (FEUP). Mean and fluctuating velocities, as well as high-order moments were measured. The speed-up factor and changes of the flow on top of the hill were analyzed accordingly to the rapid distortion theory.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Revisão Bibliográfica	5
3	Fundamentos Teóricos	17
3.1	Escoamentos sobre superfícies rugosas	17
3.2	Escoamentos sobre colinas	21
3.2.1	Comportamento do Campo Médio de Velocidades	21
3.3	O Fator de “Speed-Up”	23
3.3.1	Distorção do Campo Turbulento	24
3.3.2	Separação do Escoamento	28
4	Método Experimental	33
4.1	Características do Modelo	33
4.2	Teoria da anemometria laser-Doppler	37
4.2.1	Princípio de Funcionamento	38
4.2.2	Medição em espalhamento direto e em espalhamento reverso	44
4.2.3	Desvio de frequência	47
4.2.4	Sinal do sistema a laser Doppler	48
4.2.5	Partículas	50
4.3	Condições Experimentais	52
4.4	Instrumentação Utilizada	53
4.5	Determinação dos Dados Estatísticos Médios	58
4.6	Análise de Incertezas	60

5	Resultados	65
5.1	Condição de Reynolds baixo - $Re = 5.00 \cdot 10^3$	66
5.1.1	Visualização do escoamento	66
5.1.2	O campo de velocidade média e turbulenta	69
5.2	Condição de Reynolds alto - $Re = 1.86 \cdot 10^4$	71
5.2.1	A camada limite não perturbada	71
5.2.2	A camada limite perturbada: visualização do escoamento	74
5.2.3	O campo de velocidades médias sobre a colina	78
5.2.4	O comportamento da turbulência sobre a colina	83
5.2.5	Momentos de Terceira e Quarta Ordem	88
6	Conclusão	102
7	Bibliografia	104

Capítulo 1

Introdução

O estudo da Camada Limite Atmosférica (CLA) é bastante abrangente e de nítido interesse para a engenharia. Por isso a CLA tem sido pois um objeto constante de investigação por cientistas. Em particular, é na CLA onde podem ser encontrados os maiores gradientes de velocidade, temperatura e umidade do ar que ocorrem na atmosfera, o que faz com que processos preditivos precisem ser modelados com precisão. É nesta região que a maior parte da atividade humana se concentra, sendo ela diretamente influenciada por estruturas globais e locais.

A grande extensão vertical e horizontal da CLA permite que ela seja naturalmente sub-dividida em domínios característicos. Um região de especial interesse é a camada imediatamente adjacente à superfície da Terra, a chamada camada superficial. É nesta camada que os maiores fluxos ocorrem por influência direta das condições da superfície, nominalmente, das variações de rugosidade e de elevação. Portanto, na descrição dos escoamentos sobre terrenos complexos é de fundamental importância que se dê atenção a esses dois aspectos.

Por outro lado, o alto grau de complexidade inerente às equações de governo da mecânica dos fluidos sempre foi um óbice ao avanço dos estudos sobre CLA. Tal fato fez com que muitos dos avanços acontecessem com base na análise direta de dados experimentais, o que possibilitou o desenvolvimento de teorias fenomenológicas nem sempre consistentes com os primeiros princípios. Desta forma, a abordagem experimental cresceu em vulto assumindo uma posição de liderança que não podia ser desafiada por métodos

analíticos. Exemplos clássicos são os dois resultados centrais em turbulência: a lei da parede para camadas limite turbulentas e a lei dos $5/3$ para o espectro turbulento desenvolvidas por Prandtl e Kolmogorov respectivamente. Ambos resultados foram obtidos por argumentos de escala, motivados por observação direta da CLA. Com o desenvolvimento de aparatos e instrumentos dedicados, a partir do final da década de sessenta muitos trabalhos experimentais que buscavam estudar a influência da rugosidade e da variação de elevação nas propriedades da CLA foram desenvolvidos. Em tempos recentes, e apesar do enorme avanço na obtenção de simulações numéricas nas últimas décadas, as práticas experimentais seguem tendo uma enorme importância para a validação de teorias, de modelos matemáticos da turbulência. As dificuldades intrínsecas decorrentes do ainda baixo grau de refinamento das malhas computacionais não é capaz de capturar os fenômenos que acontecem nas pequenas escalas do escoamento. Em meteorologia, por exemplo, isso se constitui em um sério problema que jamais será superado. Portanto, a utilização de dados fornecidos por anemômetros sônicos fixos, radares, balões, para previsão do tempo e da dispersão de poluentes em uma dada região ainda mantém a fronteira do conhecimento do seu lado.

Em especial, o escoamento sobre colinas enseja grande importância para o estudo da CLA. A presença de colinas frequentemente induz o aparecimento de regiões com largas zonas de recirculação que se formam atrás de colinas abruptas e vales. A ocorrência de colinas gera um aumento no arrasto do escoamento por força das ondas gravitacionais que se formam em sua base além do aparecimento da esteira turbulenta. Em regiões com recirculação, um forte efeito detrimental pode se manifestar no aprisionamento de poluentes, com um aumento proibitivo de seus níveis. Como já citado anteriormente, a mecânica dos fluidos computacional mesmo nos dias de hoje esbarra em severas limitações que a impedem de capturar corretamente todos esses efeitos.

O presente trabalho objetiva caracterizar as propriedades de um escoamento sobre uma colina abrupta rugosa bi-dimensional. Para isso, foram realizados experimentos em um canal d'água com a rugosidade da superfície sendo simulada através de pequenas tiras de borracha rígida. Especificamente, buscou-se obter dados instantâneos de velocidade nas componentes horizontal e vertical, através da utilização de um sistema de anemome-

tria laser Doppler (ALD) com discriminação de duas componentes. Através dos dados instantâneos obtidos nas duas direções, pôde-se construir gráficos de velocidade média, das tesões turbulentas longitudinais, transversais e cisalhantes. O armazenamento de dados instantâneos ainda permite a futuras análises de momentos de ordem superior e também a obtenção do espectro de energia, funções de autocorrelações e comprimento das escalas do escoamento. A riqueza dos dados aqui apresentados certamente irá contribuir para uma melhor compreensão dos fenômenos que regem os escoamentos na CLA.

Acrescente-se que o presente trabalho complementa os resultados de Loureiro (2005), obtidos com a mesma geometria mas para uma superfície lisas. Aqui, serão apresentados ensaios com dois números de Reynolds distintos: um exatamente igual ao de Loureiro (2005) e outro com uma ordem de grandeza superior (dez vezes maior). Será então observado que a larga região de separação observada em Loureiro (2005) fica completamente suprimida quando a superfície passa a ser rugosa. Para o número de Reynolds maior, uma região de separação é observada. Esta região, entretanto, será mostrada possuir extensão inferior à região de escoamento reverso de Loureiro (2005). Esses resultados são da maior relevância por quantificarem de modo rigoroso um fato bastante relatado na literatura mas poucas vezes ensaiado, a alteração do ponto de separação por efeitos da rugosidade. A elevação da superfície provocada pela presença da colina causa uma aproximação das linhas de corrente do escoamento com um resultante aumento da velocidade e uma diminuição da pressão em sua encosta montante. Nessas condições o escoamento não separa. Após o ápice da colina, o processo se inverte: as linhas de corrente voltam a se afastar resultando em uma diminuição da velocidade e um aumento da pressão. Eventualmente, o escoamento pode separar na encosta montante da colina resultando em uma larga região de separação. Todo esse processo depende das características do escoamento, da geometria colina e da rugosidade na superfície.

Os efeitos da rugosidade nas propriedades de escoamentos turbulentos foram estudados no passado principalmente para geometrias planas. A partir dos anos sessenta, o conceito de erro na origem introduzido nos anos cinqüenta foi consolidado, especializando a lei da parede para aplicações principalmente meteorológicas. Portanto, os temas de trabalho relacionados às colinas com presença de rugosidade superficial tem sido mais explorados

apenas recentemente.

A compreensão dos fenômenos que ocorrem neste tipo de escoamento é de fundamental importância para o desenvolvimento dos estudos sobre terrenos complexos. Uma formulação adequada para se obter o atrito de superfície e a validação de modelos ainda são particularmente muito importantes no estudo de escoamentos sobre colinas com rugosidade.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Existem duas metodologias clássicas para se obter dados experimentais no estudo dos fenômenos que ocorrem na CLA.

A primeira é a medição em campo, no qual se utilizam sensores colocados em torres ou em balões, para medições diretas de grandezas da CLA, no local de estudo desejado. Este tipo de experimento possui um custo muito alto já que os sensores utilizados devem ser robustos por estarem sujeitos às mais diversas intempéries, incluindo chuvas, raios, ventos, a presença de impurezas e outros. O fato das condições encontradas na natureza não poderem ser controladas pelo homem também faz com que os experimentos sejam mais demorados e exijam um maior grau de análise para validação dos dados apesar de que os dados obtidos sejam mais realísticos. Apesar disso, até hoje em dia muitos experimentos são realizados através da utilização do anemometro sônico, o qual permite a medição de grandezas tais como a velocidade e a temperatura locais.

Uma segunda forma de se estudar experimentalmente a CLA é através da simulação em túneis de vento das condições reais. Como as condições agora passam a ser controladas, pode-se utilizar instrumentos de medições mais frágeis mas que, porém, são mais precisos. Um contingente significativo de pesquisas foram desenvolvidas através desta metodologia, especialmente pelo fato das condições experimentadas em um túnel de vento poderem ser facilmente construídas em futuras simulações computacionais para a validação de modelos matemáticos da turbulência.

Como o presente trabalho visa estudar o comportamento de um escoamento sobre uma

colina rugosa, é de fundamental importância que uma revisão dos trabalhos encontrados na literatura seja feita tanto para o estudo de colinas como para a influência da rugosidade, em especial no que tange o conceito de erro na origem. Esses trabalhos, em conjunto com os que enfatizam o escoamento sobre elevações topográficas fornecerão importantes conceitos, essenciais no tratamento dos dados experimentais do presente trabalho. Vale ressaltar que o tratamento dos dados referentes aos perfis sobre a superfície rugosa, porém não perturbados pela presença da colina, se fundamentaram amplamente nas teorias existentes na literatura.

Inicialmente, faremos a revisão dos principais trabalhos que tomaram como enfoque principal o estudo da influência da rugosidade superficial nas camadas internas dos escoamentos turbulentos.

Um dos precursores do estudo da influência da rugosidade superficial no escoamento foi Nikuradse (1933) que realizou experimento em um tubulações de água com rugosidade. O autor verificou que a presença da rugosidade superficial destruía a sub-camada viscosa adjacente à parede e os efeitos da rugosidade ficavam restritos à uma região bem próxima a parede, semelhante aos efeitos devido à viscosidade.

Schlichting (1936) estabeleceu o conceito de rugosidade equivalente de grão de areia, denominada k_s , utilizando os experimentos de Nikuradse (1933). O valor de k_s era definido como o tamanho do grão de areia nos experimentos de Nikuradse cujo o coeficiente de atrito fosse o mesmo que o observado na superfície rugosa a ser investigada.

A primeira indicação da necessidade da introdução do conceito de erro na origem surgiu no trabalho de Einstein e Samni (1949). Os autores determinaram a força de arrasto integrando ao longo do leito de um canal a tensão cisalhante τ_w , obtida pelo coeficiente angular u_τ/κ . Os autores concluíram que para que os pontos experimentais pudessem ser linearizados num gráfico mono-log era necessário assumir a existência de uma parede virtual, deslocada de uma distância constante abaixo do topo das rugosidades.

A compreensão do papel da rugosidade superficial na definição dos fluxos superficiais recebeu um grande avanço com os trabalhos de Perry e Joubert (1963); nestes foi-se estudado experimentalmente o escoamento sobre superfícies rugosas construídas com geometrias bi-dimensionais bem definidas a partir de três parâmetros geométricos fundamentais:

a altura dos elementos rugosos, sua largura e o seu passo (distância longitudinal entre dois pontos geometricamente equivalentes). O trabalho também introduziu o conceito de erro na origem, substituindo as rugosidades por uma superfície virtual distanciada de um valor ϵ abaixo do topo dos elementos rugosos. Os autores propuseram um método gráfico para obtenção de parâmetros locais da camada limite sobre superfície rugosa como a função rugosidade, a velocidade de atrito e a espessura da camada limite, desde que fosse conhecido o valor do erro na origem. Vale ressaltar que o trabalho também propõe uma metodologia gráfica para obtenção do valor do erro na origem. A metodologia foi desenvolvida e validada nos trabalhos de Perry et al. (1969) e Perry et al. (1987).

Jackson (1981) apresentou uma interpretação física para o conceito de erro na origem a partir dos primeiros princípios. O valor de ϵ deveria representar o ponto onde atua a força de arrasto média sobre as rugosidades. Da mesma forma que ϵ representa a posição da origem a partir do topo da rugosidade, introduziu-se também o valor de d como sendo a mesma posição da origem do sistema, porém a contar a partir da base da rugosidade. o parâmetro d é comumente chamado na literatura como o “deslocamento na origem”. Observe que $d = k - \epsilon$, onde k representa a altura da rugosidade.

No trabalho de Bottema (1996) se discute a possibilidade da obtenção do parâmetro de rugosidade z_0 , utilizado na formulação da lei de parede comumente utilizadas por meteorologistas, experimental e analiticamente. É verificado que ao se determinar o valor de z_0 experimentalmente, o valor encontrado pode ser até duas vezes maior que o real devido às incertezas experimentais. As fontes de erro, bem como os seus efeitos de propagação são discutidos e sugestões são feitas para uma determinação mais precisa de z_0 .

Iyengar e Farell (2001) compararam os valores das tensões de Reynolds medidas em um escoamento desenvolvido sobre uma superfície composta por cubos com o valor de arrasto medido para diversas configurações possíveis no arranjo dos cubos. Os autores constaram que os valores diferiam em mais de 15%, o que levava a cálculos de valores de z_0 e de ϵ inconsistentes. Em uma discussão sobre o trabalho anterior, Cook (2002) sugere que nem todo o arrasto proveniente da presença do arranjo de cubos seja computado através da medição da tensão de Reynolds quando o valor de ϵ assume um valor significativo da altura da rugosidade. Cook sugere ainda que a medida do arrasto por balanças exagera o

valor de tensão cisalhante equivalente encontrado.

Snyder e Castro (2001) mostraram que o número de Reynolds rugoso $Re = u^* z_0 / \nu$ deve exceder pelo menos um para que os efeitos viscosos sejam desprezíveis para escoamentos sobre rugosidades. Abaixo de um, os efeitos viscosos começam a afetar a tensão de Reynolds próximo a parede.

Jiménez (2004) apresenta uma revisão de todas as evidências experimentais de escoamentos sobre superfícies rugosas, dando ênfase ao número de Reynolds rugoso Re_* (parâmetro que define um regime livre de efeitos viscosos superficiais) e à razão entre a espessura da camada limite e a altura da rugosidade (que define os limites onde a lei de parede é válida). Revisões sobre o comportamento sobre rugosidades dos tipos k e d ainda são discutidos.

Em trabalhos semelhantes, Brasil et al. (2004) e Monteiro et al. (2005) apresentaram metodologias para obtenção do valor do atrito na parede para superfície rugosa utilizando o conceito de erro na origem introduzido por Perry e Joubert (1963). Apesar da ênfase no estudo do escoamento transicionando de uma superfície lisa para rugosa, a metodologia se aplica em um escoamento com superfície completamente rugosa.

O estudo de escoamentos sobre colinas sob o ponto de vista dos métodos assintóticos foi muito impulsionado pelos trabalhos de Hunt e seus colaboradores. Jackson e Hunt (1975) mostraram que para colinas com inclinação suave ($H/L_H \ll 1$), pode-se linearizar as equações que regem o movimento dos fluidos. Sua análise também sugere a existência de uma estrutura de duas camadas, semelhante à encontrada para a camada limite aerodinâmica. Na região mais interna, o escoamento está em equilíbrio com as condições de contorno reais e a estrutura do escoamento pode ser prevista com base em leis de parede. Na camada externa, as forças de inércia equilibram o gradiente de pressão causado pela presença da colina, esperando-se que a turbulência se modifique de acordo com a teoria da distorção rápida de Townsend (1972). Esses autores fazem ainda previsões sobre fator de “speed up” – a razão entre o valor máximo (que foi verificado ocorrer no topo da colina) da velocidade e a velocidade do escoamento não perturbado. Os autores ainda verificaram que o fator de “speed up” é da ordem de $O((H/L_H)U_r(L_H))$. Como conclusão do trabalho, verificou-se que o aumento da velocidade próximo à superfície é

maior do que aquela prevista pela teoria potencial. Alguns anos mais tarde, Mason e Sykes (1979) estenderam a teoria proposta por Jackson e Hunt (1975) para o caso de colina tri-dimensionais e compararam os resultados com medições em campo reais obtidas na colina de Brent Knoll no Reino Unido.

Poucos estudos tiveram como foco o efeito da rugosidade em escoamentos com separação. Sabe-se que para uma camada limite laminar a rugosidade atrasa o ponto de separação pois ela provoca o início do processo de transição para o escoamento turbulento. Quantificar este ponto, isto é, ser capaz de prever seu local de ocorrência constitui-se em problema de alta relevância.

O trabalho de Britter et al. (1981) possui grande importância por ter sido um dos primeiros a analisar os efeitos da elevação topográfica na presença de rugosidade superficial. Em um primeiro experimento, sua colina apresentava uma forma de sino com inclinação máxima de 0.26; os elementos rugosos apresentavam como parâmetro de rugosidade $z_0 = 0.02H$, onde H representa a altura da colina. Comparando os resultados experimentais com a teoria de Jackson e Hunt (1975), Britter et al. constataram haver um boa concordância dos resultados analíticos com os resultados experimentais na região à montante da colina. Porém, na região de separação isto não era verificado. Em seu segundo experimento, foi utilizada uma colina suave com superfície rugosa. Os autores mostraram que o fator de “speed up” era sensível a contribuições tanto devidas à elevação da colina como pela presença da rugosidade.

Charruthers e Choulartton (1982) propuseram em seu trabalho a modelagem do problema via uma estrutura de três pisos com uma camada de inversão não-viscosa recobrimo a camada limite que se desenvolvia sobre colinas de tamanho e inclinação moderadas. O campo de pressão era utilizado para recalculer o campo de velocidade média na subcamada interna proposto pelo modelo de Jackson e Hunt (1975).

No trabalho de Bowen (1983), dados experimentais em colinas suaves lisas foram comparados com modelos matemáticos de vários autores e com simulações computacionais, de forma a conseguir validar uma metodologia para prever o campo de velocidade média sobre uma colina bi-dimensional. Este trabalho mostrou que para uma certa altura a partir da crista da colina, os dados de velocidade, quando adimensionalizados como um

incremento de velocidade, fazem com que os valores de velocidade média se comportem de uma maneira previsível.

Teunissen (1983) promoveu experimentos em um túnel de vento como objetivo de simular o escoamento tri-dimensional sobre uma colina suave, sem separação, situada no oeste do Canadá. Fatores de “*speed-up*” medidos no túnel de vento foram comparados para várias alturas e posições do escoamento real. Uma comparação também foi feita com as teorias matemáticas desenvolvidas até então. O autor menciona que havia adotado um modelo de colina lisa nos experimentos em túnel de vento para que as variações na rugosidade superficial não se confundissem com as causadas pela variação de topografia. A presença da rugosidade poderia causar perturbações nas regiões internas do escoamento distantes daquelas observadas no escoamento em escala real. Tais dificuldades para simular uma colina com rugosidade também foram relatadas por Britter, Hunt e Richards (1981). Em geral os resultados apresentam boa concordância, atentando para o fato de que nas medidas realizadas em túneis de vento o fator de “*speed-up*” fica frequentemente superestimado. A metodologia de Jackson e Hunt para estimar o máximo fator de “*speed-up*” também gera um valor acima do observado no caso real.

Snyder et al. (1985) discutiram a estrutura de escoamentos fortemente estratificados (com gradientes de temperatura no interior da camada limite) sobre colinas tri-dimensionais sob o ponto de vista experimental e analítico. Os autores discutem exaustivamente o conceito de separação das linhas de corrente, utilizando como base para os argumentos a análise de energia de Sheppard. Foram analisados uma grande quantidade de dados obtidos de observações e medições em laboratórios de escoamentos estratificados sobre colinas de diferentes geometrias sujeitas ao mesmo escoamento.

Para analisar a influência da razão de aspecto de uma colina (comprimento sobre sua altura no cume) sobre o escoamento e a dispersão de escalares, Arya et al. (1987) realizou experimentos em um túnel de vento, constatando ser o fator de “*speed-up*” inversamente proporcional a razão de aspecto da colina. Além disso foi verificado no experimento que as tensões de Reynolds sofriam um aumento significativo na região de esteira na base da colina. Quando se colocou as fontes emissoras de traçadores no topo da colina abrupta, as concentrações dos níveis próximos ao solo caiu por um terço. Porém, quando a fonte foi

colocada na base da escosta jusante, os níveis de concentração foram observados aumentar cinco vezes em relação à mesma posição na colina suave.

Durante a mesma época, Synder e Britter (1987) realizaram experimentos muito similares aos de Ayra e Gadiyaram (1986) que consistiam em escoamento sobre colinas em formato de sino e triangulares, com várias razões de aspecto. Medições de velocidade foram feitas utilizando um anemômetro de filme quente cruzado; os autores observaram que a região de separação diminuiu em tamanho com o crescimento da razão de aspecto. As mudanças nos parâmetros do escoamento são explicadas com a idéia de que a forma da colina efetiva é resultante do formato da colina somado à região de recirculação resultante.

Em outro trabalho, Hunt et al. (1988) mostraram analiticamente via métodos de perturbação que ao sofrer um pequeno gradiente de temperatura, um escoamento sobre uma colina pode ter o gradiente de velocidade à montante aumentado o que conseqüentemente eleva a velocidade no topo da colina.

Carruthers e Hunt (1990) fizeram uma revisão sobre escoamentos sobre colina e terrenos complexos. Equações lineares foram descritas para prever o escoamento médio sobre colina isoladas, incluindo-se os efeitos de estratificação do perfil e a mudança de rugosidade da superfície. Para o campo turbulento, através de uma abordagem linear calculou-se o comprimento de escalas, a variância e os espectros. Como conclusão, constatou-se que uma modelagem turbulenta mais sofisticada é necessária. Os autores ainda citam que a dificuldade encontrada para representar a região no tópo da colina é causada pelos efeitos da distorção rápida, da curvatura das linhas de corrente além dos efeitos não lineares.

Castro e Apsley (1997) realizaram simulações numéricas para a previsão do escoamento e da dispersão de escalares sobre colinas bi-dimensionais de várias inclinações em uma camada limite neutra (sem gradientes de temperatura internos). Através de um modelo ligeiramente modificado de duas equações κ - ϵ , comparações com dados obtidos em experimentos laboratoriais mostraram boa concordância para as grandezas médias; porém, os valores previstos de energia cinética turbulenta e de difusão lateral da pluma se mostraram bastante inferiores aos medidos. Correções feitas no modelo padrão κ - ϵ possibilitaram avaliar os efeitos de curvatura nas linhas de corrente. Para colinas com inclinações suficientemente grandes, os valores de concentrações foram corretamente previstos. Já para

colinas com inclinações menores, com intermitente separação, os resultados foram menos satisfatórios.

Buscando a validação de modelos matemáticos que se propõem a prever o comportamento de escoamentos sobre colinas, Kim et al (1997) realizaram uma série de experimentos e simulações numéricas em colinas isoladas e em série. Vários modelos foram então testados para escoamentos com separação. As comparações obtidas pelos resultados dos experimentos com as simulações numéricas mostraram boa concordância, tanto para os valores de velocidade média quanto para as distribuições de pressão. No experimento cuja colina possuía uma inclinação de 0.3, os valores de “speed-up” foram bem previstos pela teoria linear. Em uma outra colina, com inclinação de 0.5, foi observada uma região de separação na qual o modelo proposto pelos autores se mostrou capaz de prever o comportamento do escoamento reverso.

Miller e Davenport (1998) apresentam uma forma de cálculo para o fator de “speed-up” em terrenos complexos. O trabalho analisa dados obtidos em colinas bi-dimensionais e procura avaliar o efeito da presença de outras elevações topográficas ao redor da colina onde o perfil de velocidade deve ser previsto. Comparações são feitas com códigos comerciais utilizados para realizar essas previsões.

Song et al. (2000) conduziram um estudo experimental de um escoamento turbulento sobre uma rampa com bordas arredondadas, com efeitos de separação e de recolamento, avaliando ainda o desenvolvimento do escoamento à jusante sobre uma superfície lisa. Para obter uma boa resolução da sub-camada viscosa, os autores utilizaram um sistema de anemometria à laser Doppler (ALD) de alta resolução, apropriado para medições próximas à uma superfície. As medições caracterizaram bem a bolha de recirculação formada no bordo de fuga da rampa, verificando ainda que os componentes $\overline{u'w'}$ e $\overline{w'w'}$ do tensor de Reynolds sofrem um aumento rápido quando sujeito a um gradiente de pressão adverso. Estas mesmas grandezas retornam aos seus valores originais gradualmente. Foi verificado também que a região mais interna do escoamento retorna à sua condição não perturbada mais rapidamente que a região externa. Este retardo maior se deve ao grandes turbilhões gerados na região de separação.

Song, DeGraaff e Eaton (2000) conduziram um estudo experimental sobre a separação,

o recolamento e o re-desenvolvimento de um escoamento sob um ressalto liso. Os autores constataram que as tensões de Reynolds $\overline{u'w'}$ e $\overline{w'w'}$ aumentam rapidamente em regiões de camada limite com gradiente de pressão adverso. Este aumento das tensões de Reynolds permanece mesmo quando o escoamento atinge o ponto de recolamento, decaindo apenas quando a taxa de produção turbulenta cai e o perfil de velocidade média se recupera da perturbação a ele imposta.

A viabilidade de se aplicar os modelos de simulação de grandes escalas para a descrição do escoamento sob colinas foi analisada por Wood (2000). Depois de reconhecer os avanços realizados através das teorias lineares, o autor dá ênfase à necessidade do desenvolvimento de um método computacional simples para a previsão de velocidades médias e turbulentas na região da colina onde os processos não lineares são predominantes. O autor lembra ainda que a dinâmica e a estrutura da separação e da esteira turbulenta ainda são pouco entendidas. Por estes aspectos, Wood argumenta que as simulações de grandes escalas aparentam ser uma técnica interessante para a investigação experimental de escoamentos em terrenos complexos.

Castro e Athanassiadou (2001) realizaram experimentos sobre uma série de colina rugosas em sequência, com inclinações máximas de 10° e 20°. Comparações dos perfis de velocidade média e das grandezas turbulentas foram feitas com medições sobre uma placa plana coberta com a mesma rugosidade, além das previsões fornecidas por teorias lineares. Tomadas de pressão foram feitas ao longo da colina, de forma a contribuir para a validação de códigos numéricos.

Um estudo em túnel de vento de um escoamento sobre uma colina tri-dimensional foi realizado por Simpson et al. (2002). Através de medições com a técnica de anemometria laser Doppler, as três componentes de velocidades foram quantificadas e os complexos vórtices de separação que ocorrem nas regiões de escoamento separado foram caracterizados em um plano situado à jusante da colina. Os autores concluíram que somente dois grandes vórtices são gerados, um em cada lado da linha de centro.

Takahashi et al (2002) realizaram experimentos em um túnel de vento para simular o escoamento sobre uma montanha. Na superfície ao redor da montanha, a rugosidade superficial foi simulada com barras. Sobre a montanha, utilizou-se cercas para frear o

escoamento. Dados de velocidade média além do tensor de Reynolds, foram obtidos para vários arranjos distintos das cercas sobre a montanha. Nas conclusões, os autores evidenciam que os perfis de velocidade média apresentam bastante variação de acordo com o arranjo escolhido. As flutuações turbulentas mostraram um comportamento semelhante na encosta montante da colina e um valor máximo na região atrás da colina.

Dando continuidade aos seus trabalhos anteriores, Song e Eaton (2002) investigaram o efeito da rugosidade superficial na separação do escoamento sobre um ressalto com extremidades suavizadas. Experimentos foram realizados com a superfície completamente lisa e em seguida com a presença de rugosidade superficial. Notou-se que no caso rugoso a bolha de recirculação possui um comprimento maior e a camada limite é menos sensível ao início do gradiente adverso de pressão causada pela presença do ressalto. Devido a esta menor sensibilidade, o aumento do pico do tensor de Reynolds no cume da colina é menor para o caso em há presença de rugosidade.

Um estudo em túnel de vento de um escoamento neutro sobre uma seqüência de duas colinas bi-dimensionais foi conduzido por Simpson (2002). Modelos de turbulência que utilizam modelos de fechamento de uma ordem e meia e de segunda ordem foram utilizados para prever o comportamento médio e flutuante do escoamento. As previsões numéricas foram comparadas com os resultados dos experimentos realizados no túnel de vento, possuindo as duas colinas diferentes inclinações. Uma das colinas era íngreme o suficiente para causar separação do escoamento. Os dados obtidos via anemometria laser Doppler incluíam as velocidades médias e turbulentas do escoamento. A região de parede do escoamento foi tratada de acordo com o procedimento descrito por Ying e Canuto (1997). Os autores relataram uma boa concordância entre os valores médios para todas as condições de escoamento. No entanto, grandes diferenças foram observadas na região de escoamento separado.

Gyüre e János (2003) estudaram a geração de ondas gravitacionais atrás de montanhas bi-dimensionais, conduzindo experimentos em canais de água. Foi verificado que o comportamento do escoamento é basicamente determinado pela altura e inclinação da montanha. Neste experimento, utilizou-se velocidades variando entre $U = 1$ a 15 cm/s. Vale ressaltar que a literatura prevê para velocidades abaixo de 0.5 cm/s efeitos de blo-

queio devido a presença do obstáculo.

Em outro trabalho, Eaton et al. (2004) realizaram experimentos em dois ressaltos com rugosidades superficiais distintas, ambas apresentando regiões de separação e recolamento da camada limite. Cada tipo de rugosidade produziu regiões de descolamento e pontos de recolamento bem distintos, sendo observado que o aumento da rugosidade acarretou no aumento da região descolada e no atrito na parede. Para os dois tipo de rugosidades utilizadas, constatou-se que a camada mais externa do escoamento foi afetada pela variação da rugosidade.

A viabilidade de modelos de viscosidade turbulenta não linear e de momentos de segunda ordem descreverem o comportamento do escoamento sobre colinas bi- e tri-dimensionais foi investigado por Wang et al. (2004). Cinco modelos de turbulência foram analisados: dois modelos de viscosidade turbulenta cúbica, um modelo explícito e algébrico das tensões de Reynolds, um modelo quadrático da viscosidade turbulenta e um modelo de transporte do tensor de Reynolds. O maior objetivo do trabalho foi examinar o comportamento dos vários modelos para prever as regiões de separação que ocorrem em colinas bi- e tri-dimensionais. O autores relatam que no caso bi-dimensional as previsões de separação diferem muito de modelo para modelo, com apenas um modelo não linear prevendo um comportamento adequado. No caso tri-dimensional, nenhum dos modelos apresentou uma boa representação dos múltiplos vórtices complexos causados pela separação do escoamento.

Recentemente, Cao e Tamura (2005) realizaram importantes experimentos com o intuito de estudar o efeito da rugosidade em um escoamento sob uma colina bi-dimensional com uma bolha de recirculação. Além das medições sobre colinas com rugosidade, também foram obtidas medições com a superfície rugosa na ausência da colina e com uma superfície totalmente lisa porém com a presença da colina na posição original. Foram coletados dados de velocidade média e turbulenta, com ênfase para a região da bolha de recirculação. A estatística bem como as estruturas da turbulência foram também analisadas através de espectros de frequência. Através dos resultados os autores puderam avaliar de forma bem clara a influência da presença da rugosidade no escoamento. Ficou claro que a rugosidade, tanto sobre a colina quanto sobre a superfície a jusante e a montante, afetam o fator de

“speed up” e que este mesmo fato é maior para a superfície com a rugosidade do que com ela totalmente lisa. Pôde-se constatar que a bolha de separação do escoamento com a presença da rugosidade se estende muito mais à jusante do que no caso liso. Outra observação importante foi o fato de que a região onde as flutuações turbulentas são máximas terem se deslocado mais à jusante quando na presença da superfície rugosa.

Monteiro et al. (2006) apresenta um resumo de todo o trabalho aqui apresentado, estudando o comportamento de um escoamento neutro sobre uma colina bi-dimensional rugosa, dando ênfase a região de recirculação. Os resultados apresentados possibilitam uma boa descrição da região interna da camada limite, provendo bons dados para o comportamento próximo a parede que servirão de validação para códigos numéricos.

Com os dados experimentais gerados para a confecção desta tese, Loureiro et al. (2007) propôs uma nova formulação de lei de parede que leva em conta os gradientes de pressões adversos, a rugosidade superficial e a os efeitos de separação. Resultados numéricos e experimentais são utilizados para a validação das previsões teóricas e observa-se que o comportamento do escoamento separado sobre superfícies rugosas é bem capturado.

Loureiro et al. (2007) realizou um trabalho de caráter experimental de um escoamento neutro sobre colina bi-dimensional lisa. Perfis de velocidade média e turbulenta são obtidos, inclusive na região de recirculação através da técnica de anemometria a laser Doppler. O autor calcula a tensão de cisalhamento na parede através de procedimentos de ajuste que recorrem ao comportamento do perfil de velocidades próximo à parede.

No mesmo ano, Loureiro et al. (2007) investigou o papel de diferentes condições de contorno nas previsões numéricas sobre colinas bi-dimensionais lisas com uma bolha de recirculação. No trabalho, quatro leis distintas para formulação da região próxima a parede são analisadas com base em dados experimentais obtidos pela própria autora em um tanque de água.

Capítulo 3

Fundamentos Teóricos

Neste capítulo serão apresentadas, de modo resumido, algumas abordagens teóricas utilizadas para descrever o comportamento de um escoamento bi-dimensional sobre colinas com a presença de rugosidade superficial. Inicialmente estudaremos a metodologia aplicada em um escoamento sobre superfície rugosa para em seguida analisar as influências causadas pela mudança de topografia e de rugosidade sobre os campos médios e turbulentos do escoamento sobre a colina bi-dimensional. Para isso, os seguintes tópicos serão discutidos na parte de colinas bi-dimensionais: o comportamento do escoamento médio, o fator de “speed-up”, a teoria de distorção rápida das grandezas turbulentas e a separação do escoamento.

Vale ressaltar que esta metodologia é semelhante àquela utilizada para colinas lisas, constituindo-se em diferença básica de formulação a prescrição de um valor para o erro na origem; assim, pode-se introduzir uma expressão para a lei logarítmica de velocidades para um perfil sobre uma superfície rugosa.

3.1 Escoamentos sobre superfícies rugosas

Com as conclusões oriundas do trabalho de Nikurase (1933), o escoamento passa a ser dependente de um coeficiente de viscosidade modificado. A teoria desenvolvida por Nikurase propunha a introdução de um coeficiente de viscosidade modificado ν_r dependente da velocidade de atrito $u_\tau (= \sqrt{\tau_w/\rho})$, da viscosidade do fluido ν e de um comprimento

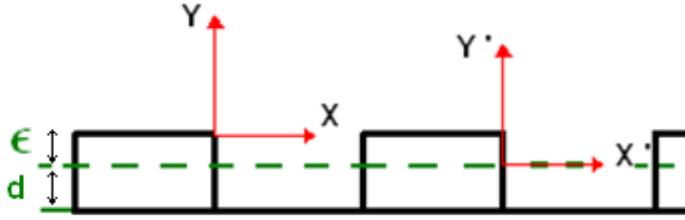


Figura 3.1: Ilustração do conceito do erro na origem.

característico da rugosidade, de modo que a lei de parede ficava da forma:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{yu_\tau}{\nu}\right) + A \quad (3.1)$$

onde $u^+ = u/u_\tau$ e as constantes κ e A teriam os mesmos valores que os resultados em superfície lisa.

Com o trabalho de Schlichting (1936) e a conseqüente introdução da rugosidade equivalente de grão de areia k_s , se reescreveu a equação em função de k_s :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{k_s}\right) + B(k^+), \quad (3.2)$$

onde B é função de $k^+ = (k_s u_\tau)/\nu$. Porém este método exige a obtenção de u_τ para posteriormente obter a rugosidade equivalente de grão de areia. Devido a este fato essa metodologia não é muito aplicada.

Para uma superfície rugosa, poderíamos definir a origem do sistema de coordenadas tanto no topo quanto na base dos elementos rugosos (Figura 3.1); esta escolha influencia os parâmetros da camada limite calculados por intermédio do perfil de velocidades médias medido. A importância do trabalho de Perry e Joubert (1963) se evidenciou particularmente através da introdução do conceito de erro na origem (ϵ). O valor de ϵ representa a distância abaixo do tópo das rugosidades a partir da qual o perfil de velocidades médias quando medido assume uma forma logarítmica em regiões logo acima dos elementos rugosos. Ele define, portanto, a distância abaixo do tópo dos elementos rugosos onde o sistemas de coordenadas devem ser colocado.

A formulação de lei de parede para uma placa plana rugosa foi então proposta nos

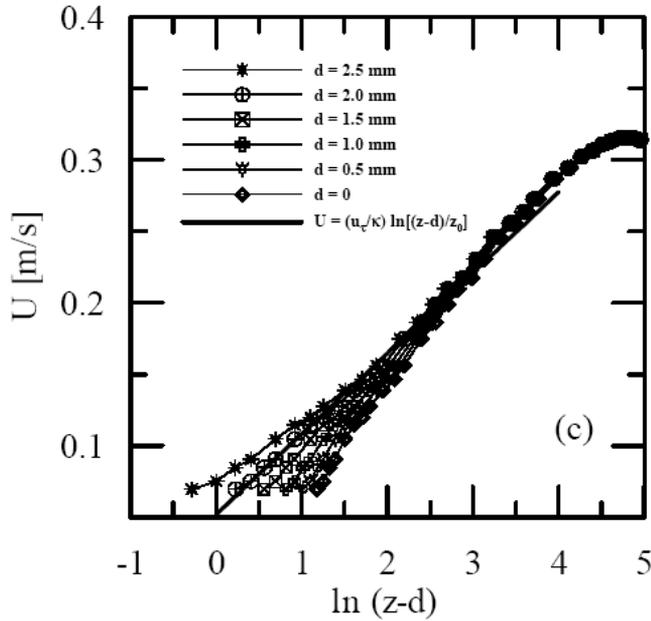


Figura 3.2: Metodologia para obtenção do erro da origem.

seguintes termos:

$$u = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln\left(\frac{y + \epsilon}{\nu}\right) + A_* \quad (3.3)$$

onde $\kappa = 0,4$ representa a constante de von Kármán, ϵ o erro na origem e A_* a função de deslocamento da rugosidade.

A metodologia para obtenção do erro na origem ϵ , descrita no trabalho de Perry e Joubert (1963), consiste em variar o valor de ϵ (assim adicionando pequenos valores à coordenada vertical) para provocar o deslocamento da região logarítmica para baixo. O valor ótimo de ϵ é aquele em que se obtém o melhor ajuste linear da região logarítmica num gráfico mono-log. Na Figura (3.2) pode-se observar a metodologia aplicada e que quando o valor de ϵ ultrapassa o valor ótimo a região linear do gráfico começa a se inclinar além do desejado para baixo.

Perry et al. (1969) introduziram uma classificação para os tipos de rugosidades encontrados na literatura. Para uma rugosidade do tipo d – caracterizada por elementos rugosos mais afastados entre si – vórtices estáveis são gerados nos espaçamentos entre os elementos rugosos de modo que o atrito causado pelas cavidades é pequeno. Já para rugosidades

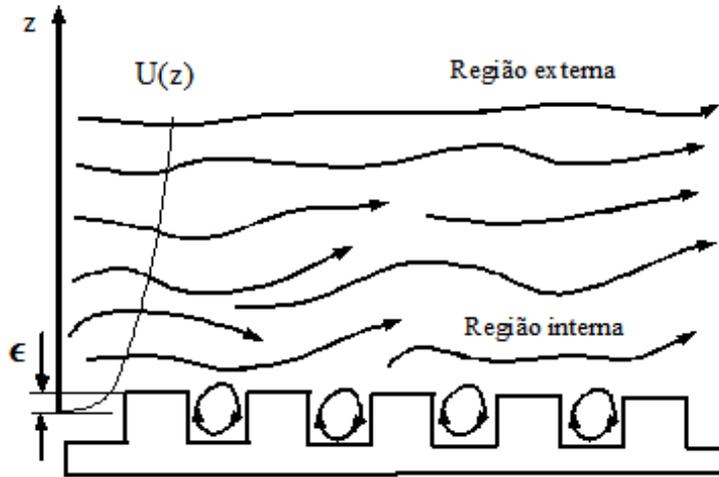


Figura 3.3: Rugosidade tipo d.

do tipo k – quando os elementos rugosos estão mais afastados entre si – vórtices com escalas de comprimento proporcional à altura da rugosidade se incorporam ao escoamento gerando um maior arrasto provocado pelas grandes esteiras turbulentas. As Figuras 3.3 e 3.4 ilustram os dois tipos de rugosidades.

Alguns autores, em sua grande parte oriundos da área meteorológica, preferem manipular a lei de parede para superfícies rugosas e reescreve-la em função de d na forma:

$$u = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (3.4)$$

onde z_0 representa um parâmetro referente a cada tipo de rugosidade.

Claramente a obtenção do valor de d é a mesma que o valor de ϵ , visando a linearização dos pontos da região de lei de parede no gráfico logarítmico. A variação do valor de z_0 afeta a posição vertical da equação (3.4) e o mesmo deve ser ajustado para que a equação (3.4) esteja sobreposta aos pontos da região linearizada. Portanto conclue-se que o processo de obtenção de z_0 deve ser iniciado após a linearização dos pontos experimentais pela escolha ótima de ϵ .

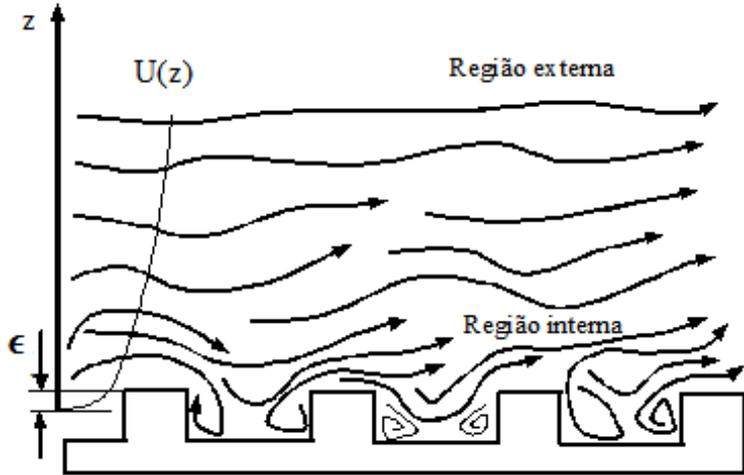


Figura 3.4: Rugosidade tipo k.

3.2 Escoamentos sobre colinas

3.2.1 Comportamento do Campo Médio de Velocidades

Para se estudar o comportamento do campo médio de velocidades devido à presença de colinas rugosas, uma prática corrente consiste em tomar como referência para comparações futuras um perfil medido à montante, onde o escoamento ainda pode ser considerado como não perturbado. A partir do conhecimento do perfil padrão, perfis corrigidos são desenvolvidos para descrever o escoamento sobre a colina ou a jusante dela. Portanto, é no perfil de referência, medido à montante, que todos os parâmetros de referência, incluídos a velocidade do escoamento externo, a espessura da camada limite, a velocidade de atrito, o erro na origem, o parâmetro de rugosidade, são avaliados.

Portanto, o perfil de referência pode ser genericamente especificado para a camada interna completamente turbulenta como:

$$U_r(z) = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (3.5)$$

onde $\kappa = 0.4$ é a constante de Von Kármán, z_0 é o parâmetro de rugosidade, d é o erro na origem, u_τ é a velocidade de atrito e $U_r(z)$ é a velocidade em um ponto no perfil de referência.

Uma colina sob o ponto de vista de sua representação geométrica apresenta dois parâmetros relevantes: o comprimento característico L_H e a sua altura H . As perturbações causadas pela sua presença - Δu , Δw , Δp e $\Delta \tau$ - representam as perturbações nas velocidades horizontal e vertical, pressão e tensão de cisalhamento respectivamente.

Podemos então substituir $u = U_r(\Delta z) + \Delta u(x, \Delta z)$ e $w = \Delta w(x, \Delta z)$ nas equações de continuidade e de Navier-Stokes para obter as equações das perturbações introduzidas no escoamento pela presença da colina. Para colinas suaves, quando $(H/L_H) \ll 1$, essas perturbações são pequenas de modo que podemos desprezar os termos cruzados de ordem superior. Através destas simplificações obtêm-se equações linearizadas para o cálculo das perturbações em um escoamento bi-dimensional permanente,

$$\begin{aligned}
 U_r \frac{\partial \Delta u}{\partial x} + \Delta w \frac{dU_r}{dz} &= -\frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \frac{\partial \Delta \tau}{\partial z} \\
 U_r \frac{\partial \Delta w}{\partial x} &= -\frac{\partial \Delta p}{\partial z} + \frac{\partial \Delta \tau}{\partial x} \\
 \frac{\partial \Delta u}{\partial x} + \frac{\partial \Delta w}{\partial z} &= 0,
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

com as seguintes condições de contorno

$$\begin{aligned}
 \Delta u = \Delta w = 0 \quad \text{em} \quad z = 0, \\
 \Delta u, \Delta w \rightarrow 0 \quad \text{quando} \quad z/L \rightarrow \infty.
 \end{aligned}$$

Jackon e Hunt (1975) deduziram uma estrutura de três pisos para a camada limite para escoamentos sobre colinas (figura 3.5). Uma região interna de espessura l existe em que há um equilíbrio local pelo fato da escala de tempo de advecção ser bem maior que a escala de tempo integral. Em conseqüência, os efeitos turbulento são dominantes e há grandes variações nos gradientes médios. Uma segunda região, mais externa, ou região de rápida distorção, existe onde a escala de tempo de advecção é bem menor que a escala de tempo integral e o gradiente de pressão imposto pela colina é balanceado pelas forças de inércia. Esta região mais externa é ainda subdividida em duas subcamadas

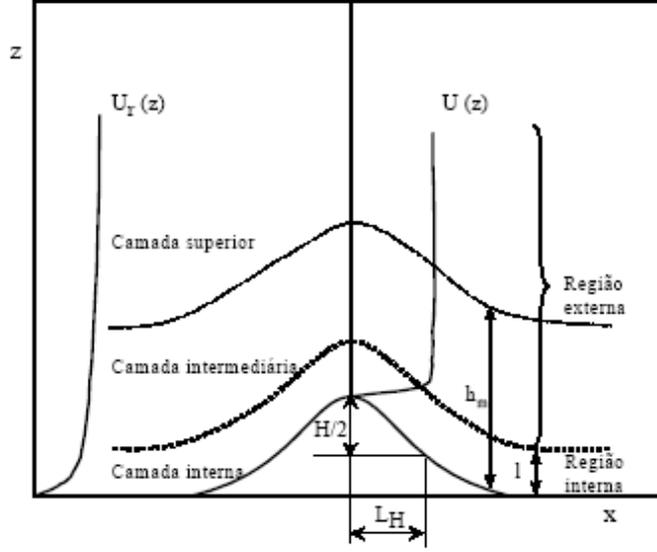


Figura 3.5: Estrutura de três pisos da camada limite sobre colinas.

delimitadas por uma espessura h_m onde o cisalhamento do escoamento incidente deixa de ser importante na dinâmica do escoamento.

As espessuras das camadas interna l e intermediária h_m são obtidas pelas equações (3.7) e (3.8) respectivamente (Jackson e Hunt, 1975),

$$\left(\frac{l}{L_H}\right) \ln\left(\frac{l}{z_0}\right) = 2\kappa^2. \quad (3.7)$$

$$h_m = L_H \left[\ln\left(\frac{L_H}{z_0}\right) \right]^{-1/2}. \quad (3.8)$$

3.3 O Fator de “Speed-Up”

Um dado extremamente relevante nas previsões teóricas de escoamentos sobre colinas é o fator de “speed-up”. Este parâmetro é definido como:

$$S(x, z) = \frac{\Delta u(x, z)}{U_e} = \frac{u(x, z) - U_0(z)}{U_e} \quad (3.9)$$

onde $U_r(z)$ denota a velocidade do escoamento não perturbado e U_e a velocidade do escoamento livre.

Outro parâmetro relevante é o fator de “speed-up” fracionário, definido como:

$$\Delta S(x, z) = \frac{u(x, z) - U_r(z)}{U_r(z)} \quad (3.10)$$

Estes parâmetros são de fundamental importância para a engenharia eólica, como requisito fundamental no caso da escolha dos melhores sítios para se construir turbinas. Com a estimativa destes fatores, analistas podem avaliar se a velocidade em um dado ponto do escoamento sobre a colina será alta o suficiente para tornar a geração de energia um empreendimento economicamente viável. A análise de vários possíveis sítios pode então ser realizada tomando como base um mesmo perfil de velocidades não perturbado além das formas das colinas onde porventura se deseja instalar a turbina.

A natureza da rugosidade na superfície certamente é um fator que influenciará no fator de “speed-up” fracionário. Segundo o trabalho de Cao e Tamura (2006), $\Delta S_{rug} > \Delta S_{liso}$, $\forall z < 4z_r$ e também $\Delta S_{rug}^{max} > \Delta S_{liso}^{max}$. Isto permite concluir que a razão de “speed-up” recebe efeitos combinados de condições superficiais e variações topográficas.

Uma previsão analítica simples para estes fatores pode ser obtida considerando o escoamento sobre a colina como sendo não cisalhante. Assim, podemos obter o campo de pressão pela teoria potencial e obter a perturbação de pressão sobre a colina. Como a aceleração do fluido é causada pelo diferencial de pressão, podemos então obter o aumento de velocidade ΔS sobre a colina.

Ao longos dos anos vários autores desenvolveram previsões analíticas tanto para o fator de “speed-up” fracionário quanto para a razão de “speed-up”.

3.3.1 Distorção do Campo Turbulento

Em um escoamento totalmente desenvolvido e não perturbado, o campo turbulento muda lentamente à medida que o fluido escoar; por essa razão, dizemos que a turbulência está em equilíbrio local. Já um escoamento que foi exposto a qualquer tipo de perturbação externa, como uma variação topográfica, possui um estado de não-equilíbrio do campo turbulento. Quando uma determinada perturbação age no escoamento durante um pequeno intervalo temporal ou espacial, a mesma altera o campo médio que por sua vez causa uma distorção da turbulência fazendo com que a mesma não fique mais em equilíbrio local. Porém, é certo

que quando a perturbação cessar o escoamento irá novamente se acomodar na tentativa de retornar à condição de equilíbrio local para o campo turbulento.

Para melhor avaliar a estrutura do campo turbulento é indispensável a análise de duas escalas de tempo: uma que caracteriza a distorção turbulenta causada pelo campo médio (T_A) e a segunda (T_L) que representa o tempo de relaxação (tempo para retornar ao equilíbrio local). Com a comparação destas duas escalas para um determinado ponto do escoamento, podemos analisar se o campo turbulento está em equilíbrio local ou não; e se não está, o quanto está longe dele (Britter et al(1981)).

A escala de tempo de advecção – T_a – caracteriza o tempo que as estruturas turbulentas demoram para serem advectadas e distorcidas pelo escoamento médio sobre a colina (3.11)

$$T_A = \frac{L}{U_r + \Delta u} \approx \frac{L}{U_r} \left\{ 1 + O\left(\frac{\Delta u}{U_r}\right) \right\}, \quad (3.11)$$

onde a expressão acima é válida para colinas que satisfaçam $H/L \ll 1$.

Nesta escala de tempo, os vórtices turbulentos são distorcidos pela perturbação no escoamento médio causada pela presença da colina.

A escala de tempo integral T_L , também conhecida como tempo de relaxação ou escala integral Lagrangeana, representa o grau de não correlacionamento ou de relaxação dos vórtices mais energéticos. Tennekes e Lumley (1972) apresentaram T_L como sendo equivalente à razão entre a menor escala de comprimento integral – L_x – e o desvio padrão da componente de velocidade correspondente. Nas regiões da camada limite próximas à superfície, a turbulência é anisotrópica e a escala de comprimento integral vertical – L_x^w – é a menor de todas, pois está restringida pela parede acarretando que $L_x^w \approx \kappa Z$. A escala de velocidade apropriada para a movimentação dos vórtices é a variância da velocidade vertical, representada por $(\overline{w'^2})^{1/2} \approx 1.3u_\tau$ na região mais interna da camada limite (Panofsky, 1974). Segundo Belcher e Hunt (1998), a escala integral Lagrangeana pode ser estimada por

$$T_L = \kappa z / u_\tau \quad (3.12)$$

onde κ é a constante de Vón Karman.

Nesta escala de tempo, os vórtices mais energéticos também são dissipados e a turbulência entra em equilíbrio com o gradiente de velocidade do escoamento médio ao redor da colina (Tennekes e Lumley, 1972).

Apesar desta formulação, muitos autores apresentam estimativas diferentes para T_L , e.g. $T_L = 0.3z/u_\tau$ (Britter et al. 1981) e $T_L = q^2/\epsilon C$ (Zeman e Jensen 1987).

É através da comparação destas duas escalas de tempo que conseguimos obter o comportamento do campo turbulento em qualquer ponto do escoamento. Em linhas de corrente onde $T_A \ll T_L$, os vórtices mais energéticos não conseguem se descorrelacionar, e, pelo fato da escala de advecção ser bem menor, estas estruturas turbulentas são advectadas sendo portanto distorcidas pelo escoamento médio; este fato é descrito pela teoria de distorção rápida (Batchelor e Proudman (1954), Hunt (1973) e Townsend (1972)).

Quando $T_L \ll T_A$, os vórtices mais energéticos se descorrelacionam rapidamente e a turbulência passa a entrar em equilíbrio local pois o tempo que o escoamento médio demora para distorcer as estruturas é bem maior. A estrutura depende então somente do balanço entre a energia produzida e a dissipação e o cisalhamento local.

Assim, dentro da camada limite, T_A diminui e T_L aumenta com a distância da parede. A região limítrofe entre o equilíbrio local e a distorção rápida é definida onde T_A e T_L são comparáveis, ($T_A \approx T_L$). Esse ponto ocorre aproximadamente a uma distância vertical $Z \approx l$, onde l é a altura da camada interna. Britter et al(1981) corroborou experimentalmente a sugestão de trabalhos anteriores (Bowen (1978) e Bradley (1980)) de que o ponto onde $T_A \approx T_L$ ocorre aproximadamente na altura l .

Para a camada interna adjacente à superfície onde a turbulência está em equilíbrio local ($T_L \ll T_A$), as variâncias das três componentes de intensidade turbulenta, σ_u^2 , σ_v^2 e σ_w^2 sobre a colina sofrem um aumento proporcional a $\Delta\tau/\rho u_\tau^2$, onde $\Delta\tau$ é a variação da tensão na parede devido à presença da elevação da topografia. Baseado nas estimativas de Jackson e Hunt(1975) para uma colina suave, quando $z \ll l$, a variação é da ordem

$$\frac{\Delta\sigma_u^2}{(\sigma_u^2)_\infty} = \frac{\Delta\sigma_w^2}{(\sigma_w^2)_\infty} \cong 4 \left(\frac{H}{L_H} \right), \quad (3.13)$$

onde $\sigma_u = \sqrt{u'^2}$ e $\sigma_w = \sqrt{w'^2}$, $\Delta\sigma_u^2$ e $\Delta\sigma_w^2$, representam respectivamente a diferença

entre as variâncias longitudinais e transversais medidas no topo da colina e no perfil de referência, e o subscrito ∞ refere-se à grandeza avaliada no perfil de referência a montante.

Na região externa, a estrutura da turbulência é estimada pela teoria da distorção rápida. Considerando que a distorção seja suficientemente rápida de modo que os vórtices não consigam interagir entre si nem se ajustar à taxa de deformação local, o único efeito provocado pela distorção do escoamento na turbulência será comprimir, esticar ou rotacionar os vórtices. Tomando uma distorção do escoamento médio no plano x-z, podemos estimar as variações das grandezas turbulentas para uma dada altura sobre a colina através dos resultados de Batchelor e Proudman (1954) e Townsend (1976). Estes autores calcularam a variação de σ_u^2 , σ_v^2 e σ_w^2 para uma contração do escoamento médio com turbulência homogênea e isotrópica. Os resultados mostram um decréscimo de σ_u^2 e um aumento de σ_v^2 e σ_w^2 . Townsend(1976, p.72) mostrou que para a primeira ordem em $(c - 1)$, onde c é a razão de contração, neste caso $c = 1 - \Delta u/U_\Delta$. Os resultados de Batchelor e Proudman (1954) podem ser escritos como:

$$\frac{\sigma_u^2(x, z)}{\sigma_u^2(z_s)} = 1 - \frac{4}{5} \frac{\Delta u(x, z)}{U_0(z_s)}, \quad (3.14)$$

$$\frac{\sigma_w^2(x, z)}{\sigma_w^2(z_s)} = 1 + \frac{4}{5} \frac{\Delta u(x, z)}{U_0(z_s)}, \quad (3.15)$$

É importante ressaltar a diferença no comportamento do campo turbulento quando a superfície apresenta rugosidade. Neste caso, na região próxima à superfície a presença da rugosidade altera a condição de equilíbrio do campo turbulento. Diferentemente de quando se tem uma superfície lisa e a turbulência se encontra em equilíbrio na região mais adjacente à superfície.

Segundo Britter (1981), nos casos de efeitos combinados de elevação de superfície com rugosidade superficial a superposição linear destes dois efeitos pode ser implementada para a análise de regiões do escoamento a partir do tópo da colina. Em caso de regiões de transição de superfície, esta superposição não é mais válida pois uma transição rugoso-liso por exemplo estabilizaria o escoamento, e, conseqüentemente, o alterando.

3.3.2 Separação do Escoamento

Quando a colina é suficientemente abrupta para gerar um forte gradiente de pressão adverso, o escoamento médio próximo à superfície sofre uma desaceleração junto à base de jusante. Esse fenômeno dá origem a um escoamento com gradiente local de velocidade adverso. Assim, para haver separação, é preciso que existam física e matematicamente certos pontos críticos onde tanto a velocidade média quanto o seu gradiente sejam nulos. Estes pontos críticos são chamados de pontos de separação quando as linhas de corrente deixam a superfície, e pontos de recolamento quando as mesmas voltam a aproximar-se da parede.

Para colinas suaves típicas – $H/L_H \leq 0.3$ – a espessura da região de separação é comparável à espessura da região interna (como e.g. na colina de Askervein (Taylor e Teunissen, 1987) onde a região externa não é modificada significativamente). A medida que a inclinação aumenta, o escoamento tende a separar com o comprimento característico L_H medido a partir do seu topo. Quanto maior for a inclinação, mais a separação tende a se aproximar do topo. Como descrito em Belcher e Hunt (1998), para escoamentos turbulentos e encostas íngremes, a altura da região descolada torna-se comparável à altura da própria colina.

Observações provenientes tanto de túneis de vento quanto de canais d'água mostram que, mesmo no caso de colinas bidimensionais, as elevações abruptas levam a configurações de escoamento cujas propriedades estatísticas variam ao longo da direção transversal ao escoamento (ver Athanassiadou e Castro (2001) e Gong et al.(1996)), ou seja, ao longo do eixo y , quando o fluido escoar na direção x e a coordenada vertical é representada por z . Isso é resultado da geração de vórtices verticais e longitudinais na região de separação à jusante do topo. Acredita-se que estes vórtices têm origem em instabilidades cujas perturbações exercidas sobre a vorticidade média são esticadas pelo movimento de deformação vertical e horizontal, como discorre Simpson (1991).

O cálculo da esteira turbulenta que se forma na base jusante é definitivamente uma tarefa bastante complexa. Kaimal e Finnigan (1994) numa extensa revisão sobre os progressos alcançados no estudo da camada limite atmosférica ressaltam a necessidade de se desenvolver estimativas práticas capazes de prever como o ponto de separação e a

extensão da região de recirculação variam com a forma e a inclinação para diferentes elevações orográficas. Entretanto, esta tarefa é dificultada pelo caráter não-linear das equações que regem o comportamento do fluido. O cálculo do escoamento na esteira turbulenta de colinas requer um modelo para as tensões de Reynolds em camadas cisalhantes retornando ao equilíbrio, na presença de altas intensidades turbulentas e cujas condições iniciais são definidas pela intermitência e pelos vórtices de grandes escalas na região de recirculação.

Uma característica única deste campo de escoamento é o ponto de inflexão nos perfis de velocidade logo a jusante do topo. A região de separação estende-se por um comprimento equivalente a várias alturas da colina, e é delimitada superiormente pela presença de uma camada cisalhante livre. Como resultado, toda esta região de recirculação apresenta características turbulentas muito semelhantes a uma camada de mistura, cujo comportamento difere significativamente das características de uma camada limite turbulenta clássica. Dentre estas características estão incluídos picos em todos os momentos turbulentos, aproximadamente na altura onde ocorre o cisalhamento máximo. A posição vertical destes picos tende a aumentar lentamente com a distância longitudinal medida a partir do topo. Como descrito em Simpson (1991), Kaimal e Finnigan (1994) e Belcher e Hunt (1998), estão presentes na região de recirculação escalas turbulentas da ordem da altura da camada de mistura, e altos níveis de intensidade turbulenta. O grande tamanho dos vórtices turbulentos em comparação com as escalas onde ocorre a variação da taxa de deformação garante que a turbulência seja altamente não-homogênea, o que implica um transporte turbulento significativo e ausência de equilíbrio local.

A uma dada distância a jusante da esteira turbulenta, o escoamento relaxa e tende a retornar à condição de equilíbrio onde os perfis são auto-preservados, ou seja, possuem aproximadamente a mesma forma, e tanto a velocidade média quanto as tensões cisalhantes podem ser tratadas por métodos de semelhança. Apesar de alguns detalhados estudos em túnel de vento terem iluminado esta difícil questão, e.g. Arya e Shipman (1981), Arya et al. (1987), Snyder e Britter (1987), muito pouco foi feito no sentido de relacionar a estrutura da turbulência com a estrutura do escoamento médio de forma consistente.

Uma grande parte dos trabalhos existentes na literatura são restritos ao estudo do

campo de velocidades após a região de separação quando a camada limite está retornando às condições de equilíbrio. Arya et al. (1987) mostraram que as perturbações a uma distância $5H$ a partir do tópo decaíam a uma taxa inversamente proporcional a x/H . Empiricamente, os autores mostraram que os dados experimentais \overline{U} , $-\overline{uw}$, $\overline{u^2}$ e $\overline{w^2}$ seguiam, respectivamente, leis de decaimento da forma:

$$-\Delta(\overline{U})_{max}/\overline{U}_H = m(x/H)^{-1}, \quad (3.16)$$

$$\Delta(-\overline{uw})_{max}/\overline{U}_H^2 = p(x/H)^{-1}, \quad (3.17)$$

$$\Delta(-\overline{u^2})_{max}/\overline{U}_H^2 = q(x/H)^{-1}, \quad (3.18)$$

$$\Delta(-\overline{w^2})_{max}/\overline{U}_H^2 = r(x/H)^{-1}, \quad (3.19)$$

onde m , p , q e r dependem da forma da colina e da sua razão de aspecto.

Kaimal e Finnigan (1994) ratificam que as propriedades do escoamento nas vizinhanças da esteira dependem da forma da colina, mas lembram que, para colinas isoladas, algumas características universais podem ser observadas. De acordo com estes autores, teorias baseadas na auto-preservação exprimem os perfis de velocidade de acordo com as seguintes leis de potência:

$$l_w(x - x_0) = A(x - x_0)^a, \quad (3.20)$$

$$U_w = B(x - x_0)^b f(z/l_w), \quad (3.21)$$

onde U_w é o déficit de velocidade entre o perfil de referência U_r e o perfil medido após a recirculação, como ilustrado na figura (3.6). As constantes A e B dependem da forma da colina, e a função de forma $f(z/l_w)$ depende das características da esteira. Para o caso bidimensional, é consenso geral que $b = -1$. Muita incerteza permanece em torno do valor de a , que pode variar entre 0.5 e 1.

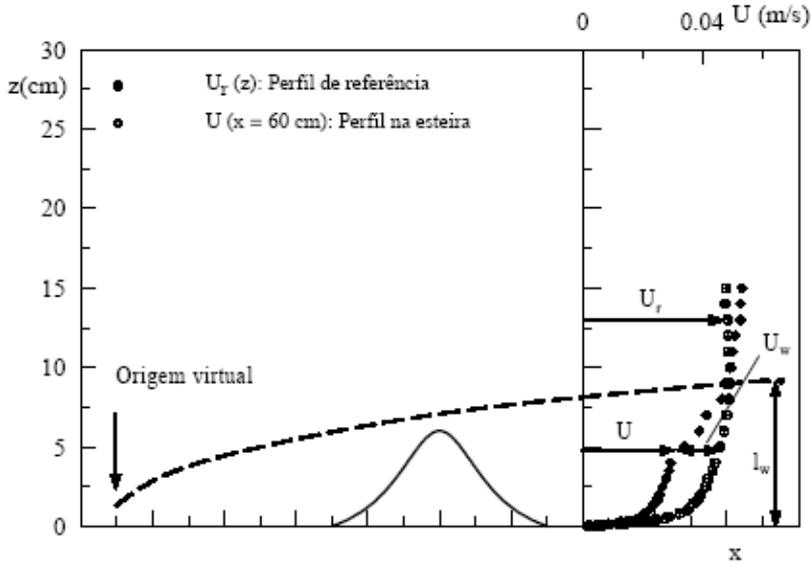


Figura 3.6: Parâmetros característicos da região da esteira à jusante de colinas abruptas.

A altura da esteira é representada por l_w , e x_0 denota a posição da origem virtual se o perfil de referência fosse considerado na posição do perfil medido na esteira.

A influência do parâmetro de rugosidade superficial em colinas na dimensão da região de separação também tem sido objeto de estudo nos últimos tempos. Constata-se ao analisar duas colinas idênticas, diferenciadas apenas pelo fato de uma possuir rugosidade e a outra não, que a colina rugosa apresenta uma região de separação que se estende muito mais à jusante do tampo da colina (Eaton et al. (2004) e Cao e Tamura (2006)). O momento oriundo do solo é menor para a colina rugosa, então a bolha de separação se estende por uma maior distância até que o escoamento retorne para o estado completamente turbulento para então recolar à superfície.

É importante lembrar ainda que no ponto de separação, $u_\tau = \tau_w = 0$ e a lei de parede na forma clássica se torna matematicamente não aplicável. É necessária então a determinação de uma outra velocidade de referência relevante, que não seja u_τ . Para escoamentos separados estas velocidades de referência são respectivamente para o caso liso e rugoso:

$$u_{pv} = ((\nu/\rho)\partial_x p)^{1/3} \quad (3.22)$$

$$u_{pv} = ((z_0/\rho)\partial_x p)^{1/2} \quad (3.23)$$

Em suma, o comportamento essencialmente turbulento dos escoamentos atmosféricos aliado à presença da região de recirculação aumenta consideravelmente a complexidade do fenômeno, tanto no aspecto teórico quanto no experimental. O campo de pressões não pode mais ser aproximado pelo escoamento potencial ao redor da colina, como é feito pela teoria de Hunt para o problema de elevações suaves. Este campo deve então ser calculado levando-se em conta a forma da colina e a região de separação, que são vistas pelo escoamento como um único obstáculo. A analogia de Reynolds, que fornece informações sobre o coeficiente local de transferência térmica a partir do coeficiente local de atrito não é mais válida, já que no ponto de separação o coeficiente local de atrito tende a zero. Torna-se, então, imprescindível localizar corretamente do pontos de separação e recolamento do escoamento para que sejam desenvolvidas novas teorias capazes de descrever o campo de velocidades nesta região.

Capítulo 4

Método Experimental

Este Capítulo será estruturado da seguinte forma: as características do modelo de variação topográfica construído são apresentadas em primeira instância; a seguir, a técnica experimental utilizada é descrita, e, por fim, é feita uma descrição criteriosa da instalação laboratorial onde a pesquisa foi desenvolvida. São feitos também alguns comentários acêrca do método de cálculo das tensões cisalhantes de Reynolds.

Em adição, este Capítulo procura resumir os aspectos mais significativos do princípio de funcionamento do anemômetro laser-Doppler e do seu modo de utilização, além de discutir criticamente as suas vantagens e desvantagens.

4.1 Características do Modelo

No presente trabalho, o mesmo modelo de colina utilizado no trabalho de Loureiro et al. (2005) foi empregado, tendo sido apenas a superfície lisa convertida a uma superfície rugosa (figura 4.1). Seguindo as características utilizadas por Loureiro et al. (2000,2001), a forma da colina é dada por uma curva modificada de Agnesi

$$z = \frac{H_1}{1 + \left(\frac{x}{L_H}\right)^2} - H_2 \quad (4.1)$$

onde H ($=H_1 - H_2$) ($=60\text{mm}$) é a altura da colina e L_H seu comprimento característico, representando a distância horizontal a partir da crista tomada em $z = H/2$. Colinas

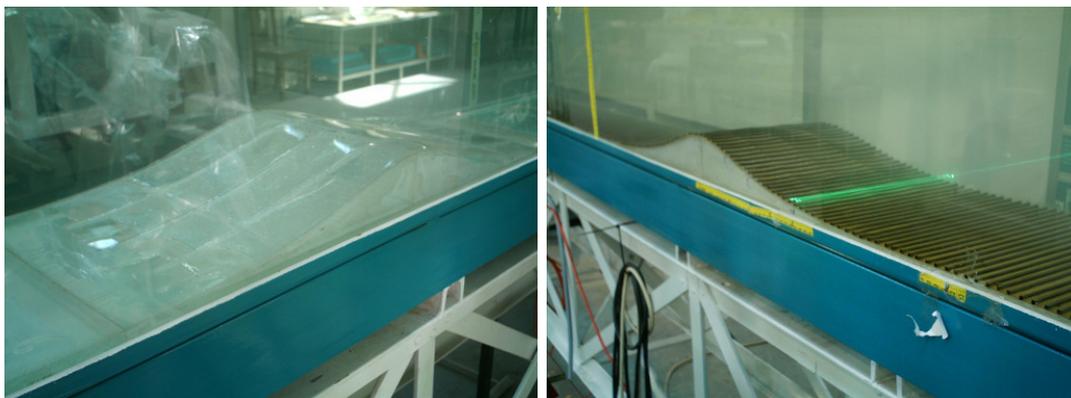


Figura 4.1: Colinas lisa e rugosa inseridas no túnel de água.

com esse tipo de curva característica foram utilizadas intensamente na literatura, como ilustrado pelos trabalhos de Britter (1981) e Arya et al. (1987).

As dimensões da colina construída neste trabalho foram escolhidas de forma a gerar uma região de recirculação pronunciada, para isso foram consideradas as condições do escoamento incluindo as dimensões do canal e a altura da camada limite a ser simulada. As características da configuração adotada são apresentadas na tabela (4.1), onde ra representa a razão de aspecto, que corresponde a metade do comprimento da colina dividido pela sua altura e θ a inclinação máxima do modelo.

Tabela 4.1: Características construtivas da colina.

Colina Abrupta	
H(mm)	60
L(mm)	600
L_H (mm)	150
ra	5
θ	$18,6^\circ$

O modelo em escala reduzida da colina foi construído no próprio Laboratório de Hidráulica da FEUP, em acrílico transparente. Cuidado especial foi dedicado para garan-



Figura 4.2: Ilustração do processo construtivo do modelo utilizado.

tir que o modelo seguisse com precisão a curva estipulada. Para isso, foi feita uma série de longarinas – em acrílico – cortadas e polidas exatamente na forma da equação que descrevia o modelo, descontada, naturalmente, a espessura da chapa de acrílico. Essas longarinas foram fixadas em uma estrutura, servindo de base para o recobrimento de uma chapa única e sem emendas, que foi moldada e colada à forma definida pela estrutura. A figura (4.2) ilustra a construção do modelo.

A rugosidade superficial foi construída com o uso de tiras de borracha rígida de seção transversal 3 mm x 3 mm espaçadas de 9 mm. Estas tiras foram distribuídas regularmente ao longo da seção de teste. Foram utilizados esquadros e um paquímetro para garantir que as tiras de borracha ficassem alinhadas perpendicularmente ao escoamento (figura 4.3). Os detalhes geométricos da superfície simulada estão na figura (4.4). Note que as medições serão tomadas considerando o topo dos elementos rugosos como a origem do eixo vertical. No entanto, a real origem do perfil de velocidade está localizada em algum lugar entre o vale e o pico dos elementos rugosos. Essa diferença na localização da origem real e o topo do elemento rugoso é chamada de altura de deslocamento d , um conceito que já foi explicada anteriormente.



Figura 4.3: Rugosidade sendo testada no canal e a ilustração do processo utilizado para garantir a perpendicularidade ao escoamento.

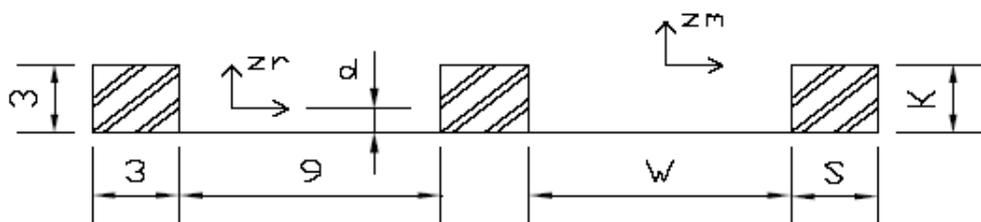


Figura 4.4: Detalhes Geométricos da rugosidade superficial simulada. Dimensões em milímetros.

4.2 Teoria da anemometria laser-Doppler

O primeiro instrumento de medição de velocidade utilizando o efeito Doppler foi desenvolvido por Yeh e Cummins em 1964. Desde então, o progressivo aumento da capacidade computacional e o aperfeiçoamento de tecnologias ópticas e eletrônicas tornou a anemometria laser-Doppler uma técnica amplamente consolidada e difundida na comunidade de mecânica dos fluidos.

Algumas das principais vantagens dessa técnica são:

- (i) Não-intrusão no escoamento. O fluido é investigado no ponto de cruzamento dos raios, sem a introdução de nenhuma perturbação externa. As únicas condições requeridas são um meio transparente com acesso óptico e um número apropriado de partículas traçadoras.
- (ii) Ausência de calibração e resposta absolutamente linear à velocidade do fluido. O princípio de funcionamento é baseado na estabilidade das ondas eletromagnéticas, que não são afetadas pela variação de outros parâmetros físicos como pressão e temperatura.
- (iii) Sensibilidade direcional. A grandeza medida é a projeção do vetor velocidade na direção perpendicular às franjas de interferência. A introdução de um desvio de frequência em um dos raios permite ainda resolver o sentido da componente de velocidade medida.
- (iv) Alta resolução espacial e temporal. A combinação entre baixo tempo de resposta e pequena dimensão do volume de controle fornece uma boa resolução tanto no domínio do tempo quanto no domínio da frequência. As limitações de resolução temporal associadas ao sistema laser-Doppler estão normalmente associadas à baixa concentração de partículas.

A existência deste instrumento óptico de medição deve-se primordialmente à invenção dos raios laser (i.e., light amplification by stimulated emission of radiation) no início da década de sessenta. Graças às propriedades particulares de coerência temporal e

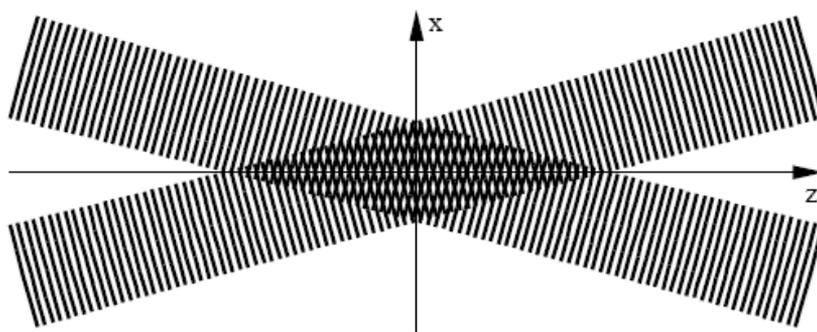


Figura 4.5: Franjas de interferência criadas pelo cruzamento de dois laser coerentes.

espacial que estes raios possuem, foi possível estabelecer o princípio de funcionamento dos ALD's. Na verdade, esta é uma técnica de medição indireta pois a grandeza medida, especificamente, é a velocidade das não-homogeneidades presentes no fluido, ou seja, as partículas traçadoras. Logo, é imprescindível garantir que estas partículas realmente acompanhem o escoamento, e que nenhuma forma de escorregamento ou arrastamento esteja presente para que haja uma correta representação do fluido investigado.

4.2.1 Princípio de Funcionamento

Simplificadamente, o funcionamento da ALD será descrito a seguir. Uma fonte de luz coerente - sua propriedade não varia no tempo nem no espaço - é utilizada para gerar dois raios que se cruzam (4.5), dando origem a franjas de interferência. A coerência do laser garante que a localização das franjas de interferência é constante e a diferença de fase dos raios é independente do tempo. A configuração de diferentes intensidades de luz que caracteriza o fenômeno da interferência é resultante da superposição e da anulação de oscilações em consequência da soma de dois campos de ondas eletromagnéticas. Estas franjas de interferências é que caracterizam o volume de controle. Uma partícula ao passar por este volume irá espalhar luz que será detectada por um fotomultiplicador que transformará o sinal óptico em elétrico para, assim, medir a velocidade da partícula.

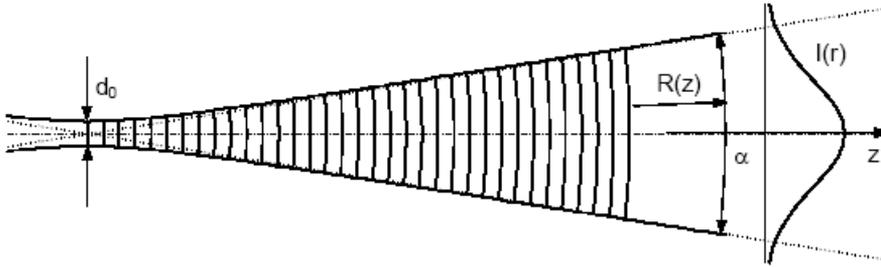


Figura 4.6: Distribuição gaussiana de intensidade no feixe de laser.

O feixe de laser

A propriedade mais relevante do gás laser, que possibilita a precisa medição de propriedades mecânicas, é a sua coerência espacial e temporal. Em todas as seções transversais ao longo do feixe de laser, a intensidade tem uma distribuição gaussiana e a espessura do feixe é normalmente definida pela intensidade na borda, sendo $1/e^2 = 13\%$ da intensidade no centro. A medida que o feixe de laser se afasta do ponto de emissão, a área da seção transversal varia, até um ponto onde ela atinge um mínimo. Neste ponto, o feixe de laser é descrito pelo seu tamanho e posição, com a chamada cintura do feixe ("beam waist").

Com o comprimento de onda do laser conhecido, λ , o feixe de laser é unicamente descrito pelo seu tamanho d_0 e a posição da cintura do feixe, como mostrado na figura (4.6).

Com a coordenada z descrevendo a distância a partir da cintura do feixe, podemos obter os valores do ângulo de divergência (α), diâmetro do feixe (d) e raio da onda frontal ($R(z)$) para a seção como

$$\alpha = \frac{4\lambda}{\pi d_0} \quad (4.2)$$

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4\lambda z}{\pi d_0^2}\right)^2} \quad (4.3)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi d_0^2}{4\lambda z}\right)^2\right) \quad (4.4)$$

É importante ressaltar que o ângulo de divergência do feixe α é tão pequeno que o feixe aparenta ter espessura constante. No entanto, é imprescindível que as medições sejam

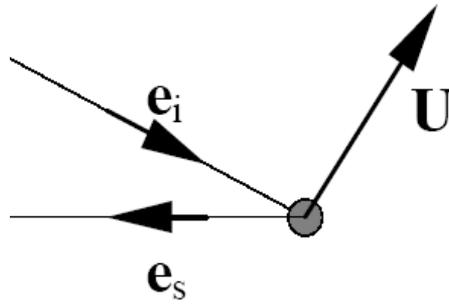


Figura 4.7: Luz espalha por uma partícula ao cruzar um feixe de luz.

tomadas no ponto de cintura do feixe para se obter uma performance ótima do ALD. Nas vizinhanças da cintura do feixe, o raio da onda frontal é praticamente infinito o que facilita a aplicação da teoria de ondas planas, o que simplifica muito os cálculos.

O efeito Doppler

Na figura (4.7) fica ilustrado o fenômeno do espalhamento da luz por uma partícula ao atravessar um feixe de luz. Segundo a teoria de Lorenz-Mie, a luz é espalhada em várias direções, porém vamos considerar apenas a luz espalhada na direção do receptor.

O feixe de luz do emissor tem velocidade c e frequência f_i ; porém, a partícula que cruza o feixe se movimenta com velocidade U e por isso a luz espalhada pela mesma tem uma frequência alterada f_c . Como o mecanismo receptor está em repouso, a partícula que espalha a luz se comporta como um transmissor e seu movimento causa um frequência Doppler adicional na frequência da luz espalhada captada pelo receptor. A frequência capturada pelo receptor pode ser calculada através da equação:

$$f_s = f_i \frac{1 - e_i(U/c)}{1 - e_s(U/c)} = f_i + \Delta f \quad (4.5)$$

Como a única variável não conhecida é a velocidade U da partícula, ela pode ser determinada através da medição da frequência Doppler adicional Δf .

Feixes interceptantes

Na prática, a frequência Doppler somente pode ser medida se a velocidade da partícula for alta. A figura (4.8) ilustra a luz espalhada por uma partícula ao cruzar o volume de

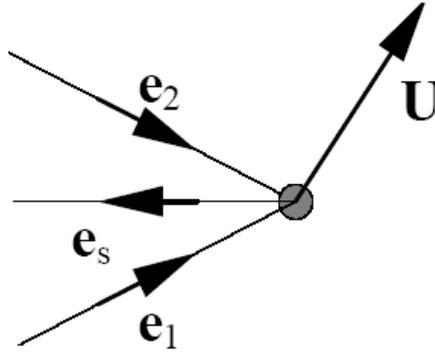


Figura 4.8: Luz espalha por uma partícula ao cruzar dois feixes de luz.

controle criado pelo cruzamento de dois feixes de laser.

Neste caso, os dois feixes de laser estão sendo espalhados no momento em que a partícula passa pelo volume de controle; porém, com uma pequena diferença na frequência devido aos diferentes ângulos dos dois feixes de laser.

$$f_{s,1} = f_1 \frac{1 - e_1(U/c)}{1 - e_s(U/c)} \quad (4.6)$$

$$f_{s,2} = f_2 \frac{1 - e_2(U/c)}{1 - e_s(U/c)} \quad (4.7)$$

$$(4.8)$$

Frequência Doppler

Na análise em questão, o sinal capturado pelo receptor terá uma frequência que será a superposição das frequências dos sinais espalhados. Na técnica de ALD os dois feixes de laser incidentes são o mesmo e, por isso, $f_1 = f_2$; assim, podemos obter a frequência capturada pelo receptor:

$$f_D = \frac{1}{\lambda} 2 \sin(\theta/2) u_x = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} u_x \quad (4.9)$$

onde θ é o ângulo entre os feixes de laser incidentes e u_x é a componente de velocidade perpendicular à bissetriz do ângulo θ e contida no plano formado pelos dois feixes de laser.

É importante perceber que a posição do receptor não influencia no valor da frequência Doppler medida. De acordo com a teoria de Lorenz-Mie a posição do receptor influencia

consideravelmente na intensidade do sinal. Isolando u_x na equação (4.9):

$$u_x = \frac{\lambda}{2\text{Sin}(\theta/2)} f_D \quad (4.10)$$

O modelo de franjas

Quando dois feixes de laser coenrentes se interceptam, eles irão interferir no volume de controle criado. Se o ponto de intersecção ocorrer na cintura do feixe, então as frentes de ondas criadas são aproximadamente planas e conseqüentemente a interferência produz planos paralelos de interferência construtiva e destrutiva, como mostrado na figura (4.5)

Os planos de interferência são chamados de franjas e a distância entre eles δ_f depende do comprimento de onda e do ângulo entre os feixes de raio incidentes:

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\text{Sin}(\theta/2)} \quad (4.11)$$

As franjas estão orientadas normalmente ao eixo longitudinal x , e, por isso, a intensidade de luz refletida por uma partícula ao passar pelo volume de controle é proporcional à componente de velocidade u_x :

$$f_D = \frac{u_x}{\delta_f} = \frac{2\text{Sin}(\theta/2)}{\lambda} u_x \quad (4.12)$$

resultando idêntico ao obtido na equação (4.10).

Se os dois feixes de laser não estiverem se interceptando no ponto de “beam waist”, as franjas de interferências não serão planas e sim curvas. Conseqüentemente a distância δ_f entre as franjas irá variar de acordo com a posição dentro do volume de controle. Conseqüentemente, a freqüência Doppler medida também irá depender da posição da partícula dentro do volume de controle não sendo apenas proporcional a velocidade da partícula. Se os feixes estiverem bem desalinhados, provavelmente a medição não será possível mas se no entanto os feixes estiverem apenas levemente desalinhados os erros serão pequenos e as medidas poderão estar comprometidas sem que o experimentalista desconfie de tal.

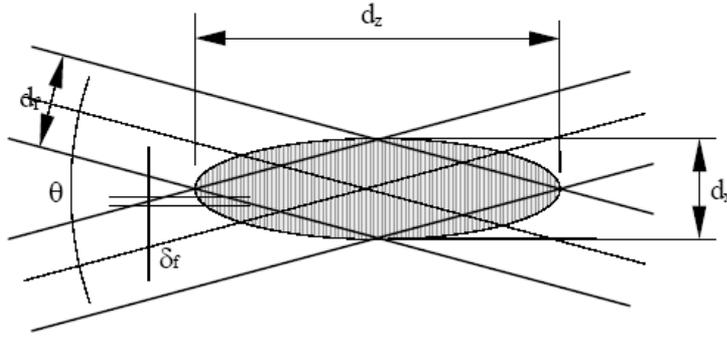


Figura 4.9: Volume de controle.

O volume de controle

O tamanho do volume de controle pode ser estimado através da cinta dos feixes, d_f , e do ângulo de interseção θ , como mostrado na equação (4.13)

$$d_x = \frac{d_f}{\text{Cos}\theta/2}, \quad d_y = d_f, \quad d_z = \frac{d_f}{\text{Sin}\theta/2}, \quad (4.13)$$

onde d_x representa a largura, d_y a altura e d_z o comprimento do volume de controle.

Com a largura d_x do volume de controle e a distância entre as franjas, δ_f , é possível estimar o número total de franjas na interseção dos feixes, como mostrado na equação (4.14).

$$N_f = \frac{d_x}{\delta_f} = \frac{2d_f}{\lambda} \text{Tan}(\theta/2) \quad (4.14)$$

Esse número de franjas se aplica a uma partícula que se move ao longo do eixo longitudinal no centro do volume de controle. Quando a partícula caminha pela vizinhança interna do volume de controle, esta atravessa um menor número de franjas, o que implica na observação de menos períodos no sinal recebido pelo fotodetector para a estimativa da frequência Doppler. Para a obtenção de bons resultados com o anemômetro laser-Doppler é preciso assegurar um número suficientemente alto de franjas de interferência no volume de controle. Um sistema de laser Doppler típico produz entre 10 e 100 franjas, mas em alguns casos podem se obter resultados com menos. A questão principal é o número de períodos produzidos na intensidade da luz espalhada pela partícula. Os processadores de

sinal mais antigos requerem um mínimo de 8 períodos para o sinal de saída do fotodetector seja validado para o cálculo da frequência Doppler. Naturalmente, quanto maior o número de períodos, maior a precisão de cada medida.

O “shift” de frequência, a ser discutido mais à frente, irá fazer com que o padrão de franjas viaje no volume de medição, aumentando ou diminuindo assim o número de franjas ultrapassadas por uma partícula. Conseqüentemente, isto corresponderá a um aumento ou diminuição no número de períodos no sinal medido.

4.2.2 Medição em espalhamento direto e em espalhamento reverso

Como a maioria da luz refletida é refletida na direção contrária ao lado do emissor do laser, até recentemente a medição em espalhamento direto era sempre utilizada. Neste caso o receptor ótico é posicionado no lado oposto ao emissor, como ilustrado na figura (4.11).

Como apenas uma parcela muito menor de luz é refletida na direção do emissor, apenas o avanço recente da tecnologia permitiu que se realizassem medições em espalhamento reverso, quando o receptor ótico é posicionado no mesmo lado do emissor.

Contudo a medição em espalhamento direto não está completamente ultrapassada pois em alguns casos a relação sinal-ruído permite apenas que a medição ocorra em neste modo. Os principais casos de necessidade de medição em espalhamento direto são:

- (i) Escoamentos com altas velocidades, que requerem partículas pequenas, que permanecem no volume de controle por um tempo menor.
- (ii) Fenômenos transientes, como ondas de choque acústicas, que requerem uma frequência de aquisição alta para coletar a maior quantidade possível de dados em um determinado período de tempo visando capturar todos os fenômenos.
- (iii) Escoamento com intensidade turbulenta muito baixa, onde as flutuações turbulentas medidas são da mesma ordem do sinal quando a medição ocorre em espalhamento reverso.

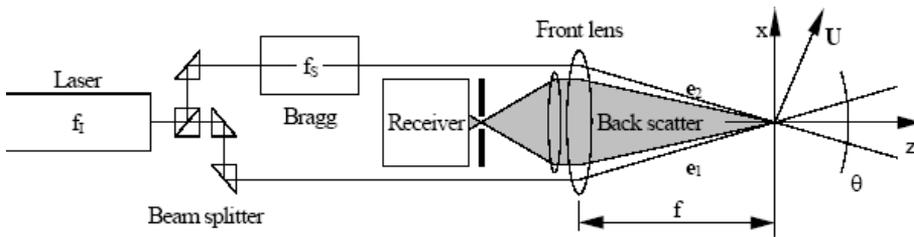


Figura 4.10: Esquema de uma medição em backscatter.

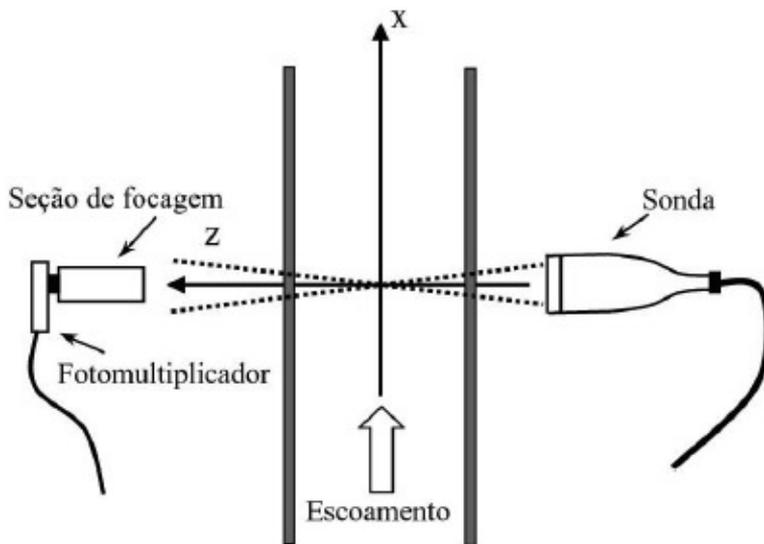


Figura 4.11: Esquema de uma medição em forwardscatter.

A figura (4.10) mostra um esquemático de um sistema de medição em espalhamento reverso. O feixe de laser emitido é dividido em dois feixes idênticos e é extremamente importante que o separador de feixes seja regulado de tal forma a fornecer a mesma intensidade para os dois feixes produzidos.

Em um dos feixes, um componente ótico-acústico chamado de célula de Bragg é inserido. Este equipamento introduz uma variação de frequência (“frequency shift”) no feixe particular que será de fundamental importância para determinar o sentido da velocidade medida. As lentes frontais do emissor defletem os dois feixes para que os mesmos se interceptem e neste volume de interseção as partículas irão refletir a luz em todas as direções ao passar por eles. O receptor (fotomultiplicador) deverá estar com sua lente focada no volume de controle para que ele capture toda luz refletida pelas partículas que atraves-

sem o volume. Outras partículas que não atravessem o volume de controle também irão espalhar luz; porém, devido ao fato do foco do receptor estar no volume de controle, essa luz não será capturada.

O avanço na tecnologia de fibras ópticas possibilitou a ampliação e popularização da medição em modo reverso. O principal benefício deste arranjo é permitir a integração entre o sistema de recebimento e transmissão, excluindo assim a necessidade de movimentação simulatânea e alinhamento de dois aparatos diferentes. Além disso, esse sistema possibilita a investigação em locais de acesso restrito, onde o modo direto não poderia ser utilizado. A maior desvantagem deste método é a baixa taxa de sinal-ruído. A lente comum é utilizada tanto para provocar o cruzamento dos raios quanto para focar o volume de controle. A luz espalhada por partículas que cruzam os feixes fora do volume de controle estará naturalmente fora de foco para o sistema de detecção, contribuindo então para aumentar o ruído de fundo no sinal adquirido.

O diâmetro da cintura do feixe d_f utilizado para a obtenção das velocidades das partículas deve ser calculado a partir da fórmula:

$$d_f = \frac{4f\lambda}{\pi E d_I} \quad (4.15)$$

onde f é a distância focal das lentes frontais, λ é o comprimento de onda, d_I é o diâmetro da cintura do feixe antes de passar pelas lentes e E é o fator de expansão dos feixes.

O valor de $E = 1$ na equação (4.15) equivale a não utilizar um espaçador de feixes. Porém se o volume de medição for muito grande, aumentar E pode ser a única saída para reduzir o tamanho do volume de medição. É claro que o valor de f também pode ser variado na equação (4.15) para variar o tamanho do volume de medição, porém, a distância focal da lente sempre está presa à geometria do local onde o fenômeno ocorre.

O espaçador de feixes é uma combinação de lentes que são inseridas na frente ou no lugar das lentes convencionais do emissor do sistema de laser Doppler. Este equipamento aumenta o espaçamento entre os feixes que deixam o emissor. Os principais benefícios do espaçador de feixes são:

- (i) Reduzir o tamanho do volume de medição para uma dada distância de medição.

- (ii) Melhorar a razão sinal-ruído para uma dada distância de medição.
- (iii) Possibilitar maiores distâncias de medição sem sacrifício da relação sinal-ruído.

4.2.3 Desvio de frequência

De acordo com a equação (4.12), velocidades negativas produzem frequências negativas o que tornaria possível obter o sentido do vetor velocidade. No entanto, o receptor não consegue distinguir frequências positivas de negativas, apenas capta o valor do módulo da frequência.

Para superar esta limitação, os sistemas laser-Doppler são normalmente equipados com moduladores óptico-acústicos, chamados de células de Bragg, que permitem resolver a direção do escoamento e permitem também uma correta avaliação de baixas velocidades. O propósito da célula de Bragg é introduzir um desvio de frequência f_{des} em um dos raios, e, como consequência, as franjas de interferência deixam de ser estacionárias, mas movem-se com uma velocidade constante v_{des} dada pela equação (4.16).

$$v_{des} = f_{des} \delta_f \quad (4.16)$$

A figura (4.12) explica a introdução do desvio de frequência de um dos raios para permitir a sensibilidade direcional do anemômetro Doppler.

Quando a célula de Bragg é introduzida no caminho do raio, a sua frequência pode ser desviada de um valor f_{des} , resultando em:

$$f_1 = f_r + f_{des} \quad \text{ou} \quad f_1 = f_r - f_{des}. \quad (4.17)$$

A introdução deste desvio corresponde a uma movimentação das franjas de interferência na direção positiva do eixo longitudinal, $+x$, ou na direção negativa, $-x$, com uma velocidade constante. Depois que os dois raios espalhados se misturam na superfície do detector, a modulação de frequência capturada pelo detector, f_d , para a configuração apresentada na figura (4.5), se torna:

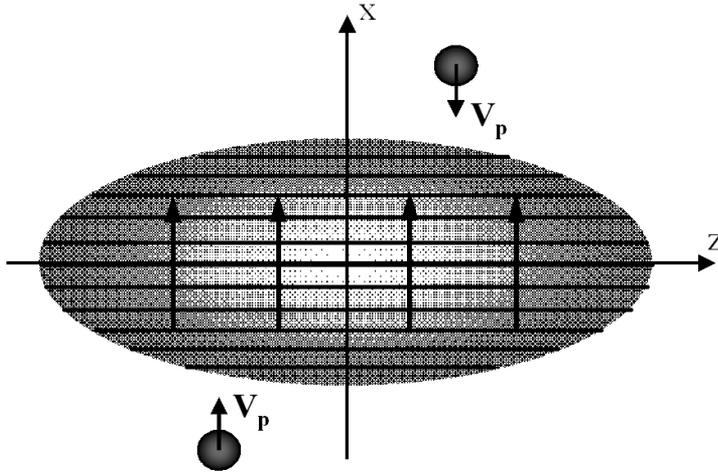


Figura 4.12: Princípio da sensibilidade direcional do sistema laser: movimentação das franjas de interferência através da introdução de um desvio de frequência em um dos raios incidentes.

$$f_d = f_{des} + \frac{\mathbf{V}_p \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)}{\lambda_r} = f_{des} \pm \frac{2S \sin \theta / 2}{\lambda_r} |V_{p\perp}| = f_{des} \pm f_D. \quad (4.18)$$

O fotodetector irá capturar a luz espalhada por uma partícula estacionária a uma frequência igual ao desvio introduzido pela célula de Bragg, normalmente de 40 MHz. Logo, uma partícula que caminhe na direção contrária ao movimento das franjas irá produzir explosões de frequência Doppler inferior ao desvio, enquanto que uma partícula que caminhe na mesma direção de movimento das franjas irá produzir sinais de frequência superior ao desvio.

4.2.4 Sinal do sistema a laser Doppler

O foto detector transforma o sinal óptico em um pulso elétrico, de forma que a grandeza primitiva da medição de um sistema a laser é este pulso que contém tanto informação sobre a frequência da velocidade a ser medida quanto do ruído. Um típico sinal elétrico gerado pelo foto detector é apresentado na figura (4.13). Este sinal apresenta uma parcela de baixa frequência que é proveniente da distribuição gaussiana dos raios lasers e uma parcela de alta frequência que contém a informação da velocidade com que a partícula atravessou o volume de controle. A amplitude deste sinal esta diretamente relacionada ao

tamanho da partícula e o número de períodos com a quantidade de franjas que a mesma atravessou.

Um filtro passa alta é utilizado para remover a componente DC do sinal, resultando em um sinal similar ao apresentado na figura (4.14). A parte DC que é removida pelo filtro passa alta é conhecida como *Pedestal Doppler*, e é geralmente utilizada como acionadora para a amostragem do “burst” ou não. Como a frequência Doppler é muito mais alta que a baixa frequência, praticamente não há perda de sinal durante este processo de filtragem. O problema ocorre quando medimos velocidades muito baixas, o que acarreta em uma frequência Doppler muito próxima da baixa frequência, implicando em perda de sinal durante a filtragem. Para evitar tal problema, faz-se o uso de um desvio de frequência (descrito na seção anterior) de tal forma que a faixa do sinal Doppler seja desviada do sinal de baixa frequência.

A interação entre o campo óptico e o material foto-sensível é um processo quântico, o que inevitavelmente gera uma certa flutuação na média da corrente gerada ocasionando em ruído. Outra forma de ruído é a reflexão de luz de partículas que não passam pelo volume de controle, além da própria luz gerada pelo ambiente onde se tomam as medições. O ruído pode ser minimizado selecionando somente a mínima largura de banda (“bandwidth”) necessária para a medição na faixa de velocidades desejada, como também através da utilização de filtros passa baixa e passa alta na entrada do processador de sinais.

Outro fator muito importante para a qualidade do sinal e o desempenho do processador de sinal é o número de partículas presentes simultaneamente no volume de controle de medição. Se na média houver muito menos que uma partícula no volume de medição então o sinal é chamado de “burst” (“bursttype Doppler signal”). Um típico “burst” é mostrado na figura (4.13); a figura (4.14) mostra um sinal de “burst” filtrado, o tipo de sinal que geralmente entra no processador de sinal.

Cada sinal gerado pelo foto detector possui uma frequência aproximadamente constante, pois o tempo de passagem da partícula pelo volume de controle é muito curto. Entretanto, em escoamentos turbulentos, uma série de sinais de frequências diferentes são coletados em seqüência e é extremamente recomendável que se utilize apenas um sinal para valor de velocidade. Para isto devemos medir em modo SMB (“single measurement

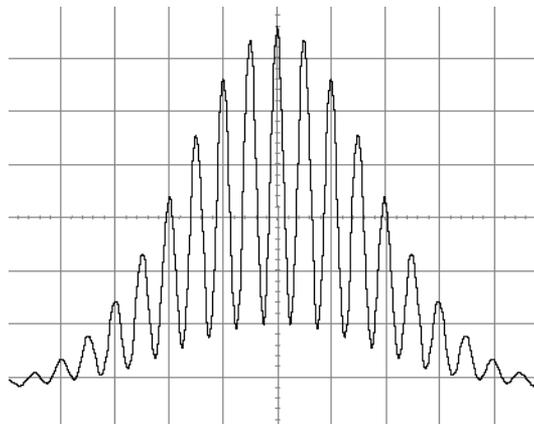


Figura 4.13: "Burst" devido a uma partícula.

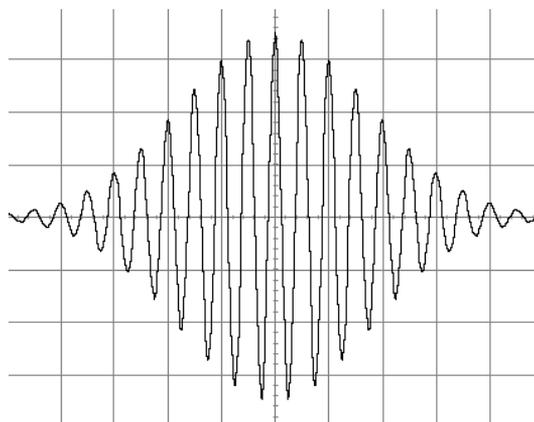


Figura 4.14: "Burst" devido a uma partícula com a parte DC removida.

per burst”) mas lembrando que para a obtenção de grandezas médias se faz necessária a obtenção de um grande número de amostras. A maioria dos processadores dos sistemas de anemometria a laser é desenvolvida para “bursts” de partícula única de modo que quando ocorre um sinal provocado por múltiplas partículas, o processador geralmente estima a velocidade como uma média ponderada das partículas no volume de medição. Deve-se atentar que este sinal multi-partícula possui uma flutuação de fase randômica que adiciona ruído à frequência Doppler detectada que é extremamente difícil de remover.

4.2.5 Partículas

Como já vimos, na ALD a velocidade do fluido não é medida diretamente. A grandeza avaliada de fato é a velocidade das partículas em suspensão no fluido. Neste sentido,

considera-se importante tecer aqui alguns comentários acerca deste assunto.

As partículas devem ser pequenas o suficiente para seguir o escoamento com eficácia, e ainda serem grandes o bastante para espalhar a luz incidente de modo a permitir que o fotodetector consiga detectar a frequência Doppler. Idealmente, as partículas também devem estar em equilíbrio estável com o fluido, i.e., elas devem ter a mesma massa específica do meio que as envolve.

Em um trabalho detalhado sobre o emprego de partículas em anemometria laser, Durst, Melling e Whitelaw (1981) ressaltam as principais características desejáveis para estes traçadores: eles devem seguir o escoamento, devem espalhar a luz com eficiência, devem ser de baixo custo e gerados com facilidade, devem ser não-tóxicos, não-corrosivos, não-abrasivos, quimicamente inativas, e, por fim, devem ser limpos.

Dependendo da natureza do escoamento, os traçadores utilizados em ALD normalmente possuem diâmetros entre 0,1 a 50 μm . Este tamanho é comparável ao comprimento de onda da luz utilizada – por exemplo, para um laser de He-Ne o comprimento de onda da luz é 632,8 nm.

A teoria aplicável para o espalhamento de luz causado por partículas de tamanho comparável ao comprimento de onda do laser é a teoria de Lorentz-Mie. Esta teoria considera partículas esféricas, e, portanto, somente considera dependências funcionais em relação ao diâmetro das partículas. Mas, na prática, a forma e a orientação destes traçadores também influenciam no espalhamento da luz. Em geral, as maiores partículas espalham menos luz que as pequenas, como mostrado na Figura (4.15). Para as grandes partículas, a razão entre a luz espalhada na direção de emissão dos raios (“forward scatter”) e na direção reversa (“backscatter”) é da ordem de 10^2 a 10^3 . Deve-se notar que a escala radial utilizada na Figura (4.15) é logarítmica para levar em conta as grandes diferenças entre as intensidades da luz no sentido da emissão dos raios, e no sentido contrário.

Com o tamanho de partículas comumente utilizado, a maior parte da luz espalhada segue o sentido oposto à sonda que transmite os raios lasers. Por este motivo, desde os primórdios da anemometria laser, a medição neste sentido preferencial sempre foi amplamente utilizada.

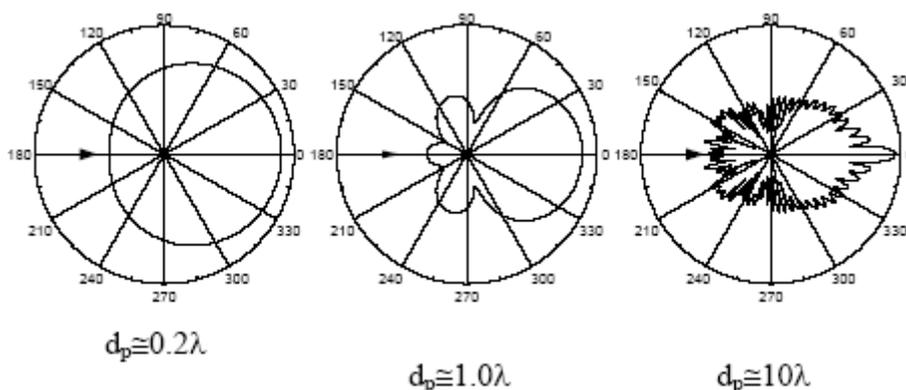


Figura 4.15: Domínio da luz espalhada por partículas esféricas de diferentes tamanhos. A intensidade da luz é mostrada em escala logarítmica.

4.3 Condições Experimentais

Os experimentos foram conduzidos em um canal d'água de circuito fechado localizado no Laboratório de Hidráulica da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. O canal em questão possui 17 *m* de comprimento e uma seção transversal de 40 *cm* de largura por 60 *cm* de altura. Quatro bombas com 150 *l/s* de vazão mantêm a circulação d'água pelo canal. Um reservatório no tampo do laboratório ajuda a estabilização do escoamento no interior do canal. Duas seções de teste com 3 *m* de comprimento cada são encontradas ao longo do canal. Ao fim do canal se encontra uma comporta mecânica que se ajusta para diferentes alturas, permitindo-se variar a altura da coluna de água no interior do canal. As paredes laterais do canal são feitas de vidro, o que possibilita a implementação da técnica de ALD. Uma foto do canal é mostrada na figura (4.16).

Por ser alta a vazão total das bombas em relação à vazão desejada para a condução do experimento, apenas duas bombas eram ligadas durante o experimento, garantindo uma máxima variação de vazão de $\pm 0.8\%$. Na entrada do canal a água era forçada a passar por uma série de telas e colméias para estabilizar o escoamento, tornando-o uniforme sem qualquer excesso de turbulência. As telas e colméias, figura (4.17), também tinham a função de controlar a dimensão das partículas que entravam no canal. Um medidor de vazão magnético MAG-XE, com precisão de 0,5 %, estava localizado na tubulação de alimentação do canal, tendo sido utilizado ao longo de todos os experimentos para



Figura 4.16: Foto do canal onde se realizaram os experimentos.

monitoramento da vazão. Foram realizados dois experimentos com vazões de $2,76 \text{ l/s}$ e $26,7 \text{ l/s}$, os quais correspondiam a uma altura de coluna de água de 236 mm e 267.5 mm respectivamente. O experimento realizado na vazão mais baixa foi importante tanto para efeito de comparação com o realizado com uma vazão mais alta mas, também para comparar com os experimentos realizados por Loureiro et al. (2005).

A seção de teste onde foram realizados os experimentos possuía 3 metros de comprimento e estava situada a 10,3 m a partir da entrada do canal. O escoamento se desenvolvia inicialmente sobre uma superfície lisa, logo após a passagem pelas telas, para finalmente escoar sobre a superfície rugosa que se iniciava a 2 m do topo da colina e avançava até 1.5 m, a partir do cume da colina. O modelo da colina estava localizado a 12 m da entrada do canal.

4.4 Instrumentação Utilizada

Um sistema ALD bidimensional fabricado pela DANTEC foi utilizado no modo direto para conduzir as medições dos campos de velocidade média e flutuação nas duas direções (*longitudinal e vertical*). Um fotodetector da Dantec modelo 55X0341 foi utilizado para a detecção da luz espalhada pela partícula ao atravessar o volume de controle criado pelo cruzamento dos feixes de laser. O sistema laser-Doppler possui uma unidade de



Figura 4.17: Colméias utilizadas para redução de turbulência e controle de tamanho de partículas.

célula de Bragg, empregada para introduzir um desvio óptico-eletrônico total de 40 MHz, permitindo a resolução do sentido do escoamento e a correta medição das velocidade com média próximas a zero.

Os feixes de laser são fabricados de maneira a passar por uma série de elementos ópticos condicionados, para assim gerar um volume de medição pequeno e aumentar o alinhamento óptico. Lentes frontais de focos 500 *mm* foram montadas no sensor para possibilitar o perfeito posicionamento do volume de controle utilizado para medição na linha de centro do canal. Antes de ser coletada pelo fotomultiplicador, a luz espalhada é obrigada a passar por um filtro de interferência de 514 *nm*, onde a luz verde é adquirida. O mesmo procedimento é utilizado para adquirir a luz azul, com um filtro de 488 *nm*. Em seguida o sinal de saída do fotomultiplicador passa por um filtro passa banda e é processado por um sistema (“Burst Spectrum Analyzer” - BSA) no modo de uma medida por “burs”.

O sistema BSA tem a função de remover as baixas frequências (pedestal), limitar o nível de ruído, realizar a conversão analógico-digital, detectar o sinal e realizar seu processamento para aquisição. Para detecção do sinal, o BSA utiliza um nível de amplitude de detecção em conjunto com um monitoramento da taxa sinal-ruído obtida em tempo real através de uma transformada de Fourier discreta. O sinal só é coletado quando ambos os critérios são satisfeitos. O tempo em que o sinal é coletado é quantificado por um osciloscópio digital. A figura (4.18) apresenta o sistema de monitoramento do BSA que pode ser acompanhado pelo usuário durante a medição.

Cada partícula que passa pelo volume de controle e espalha a luz é representada por um “burst”, o sistema “Burst Spectrum Analyzer” obtém o espectro deste sinal e, a partir de parâmetros regulados pelo operador, considera se este “burst” pode ser validado ou não para a medição. Uma série de parâmetros podem ser regulados no processador de dados. A figura (4.19) mostra o sistema ALD e o processador BSA.

Em paralelo ao sistema de detecção, os processadores amostram o mesmo sinal de entrada a alta frequência e a alta resolução (2^{16} , 2^{32} ou até mesmo 2^{64} bits) por meio de outro conversor analógico-digital. A estimativa de frequência proveniente da rotina de detecção determina então a melhor taxa de amostragem e o número ótimo de amostras

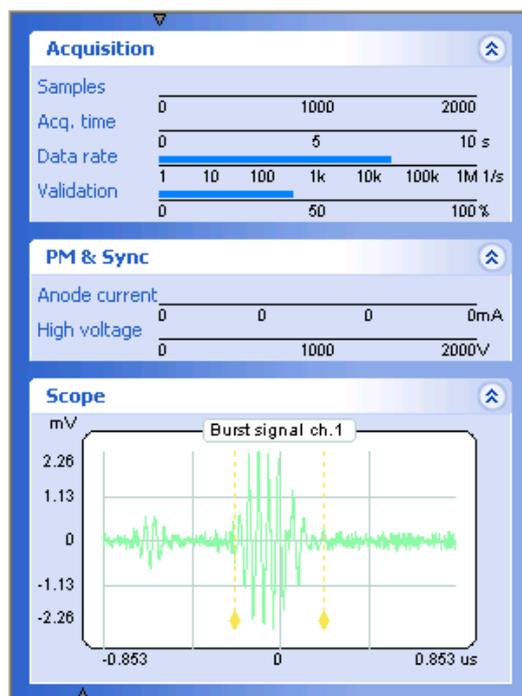


Figura 4.18: Apresentação do sistema de monitoramento do BSA.

para cada sinal característico (“burst”) avaliado. O processador automaticamente reamostra esse sinal de alta resolução, armazenado-o em uma memória dedicada a essa tarefa. A estimativa real da frequência a partir deste último sinal é feita com base na análise da densidade espectral de potência.

O programa de aquisição permite variar dois parâmetros importantes. São eles: a “frequência central” e a “banda passante”. Tais parâmetros foram ajustados de acordo



Figura 4.19: Foto do sistema de laser Doppler e o processador BSA.

a variação do valor de velocidades no perfil medido. Para um dado perfil, analisou-se a mínima e a máxima velocidades esperadas e regulou-se estes parâmetros de modo a conter todos estes possíveis valores. O valor da frequência central foi utilizado para demarcar o centro dos valores de velocidades esperadas no perfil. Já a banda passante deve ser ajustada também ponto a ponto de acordo com o tamanho das flutuações esperadas. O ajuste destes dois parâmetros é um processo iterativo, de modo que somente após algumas medições pode-se chegar a uma configuração ótima. É fundamental a observação do histograma das velocidades instantâneas gerado pelo programa instantaneamente para garantir que os parâmetros estão permitindo a perfeita aquisição de toda a extensão de possíveis valores de velocidades.

Outro parâmetro que pode ser regulado é o fator de validação de nível que representa a razão entre os dois maiores picos no espectro do “burst”. Se a razão for maior que o valor especificado, então o “burst” é validade, caso contrário é rejeitado. Para o experimento realizado, o valor utilizado foi de oito juntamente com o valor da razão sinal-ruído de cinco (o máximo). Altos valores da razão sinal-ruído rejeitariam mais ruído, levando a um alto grau de validação dos “burst” e a uma frequência de aquisição menor. As voltagens ajustadas para os dois canais do fotomultiplicador foram de 800 Volts para a direção longitudinal e 726 Volts para a direção vertical. Valores muito altos de voltagem podem introduzir ruídos além do risco de dano ao equipamento, porém, em contra partida, eles aumentam a capacidade de detecção e, por consequência, a frequência de aquisição.

Para armazenar o “burst” de uma partícula também deve-se ajustar o valor de mínimo e máximo “comprimento de registro”, que informa o número de amostras do menor e do maior comprimento de amostragem respectivamente. Para este experimento, o valor utilizado foi de 32 para o mínimo e 256 par ao máximo, já que valores mínimos menores podem acarretar muito ruído.

Para medição a simultânea de velocidade vertical e longitudinal, uma janela de coincidência de 5000 μs foi escolhida. Dessa forma o sinal só é validado se ocorrer um “burst” em cada canal de velocidade em um intervalo de tempo de até 5000 μs . Para cada ponto medido, uma amostra de 20000 pontos foi considerada. A tabela (4.2) ilustra as características do sistema ALD utilizado.

Tabela 4.2: Especificações do anemômetro laser-Doppler.

Comprimento de onda	514.5 nm (verde) 488 nm (azul)
Meio-ângulo de cruzamento dos raios	1.604°
Diâmetro do feixe	2.2 mm
Espaçamento entre os feixes	28 mm
Distância focal da lente	500 mm
Espaçamento entre as franjas	9.191 μ m (verde) 8.718 μ m (azul)
Dimensões do volume de controle	
Eixo maior	5.31 mm (verde) 5.04 mm (azul)
Eixo menor	149.0 μ m (verde) 141.0 μ m (azul)

Para posicionar o volume de controle gerado pelo cruzamento dos raios laser utilizou-se uma mesa de coordenadas com três graus de liberdade (figura 4.20). A precisão da mesa de coordenadas nas direções das componentes que geram o plano paralelo ao piso do canal é de $\pm 0.5\text{mm}$. Já na posição transversal, a evelação da mesa é executada por uma manivela sendo a variação na coordenada perpendicular ao plano do canal controlada com um relógio comparador de precisão $\pm 0.005\text{mm}$. Esta é a direção onde se deseja a maior precisão das medidas realizadas, pois nela se encontram os maiores gradientes e portanto há necessidade de uma maior quantidade de pontos medidos em uma determinada variação.

4.5 Determinação dos Dados Estatísticos Médios

Os valores estatísticos médios foram calculados pelo software de aquisição de dados automaticamente a medida em que os pontos eram coletados. Entretanto, a velocidade de cada partícula com o seu respectivo tempo em que ultrapassou o volume de controle são armazenados em um arquivo, possibilitando assim a confirmação. Tal procedimento ocorre para as componentes longitudinais e verticais do vetor velocidade. Todos os procedimentos de cálculo abaixo serão descrito para a velocidade longitudinal u , porém deve-se

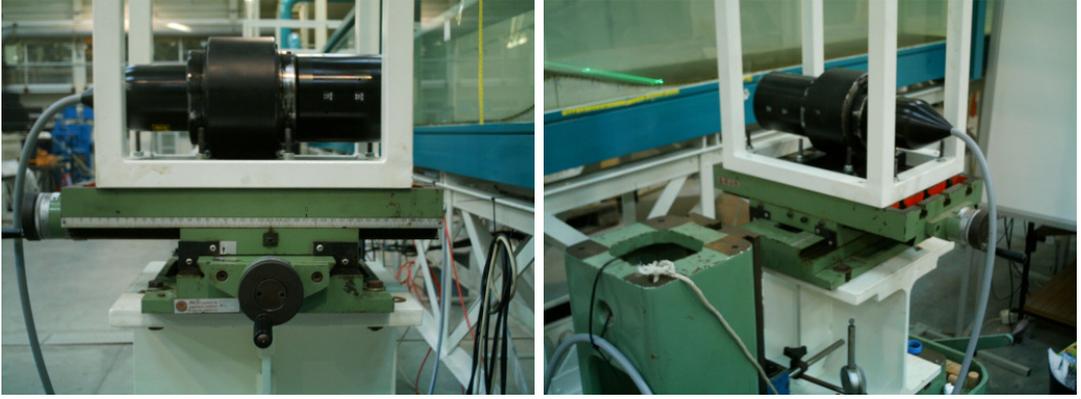


Figura 4.20: Foto ilustrativa do sistema posicionador.

recordar que o procedimento é o mesmo para a velocidade vertical v .

A velocidade média é estimada pela média aritmética das amostras instantâneas de velocidades, de acordo com a equação (4.19).

$$\bar{u} = \frac{1}{N_{amostras}} \sum_{j=1}^{N_{amostras}} u(j) \quad (4.19)$$

onde $N_{amostras}$ é o número de velocidades instantâneas adquiridas para cada média executada.

O momento de segunda ordem ou variância para a velocidade é obtido pela expressão (4.20). E extraindo a raiz quadrada da variância obtemos os valores das componentes turbulentas u_{rms} e v_{rms} .

$$\sigma_u^2 = \overline{(u')^2} = \frac{1}{N_{amostras}} \sum_{j=1}^{N_{amostras}} (u(j) - \bar{u})^2 \quad (4.20)$$

O momento de terceira ordem pode ser obtido por uma maneira análoga ao momento de segunda ordem, pela equação (4.21). O coeficiente de assimetria (S) pode ser calculado normalizando $\overline{(u')^3}$ por $[\overline{(u')^2}]^{3/2}$. A assimetria nos informa o quanto a distribuição de dados de velocidade instantânea estão simétricos em relação ao valor de velocidade média. Quanto menor a assimetria, mais simétrica em torno da média está a amostra no ponto medido.

$$\sigma_u^3 = \overline{(u')^3} = \frac{1}{N_{amostras}} \sum_{j=1}^{N_{amostras}} (u(j) - \bar{u})^3 \quad (4.21)$$

O momento de quarta ordem é obtido também de maneira semelhante (4.22). O coeficiente de achatamento (F) pode ser calculado normalizando $\overline{(u')^4}$ por $\left[\overline{(u')^2}\right]^2$. O achatamento em uma determinada amostra indica a maior ou menor incidência de valores de velocidade instantânea mais afastados do valor da velocidade média. Portanto, quanto maior o achatamento maior é a ocorrência de valores instantâneos de velocidade afastados da média.

$$\sigma_u^4 = \overline{(u')^4} = \frac{1}{N_{amostras}} \sum_{j=1}^{N_{amostras}} (u(j) - \bar{u})^4 \quad (4.22)$$

O processador ainda tem como parâmetro de saída o momento cruzado ($\overline{u'v'}$), dado pela equação (4.23). Vale ressaltar que o valor de $\overline{u'v'}$ é sempre negativo.

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{N_{amostras}} \sum_{j=1}^{N_{amostras}} (u(j) - \bar{u})(v(j) - \bar{v}) \quad (4.23)$$

4.6 Análise de Incertezas

É de fundamental importância estimar o erro dos valores de velocidade média e turbulenta obtidos com o equipamento do presente experimento. Nesta seção serão apresentadas e discutidas as principais causas das incertezas na medições e a metodologia utilizada para quantificá-la. A incerteza na medida de velocidade obtida com a técnica de anemometria laser Doppler para o presente experimento pode ser atribuída a duas principais causas: a escolha correta do número de amostras e o perfeito alinhamento dos feixes de laser com o escoamento.

É importante ressaltar que outras fontes de erros, principalmente sistemáticos, podem ocorrer em medições com sistemas ALD, porém, no presente caso esses erros são desprezíveis, como o erro causado pelo efeito de “mean gradient broadening” que ocorre apenas em presença de altos gradientes de velocidades. Porisso, se o tamanho do volume de controle na direção de medição da velocidade for muito extenso, partículas com velocidades mais elevadas terão um peso maior no valor das grandezas medidas. Este erro é maior em grandezas turbulentas pois ele é proporcional ao quadrado da primeira derivada. A equação (4.24) mostra o erro causado no valor de velocidade média somente devido a

este fator, enquanto a equação (4.25) mostra o erro sobre a grandeza turbulenta. Foram analisados os erros para o perfil mais crítico em termos dos gradientes de velocidades ($x = 0mm$) e obteve-se $U_v - U_{med} = 8.44 \times 10^{-12}$ e $\sigma_g^2 = 2.73 \times 10^{-12}$, o que indica a não influência deste erro na medição.

$$U_v - U_{med} = \frac{1}{2} \left(\frac{l_{vc}}{4} \right)^2 \frac{d^2 U}{dz^2} \quad (4.24)$$

$$\sigma_g^2 = \left(\frac{l_{vc}}{4} \right)^2 \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 \quad (4.25)$$

Uma descrição mais detalhada de todos os erros presentes em um processo de medição com anemometria laser Doppler pode ser encontrada nos trabalhos de Kline (1985), Moffat (1985) e Coleman e Steele (1999).

O número de pontos adquiridos em uma amostra deve ser tal que nos permita capturar a maioria dos fenômenos presentes além de garantir que os pontos não estejam correlacionados. Portanto, em uma primeira análise, quanto maior o tamanho da amostra, melhor. No entanto, também devemos avaliar a frequência com que os dados são coletados pois uma amostra muito grande com uma frequência de aquisição não tão alta pode tornar o experimento inviável devido ao alto tempo de amostragem para cada ponto. O que se deve fazer é um meio termo entre uma amostra grande o suficiente para coletar todos os fenômenos mas não tão grande que demore muito para ser realizada. A literatura mostra que dados de turbulência de boa qualidade são conseguidos com um intervalo mínimo de trinta segundos, tempo suficiente para capturar os fenômenos presentes, em amostras com 20000 elementos.

Para avaliar a influência da amostra no cálculo da velocidade média e turbulenta de cada ponto do escoamento foram calculadas as incertezas para amostras com 10000, 20000 e 30000 eventos. Cada comparação foi realizada para três posições diferentes no perfil de velocidades: $z = 8 \text{ mm}$, $z = 16 \text{ mm}$ e $z = 30 \text{ mm}$. A escolha destes pontos garante que a incerteza será verificada em pontos no interior da região logarítmica – dominada pelos efeitos turbulentos – do perfil de velocidades. Foram medidas dez amostras para cada posição no eixo z com um determinado número de eventos. Todas as medições foram realizadas em $z = -496 \text{ mm}$.

As tabelas (4.3), (4.4) e (4.5) apresentam os valores das incertezas obtidas para a velocidade média e turbulenta em $z = 8 \text{ mm}$ para amostras com 10000, 20000 e 30000 eventos respectivamente. Este processo ainda é repetido para mais dois pontos do perfil e os resultados obtidos de todos os pontos são condensados na tabela (4.6).

Tabela 4.3: Análise da influência do número de eventos na incerteza dos resultados experimentais. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -496 \text{ mm}$, $z = 8 \text{ mm}$, utilizando 10,000 eventos.

Amostra	U (m/s)	u' (m/s)
1	0.0336	0.0064
2	0.0365	0.0059
3	0.0342	0.0058
4	0.0361	0.0063
5	0.0364	0.0047
6	0.0349	0.0058
7	0.0358	0.0059
8	0.0365	0.0053
9	0.0351	0.0058
10	0.0334	0.0058
Média	0.0352	0.0058
Desvio padrão	0.011	0.0004
Coef. var(%)	0.0339	0.0840

O incorreto posicionamento angular também pode acarretar erros nas medições realizadas. Caso a sonda esteja posicionada em um ângulo diferente de 90° , não será medido o valor da verdadeira velocidade longitudinal (ou vertical) e sim um valor de velocidade que será a projeção do vetor de velocidade correto no plano formado pelos dois feixes de laser. Entretanto, verifica-se na literatura que o erro causado por pequenas variações angulares (de 1° a 3°) são praticamente desprezíveis se comparados às incertezas obtidas

Tabela 4.4: Análise da influência do número de eventos na incerteza dos resultados experimentais. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -496$ mm, $z = 8$ mm, utilizando 20,000 eventos.

Amostra	U (m/s)	u' (m/s)
1	0.0350	0.0065
2	0.0351	0.0061
3	0.0356	0.0053
4	0.0361	0.0059
5	0.0343	0.0060
6	0.0365	0.0059
7	0.0361	0.0056
8	0.0368	0.0054
9	0.0357	0.0066
10	0.0348	0.0061
Média	0.0356	0.0059
Desvio padrão	0.0008	0.0004
Coef. var(%)	0.0228	0.0690

devido a escolha correta do número de amostras.

Outras contribuições para a incerteza das medições por anemometria laser-Doppler são tratadas por Durst et al. (1981) e Albrech et al. (2003).

Com isso, podemos afirmar que o erro obtido na medição das grandezas médias é da ordem de 4 % e de 8 % para as grandezas turbulentas. Claramente estes erros são para condições extremas, pois na maior parte dos pontos medidos as amostras possuem pelo menos 30000 pontos. Apenas em alguns pontos com medição de velocidade longitudinal e vertical, onde se utilizou o limitante no tempo de medição, é que se obteve amostras com um número reduzido de pontos coletados e conseqüentemente com um maior erro.

Tabela 4.5: Análise da influência do número de eventos na incerteza dos resultados experimentais. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -496$ mm, $z = 8$ mm, utilizando 30,000 eventos.

Amostra	U (m/s)	u' (m/s)
1	0.0348	0.0062
2	0.0358	0.0056
3	0.0358	0.0060
4	0.0355	0.0058
5	0.0370	0.0054
6	0.0354	0.0064
7	0.0346	0.0059
8	0.0352	0.0061
9	0.0356	0.0057
10	0.0353	0.0062
Média	0.0355	0.0059
Desvio padrão	0.0006	0.0003
Coef. var(%)	0.0185	0.0512

Tabela 4.6: Análise da influência do número de eventos na incerteza dos resultados experimentais. Resultado condensado contendo apenas o coeficiente de variância.

	10000 pts	10000 pts	20000 pts	20000 pts	30000 pts	30000 pts)
	U (m/s)	u' (m/s)	U (m/s)	u' (m/s)	U (m/s)	u' (m/s)
$z=8$ mm	0.0339	0.0840	0.0228	0.0690	0.0185	0.0512
$z=16$ mm	0.0421	0.0722	0.0337	0.0593	0.0271	0.0543
$z=30$ mm	0.0310	0.0366	0.0272	0.0392	0.0166	0.0515

Capítulo 5

Resultados

Neste capítulo serão apresentados os resultados das duas campanhas experimentais realizadas no canal d'água com a presença da colina rugosa. Na primeira campanha, a vazão d'água utilizada foi de 2,75 litros com uma altura de coluna de água no canal de 236 *mm*. Já para a segunda campanha, a vazão d'água foi de 26,7 litros com 268 *mm* de altura de coluna de água. A vazão foi aumentada tão bruscamente para que uma região de escoamento separado fosse observada, já que a primeira condição não propiciou este fato. Para cada condição o número de Reynolds foi determinado como a velocidade do escoamento externo multiplicada pela altura do cume da colina e dividida pela viscosidade do fluido.

Para a campanha realizada com a vazão mais baixa não verificou-se qualquer região de separação do escoamento. Há uma maior concentração de perfis medidos sobre a colina na tentativa de capturar alguma região de separação. A distribuição dos dez perfis coletados está disposta na figura (5.1.a).

Já para a segunda condição, procurou-se primeiramente apresentar e discutir as propriedades da camada limite não perturbada. Em seguida, os resultados para o escoamento perturbado sobre a colina são apresentados. Por clareza, e para identificar os mecanismos dominantes em cada região, os resultados são particularmente divididos em três blocos: dados do escoamento até o ponto de recirculação, dados para a região de recirculação e dados para a região de retorno à condição de equilíbrio. Todas as medidas foram tomadas com referência ao sistema cartesiano localizado no eixo de simetria da colina. Todos

os perfis foram medidos na linha de centro do canal. Foram realizadas medições em onze estações ao longo da seção de teste; a figura (5.1.b) ilustra a distribuição espacial das estações de medições. Para a obtenção de parâmetros relevantes como o fator de “speed-up” fracionário, os perfis tomados em diferentes estações da colina rugosa foram comparados com um perfil não perturbado medido à jusante da colina, onde o efeito da presença da colina não é percebido.

5.1 Condição de Reynolds baixo - $Re = 5.00 \cdot 10^3$

Quando os primeiros ensaios foram idealizados, nosso objetivo primário era obter dados para escoamentos sobre colinas rugosas com vistas a uma comparação com os dados de Loureiro (2005). Assim, foi feito. Entretanto, para nossa surpresa, verificou-se imediatamente que as perturbações provocadas pela rugosidade eram dramáticas o suficiente para suprimir completamente a região de escoamento reverso. Foi apenas a partir desse fato que foi aumentado em uma ordem de grandeza o número de Reynolds para os ensaios da segunda campanha.

Qualquer possível separação do escoamento foi inspecionada inicialmente através de visualizações realizadas com permanganato de potássio. A partir desta informação qualitativa, foi então determinada a posição ideal para a localização das estações de medição.

5.1.1 Visualização do escoamento

Será apresentada a seguir uma amostra única do conjunto de visualizações realizadas neste trabalho para as condições de escoamento referentes ao número de Reynolds mais baixo. Isso objetiva oferecer ao leitor uma visão qualitativa do padrão de escoamento sobre a colina rugosa.

A figura (5.2) mostra um foto ampliada do comportamento do escoamento na região à jusante da colina, bem próxima ao cume. O escoamento resiste ao gradiente de pressão imposto pela presença da colina, ultrapassando a mesma sem sofrer descolamento aparente. Esse comportamento será corroborado com uma análise dos perfis médios de velocidade.

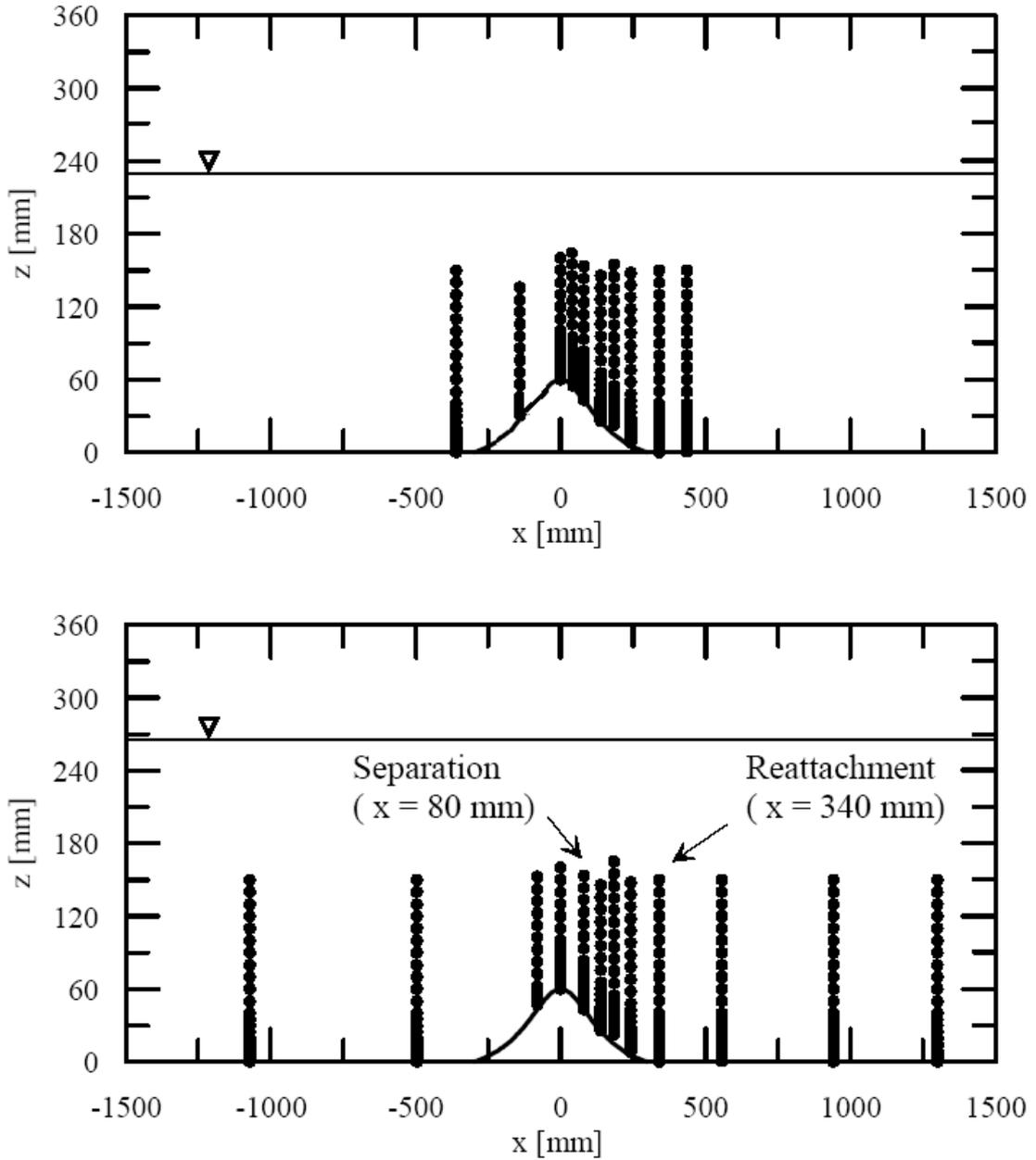


Figura 5.1: Distribuição Espacial dos perfis medidos. (a): 2.75 l e 236 mm de coluna de água ($Re = 5.00 \cdot 10^3$); (b): 26.7 l e 236 mm de coluna de água ($Re = 1.86 \cdot 10^4$).

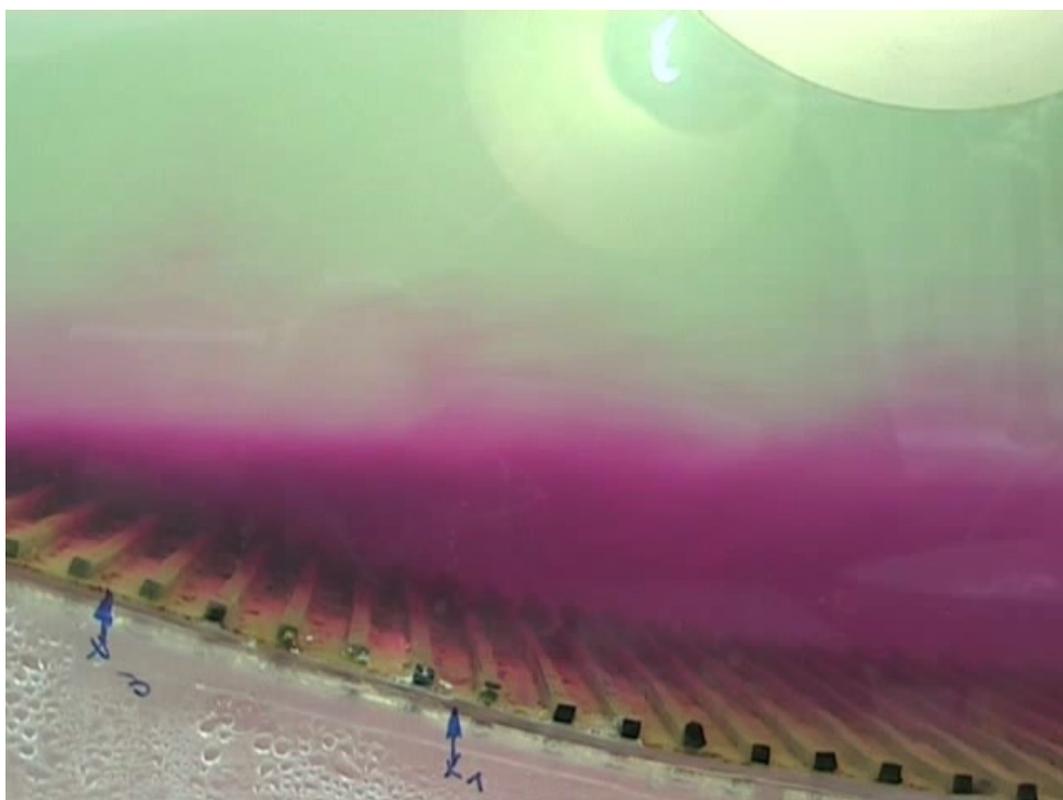


Figura 5.2: Escoamento sobre a colina rugosa sem a aparente região de separação. $Re = 5.00 \cdot 10^3$

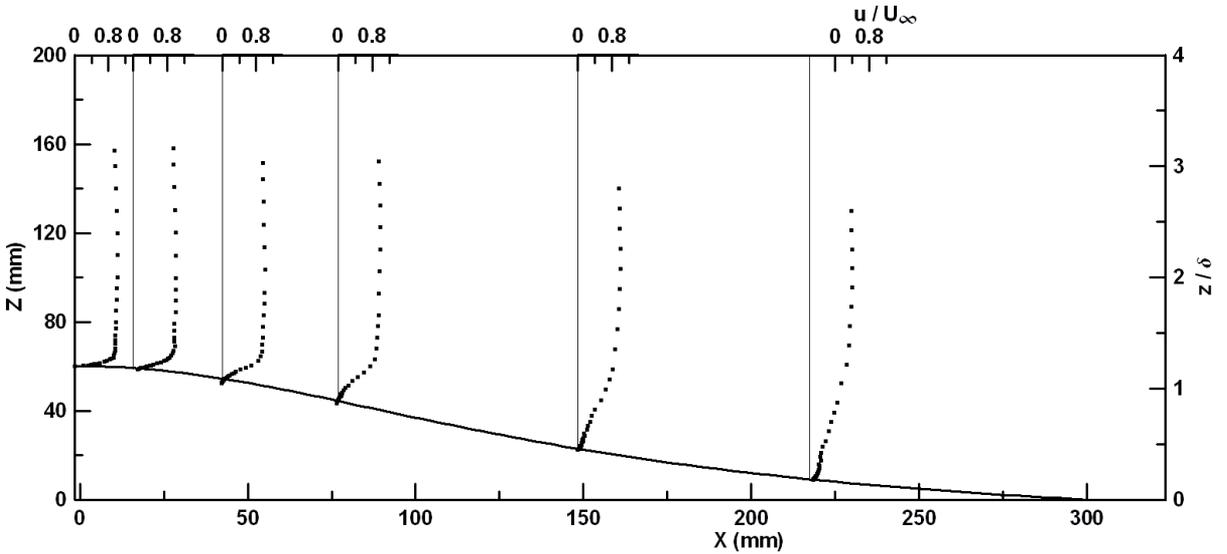


Figura 5.3: Perfis de velocidade longitudinal à jusante da colina rugosa. $Re = 5.00 \cdot 10^3$

5.1.2 O campo de velocidade média e turbulenta

Buscando evidenciar bem o escoamento nas regiões próximas ao cume da colina, procurou-se concentrar uma grande quantidade de perfis nesta região. Em particular, a região na encosta jusante foi bem monitorada para confirmar a não existência de qualquer região de separação. Com todo este cuidado, confirmou-se que nenhuma região de escoamento separado existia. A figura (5.3) ilustra os perfis de velocidades média longitudinais concentrados na região próxima ao cume da colina, quando percebe-se claramente que o escoamento ultrapassa a colina de forma suave. Vale lembrar que sempre será apresentado o valor do módulo de $\overline{u'v'}$.

O aumento da difusão turbulenta próxima à parede rugosa faz com que o escoamento não perturbado, U_∞ , seja menos sensível ao gradiente imposto pela colina, passando sobre ela sem que qualquer região de separação seja de fato observada.

As figuras (5.5) e (5.4) apresentam as tensões de Reynolds cisalhante $\overline{u'v'}$ e longitudinal $\overline{u'u'}$ para a região à jusante da colina.

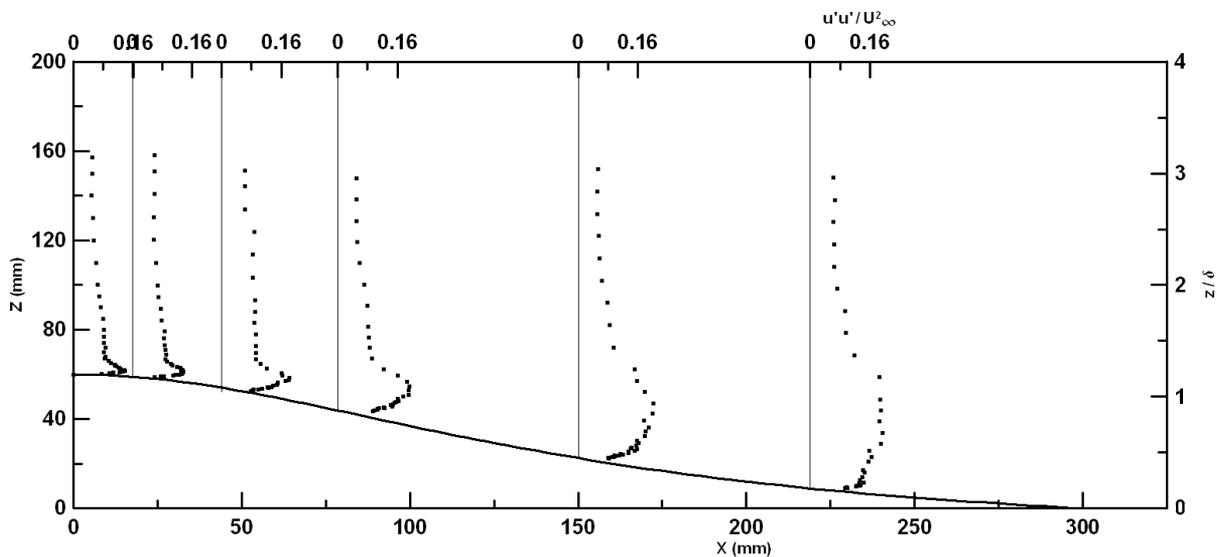


Figura 5.4: Perfis da tensão de Reynolds longitudinal $\overline{u'u'}$ à jusante da colina rugosa. $Re = 5.00 \cdot 10^3$

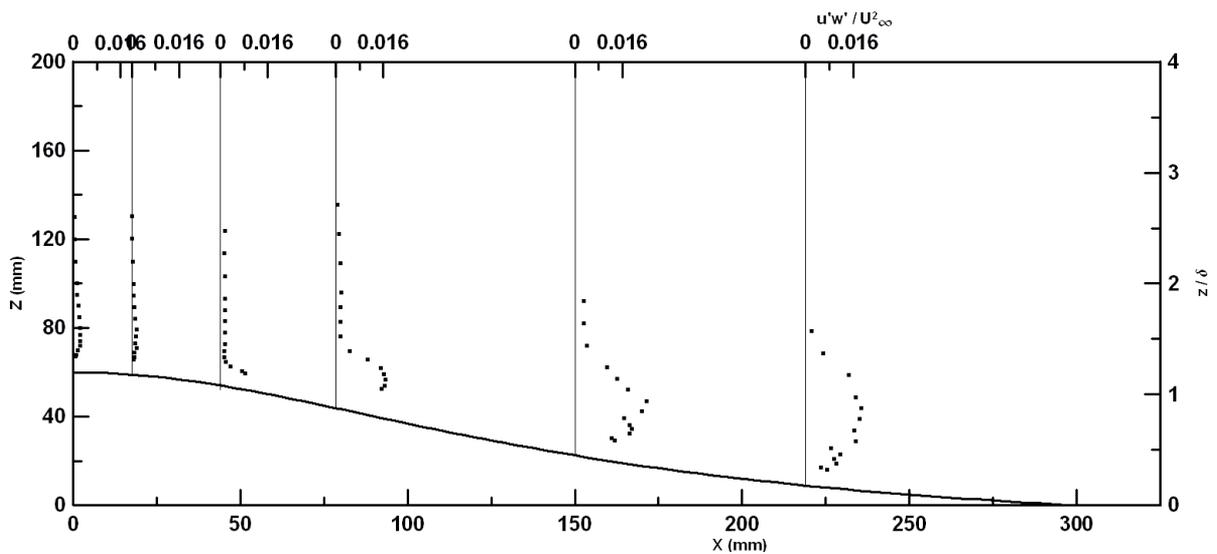


Figura 5.5: Perfis da tensão de Reynolds cisalhante $\overline{u'w'}$ à jusante da colina rugosa. $Re = 5.00 \cdot 10^3$

5.2 Condição de Reynolds alto - $Re = 1.86 \cdot 10^4$

Para melhor entendimento e clareza dos resultados, primeiramente analisaremos os resultados da camada limite turbulenta não perturbada à montante da colina. A seguir serão apresentados os resultados “perturbados”, ou seja, os resultados referentes ao escoamento sobre a colina e em sua região de esteira. Inicialmente, será apresentada uma visualização do escoamento com uma respectiva identificação do ponto de descolamento. Continuando, serão apresentados os dados referentes às grandezas médias seguidos dos dados relativos ao campo turbulento. Todos os dados obtidos desta seção foram obtidos com condições de escoamento correspondentes a um número de Reynolds igual a $1.88 \cdot 10^4$.

5.2.1 A camada limite não perturbada

A caracterização do escoamento não perturbado fornece dados de referência para uma avaliação do escoamento perturbado sobre a colina. Para o presente experimento, os perfis de velocidade média e flutuantes de referência foram medidos na estação $x = -1072$ mm. A figura (5.6) mostra o perfil de velocidade média longitudinal em coordenadas físicas normalizadas, onde δ denota a espessura da camada limite e U_δ a velocidade no escoamento livre. O perfil de flutuações da velocidade longitudinal para o escoamento não perturbado é mostrado na figura (5.7). Aqui, o eixo vertical é adimensionalizado pela altura da camada limite, δ , e o eixo horizontal pela velocidade média na região externa da camada limite, U_δ . A altura da camada limite, δ , foi definida com base na altura correspondente a $0.99U_\infty$, ou seja, $U_\delta = 0.99 U_\infty$. Onde U_∞ representa a velocidade do escoamento externo. As medições foram realizadas em uma região em que a camada limite está totalmente desenvolvida e segue aproximadamente uma relação de lei de potência do tipo $(z/\delta)^{1/7}$, ver Schlichting (1979).

Para um escoamento sobre superfície rugosa, a lei de parede pode ser escrita por:

$$U = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right), \quad (5.1)$$

onde κ denota a constante de von Kármán, d é a altura de deslocamento e z_0 o parâmetro de rugosidade. A equação (5.1) ilustra um modo comum de se escrever a lei logarítmica

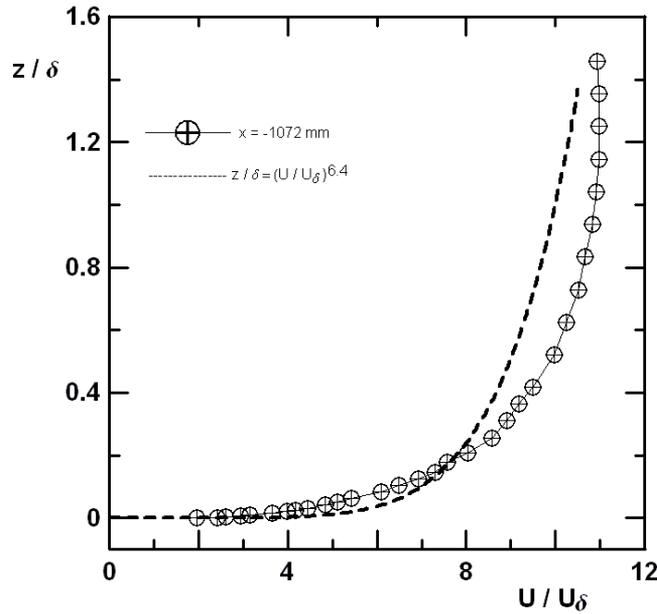


Figura 5.6: Perfil de velocidade média em coordenadas físicas na estação $x = -1072$ mm. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

do perfil de velocidades sobre superfícies rugosas nas literaturas de engenharia e de meteorologia, (veja, por exemplo, Perry e Joubert (1963), Jackson (1981) e Malhi (1996)). Repare que esta relação pode ser utilizada para calcular a velocidade de atrito através da avaliação do coeficiente angular (u_τ/κ) mas, esse procedimento é incerto devido à alta sensibilidade de (u_τ/κ) a variações de d e de z_0 .

Um segundo modo de calcular a velocidade de atrito da camada limite não perturbada sobre uma superfície rugosa consiste em utilizar a tensão cisalhante de Reynolds. Considerando que a uma determinada distância da parede as tensões turbulentas sejam a parte dominante da tensão total de cisalhamento, uma região de distribuição constante pode ser identificada no perfil do módulo de $\overline{u'v'}$. O valor médio de $\overline{u'v'}$ nesta região pode então ser utilizado para avaliar u_τ , figura (5.8). Este procedimento, por exemplo, é adotado por Athanassiadou e Castro (2001) e Cao e Tamura (2006). O valor da velocidade de atrito calculado no presente trabalho foi de $u_\tau=0.072 U_\delta$. Este valor está próximo em até 5 % com os valores obtidos por Britter et al. (1985), $u_\tau=0.069 U_\delta$, e Athanassiadou e Castro (2001), $u_\tau=0.060 U_\delta$.

Com a velocidade de atrito determinada, o parâmetro de rugosidade z_0 e a altura de

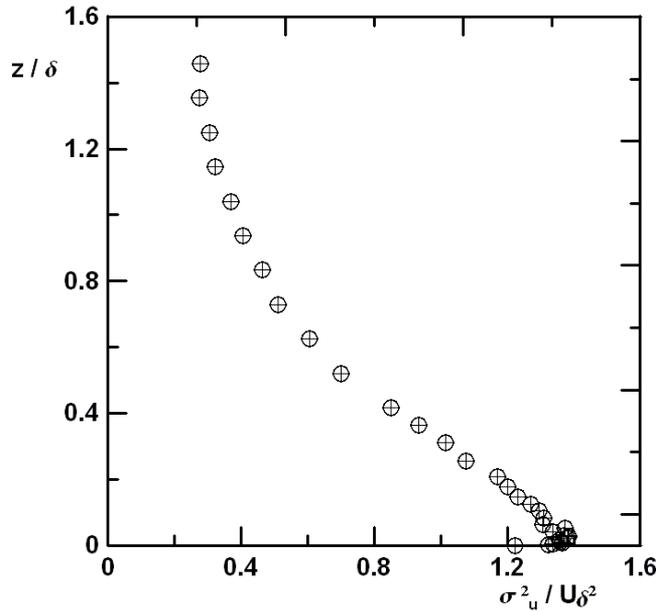


Figura 5.7: Perfil das tensões turbulentas normais de Reynolds no sentido longitudinal e transversal para a camada limite não perturbada. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

deslocamento d podem ser obtidas pela equação (5.1). De acordo com Malhi (1996), a altura de deslocamento d é uma quantidade dinâmica, e está relacionada com o comportamento dos mecanismos de transporte turbulento. Entretanto, o parâmetro de rugosidade z_0 é considerado como sendo unicamente relacionado com a geometria da superfície e independente das variáveis meteorológicas. Utilizando o método gráfico de Perry e Joubert (1963), o perfil de velocidades foi escrito em um gráfico log-linear. A seguir, variando-se o valor de d em passos de 0.1 mm através de um processo iterativo, obteve-se os valores dos parâmetros que forneciam o melhor ajuste da reta referente à lei de parede logarítmica para superfície rugosas, figura (5.10). A curva mais apropriada foi escolhida procurando-se pelo máximo coeficiente de determinação, “R-squared”, garantindo assim o melhor valor de d . Outros parâmetros estatísticos também são considerados no processo. Conseqüentemente, de acordo com a equação (5.1), o valor de z_0 é calculado pelo coeficiente linear da melhor aproximação de reta. A reta selecionada está ilustrada na figura (5.10).

As propriedades globais e locais da camada limite não perturbada estão apresentadas na tabela (5.1). Com o valor encontrado de 8.91 para o Reynolds rugoso ($u_\tau z_0 / \nu$) podemos garantir que a camada limite é totalmente rugosa, ou seja, o escoamento é do-

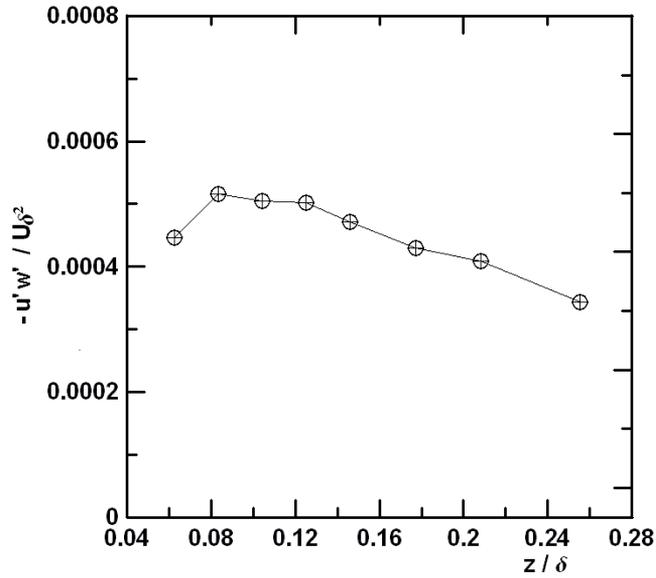


Figura 5.8: Distribuição das tensões cisalhantes turbulentas na estação $x = -1072$ mm. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

minando em suas camadas internas por efeitos turbulentos (veja Albertine et al. (2005)). As alturas da camada interna, l , e da camada intermediária, h_m , dadas respectivamente pelas equações (3.7) e (3.8) foram calculadas, sendo o resultado mostrado na tabela (5.1).

5.2.2 A camada limite perturbada: visualização do escoamento

Em uma tentativa de visualização dos principais fenômenos presentes no escoamento sob escrutínio, adicionou-se permanganato de potássio (funciona como corante) ao mesmo. Para obter a melhor visualização, foram adotadas duas técnicas: a primeira consistia em colocar pó de permanganato de potássio bem à montante da colina e observar as linhas de trajetórias descritas pelo escoamento. A segunda se resumia a colocar uma certa quantidade de traçador sobre a colina, na possível região de recirculação e observar a difusão do pó para através dela identificar ou não uma região de recirculação. A figura (5.11) ilustra o tipo de comportamento esperado do escoamento, ajudando assim na visualização dos fenômenos através da filmagem da passagem do escoamento com o corante no canal d'água.

Através de uma escala métrica colocada na parede de vidro do canal pode-se avaliar

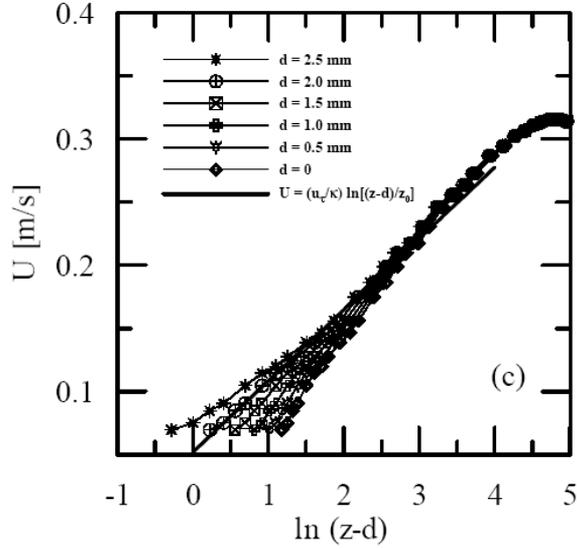


Figura 5.9: Escoamento não perturbado em $x = -1072$ mm. Metodologia para obtenção do erro na origem.

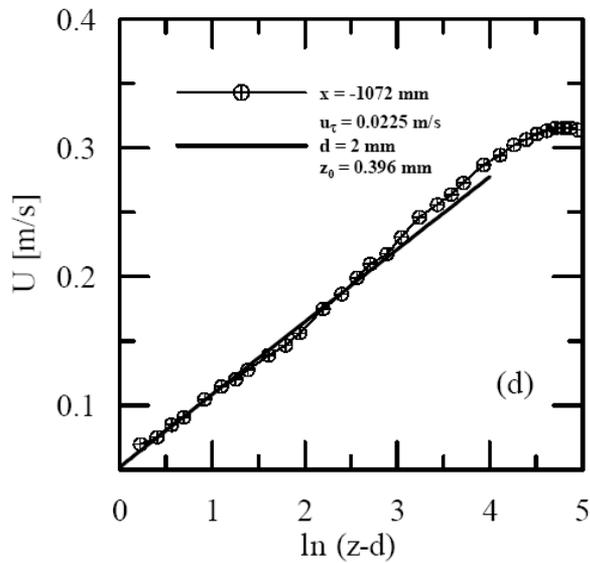


Figura 5.10: Perfil de referência de velocidade média longitudinal em coordenadas internas (em $x = -1072$ mm). A reta define o ajuste da lei logarítmica, que fornece os resultados para a velocidade de atrito de referência e para o parâmetro de rugosidade.

Tabela 5.1: Propriedades do perfil não perturbado.

Espessura da camada limite	δ	100 mm
Velocidade do escoamento livre	U_δ	0.3133 m/s
Velocidade de fricção	u_*	0.0225 m/s
Erro na origem	d	0.3 mm
Parâmetro de rugosidade	z_0	0.3960 mm
Número de Reynolds rugoso	$U_\delta z_0 / \nu$	123
Camada interna	l (mm)	9.40
Camada intermediária	h_m	53.45

as posições dos pontos de separação e de recolamento do escoamento. Esses valores aproximados serão comparados com o resultados das medições realizadas com o ALD. A figura (5.12) mostra o comportamento geral do escoamento sobre a colina rugosa para o número de Reynolds alto. Pode-se observar uma região mais escura: a região que caracteriza a zona de recirculação. A figura (5.13) identifica o ponto de separação do escoamento como estando localizado a aproximadamente 80mm a jusante do topo colina. O ponto de recolamento foi estimado em $x = 350 \text{ mm}$, pela filmagem do escoamento na presença de um corante.

Através da visualização podemos observar uma região grande de separação bem definida à jusante da colina, com um processo de emissão de vórtices bem caracterizado. Ao contrário do comportamento encontrado em colina lisas, onde o ponto de separação fica oscilando à jusante e à montante (ver Britter et al. (1981) e Simpson (1991)), a posição desses pontos não varia muito em relação ao topo da colina. A observação do vídeo com a gravação de todo processo de visualização certamente privilegia um melhor entendimento e uma visualização dos fenômenos observados.

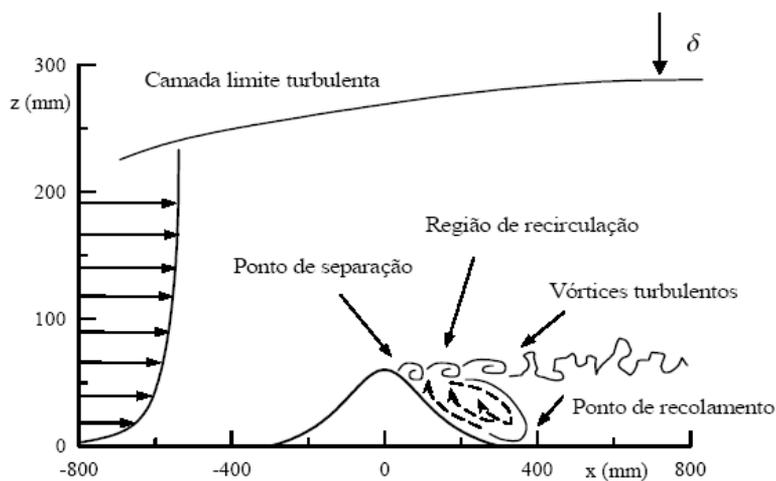


Figura 5.11: Ilustração dos fenômenos presentes em um escoamento sobre colinas.

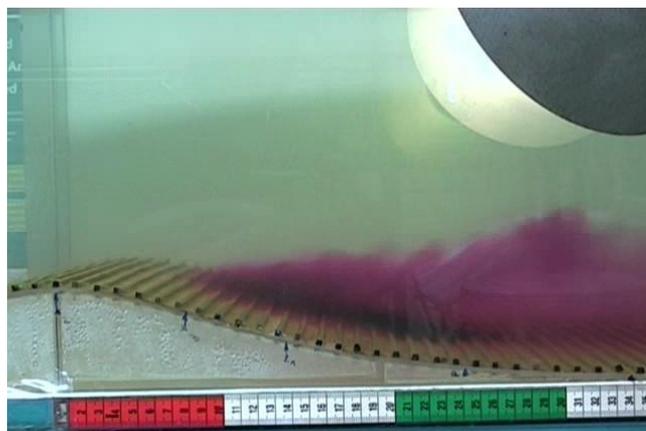


Figura 5.12: Visualização com adição de permanganato de potássio. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

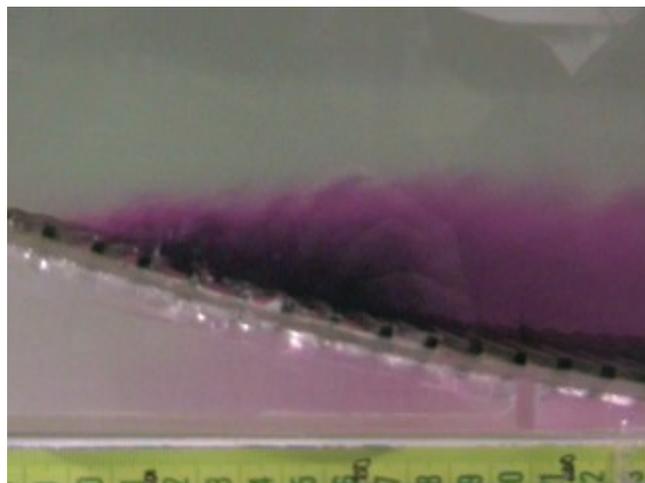


Figura 5.13: Visualização do ponto de separação. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

5.2.3 O campo de velocidades médias sobre a colina

Os perfis de velocidades médias longitudinais medidos nas posições ilustradas na figura (5.1.(b)) serão apresentados em gráficos separados referentes às três regiões distintas: à montante do topo da colina (figura 5.14), sobre a colina (figura 5.21) e na região de retorno à condição de equilíbrio (figura 5.16). Note que o argumento $(z - z_H)$ desloca a origem do sistema de coordenadas para a superfície da colina, acompanhando assim a superfície da colina. Nesses gráficos, as medidas de velocidade foram adimensionalizadas pelo valor da velocidade na borda da camada limite de referência, U_δ , sendo a coordenada vertical adimensionalizada pela altura da colina, H . Para uma maior clareza na observação da região de separação do escoamento, os perfis medidos desde a estação $x = 0 \text{ mm}$ até a estação $x = 340 \text{ mm}$ estão dispostos na figura (5.17), que segue a topografia da colina.

A aceleração imposta ao escoamento devido à obstrução causada pela presença da colina pode ser observada na evolução dos perfis da figura (5.16). Na figura (5.17) pode-se observar com clareza a extensão da região de recirculação gerada pela presença da colina. Podemos estimar também o ponto de separação em $x = 80 \text{ mm}$ e o ponto de recolamento em $x = 340 \text{ mm}$. A linha pontilhada representa os pontos onde a velocidade é nula, ou seja, todos os pontos abaixo da linha tracejada indicam velocidade no sentido reverso ao do escoamento. A linha tracejada representa a borda da região de recirculação, estimada através do ponto onde a tensão de cisalhamento é máxima no perfil de velocidade

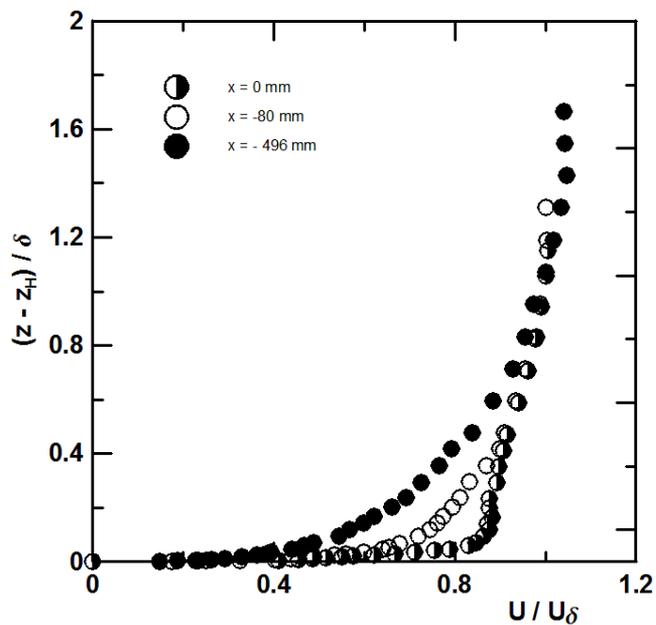


Figura 5.14: Perfil de velocidade média longitudinal à montante da colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

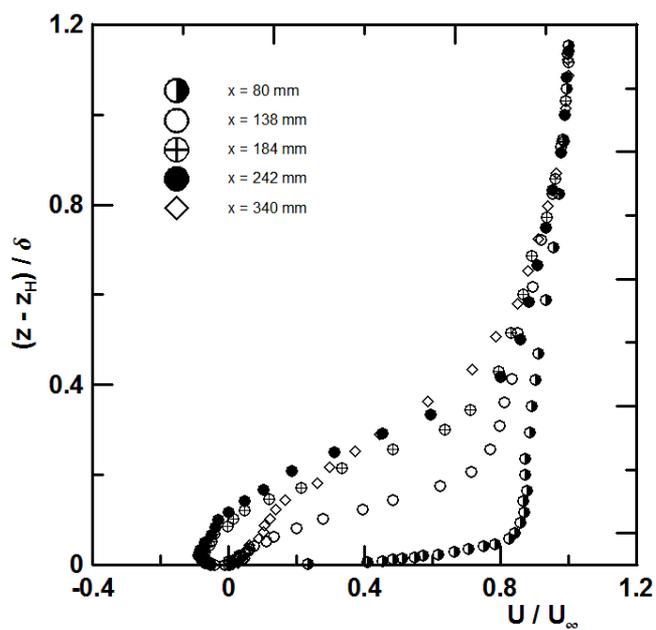


Figura 5.15: Perfil de velocidade média longitudinal sobre a colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

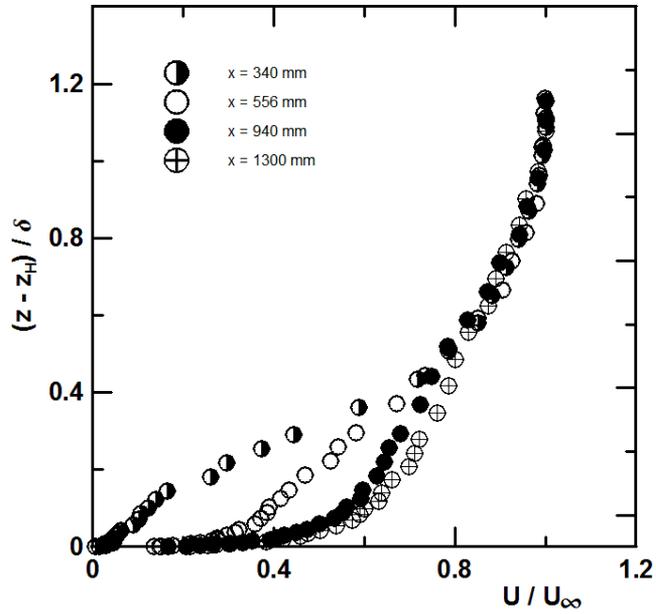


Figura 5.16: Perfil de velocidade média longitudinal à jusante da colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

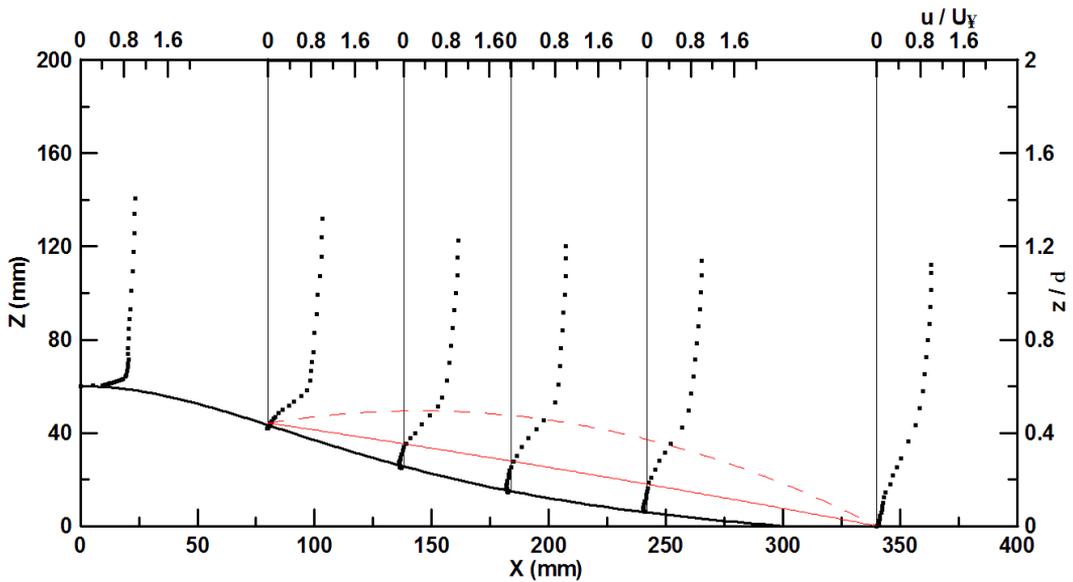


Figura 5.17: Perfis de velocidade média longitudinal medidos na região de recirculação. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

média.

Através dos gráficos da figura (5.16) podemos acompanhar o comportamento da camada limite quando a mesma está retornando para a condição de equilíbrio. Somente em $x = 1300 \text{ mm}$ é que percebemos que o escoamento praticamente perdeu a memória da esteira causada pela presença da colina, porém o perfil ainda não se encontra idêntico ao não perturbado. A estação medida em $x = 1300 \text{ mm}$ equivale a uma distância longitudinal de $22 H$ a partir do tópo da colina. Outra observação que pode ser verificada através da observação dos gráficos da figura (5.16) é que o escoamento médio tende primeiramente a equilibrar a região mais externa da camada limite, para posteriormente equilibrar a mais interna. Essa característica é típica de escoamentos rugosos.

A evolução do perfil de velocidade vertical na região de separação sobre a colina pode ser analisada na figura (5.18). A linha pontilhada representa os pontos onde a velocidade longitudinal é nula; a linha tracejada indica o limite da zona de recirculação. Na região mais adjacente à parede o fluido tende a se movimentar contra o escoamento, na tentativa de atingir o tópo da colina, conservando assim a topologia esperada para os perfis de velocidade. Já na região um pouco mais acima, ainda na região de recirculação, a velocidade vertical é negativa e o fluido tende a se dirigir do tópo para a base da colina. Estas características nos permitem caracterizar bem a “bolha” de recirculação que se forma à jusante da colina.

Na figura (5.19) podemos observar o fator de “speed up” fracionário $((U - U_r)/U_r)$ e a perturbação de velocidade $\Delta u (U/U_r)$ em relação à camada limite de referência. Como já era esperado, o maior aumento de velocidade ocorre na camada interna, próxima a parede, porém a perturbação devido a presença da colina se estende por todo o perfil de velocidades. O pico de “speed up” fracionário foi obtido em $x = 3.5 \text{ mm}$, atendendo a previsão teórica de $1/3 l$ calculada por Jackson e Hunt (1975). A magnitude do valor de ‘speed up’ fracionário está aproximadamente 30% menor que o previsto pela teoria. A discrepância pode ser atribuída a presença da rugosidade, que acaba também por afetar o valor do “speed up” fracionário. No trabalho de Britter et al. (1981), os autores também atribuem a diferença entre o valor teórico e o experimento a influência da rugosidade.

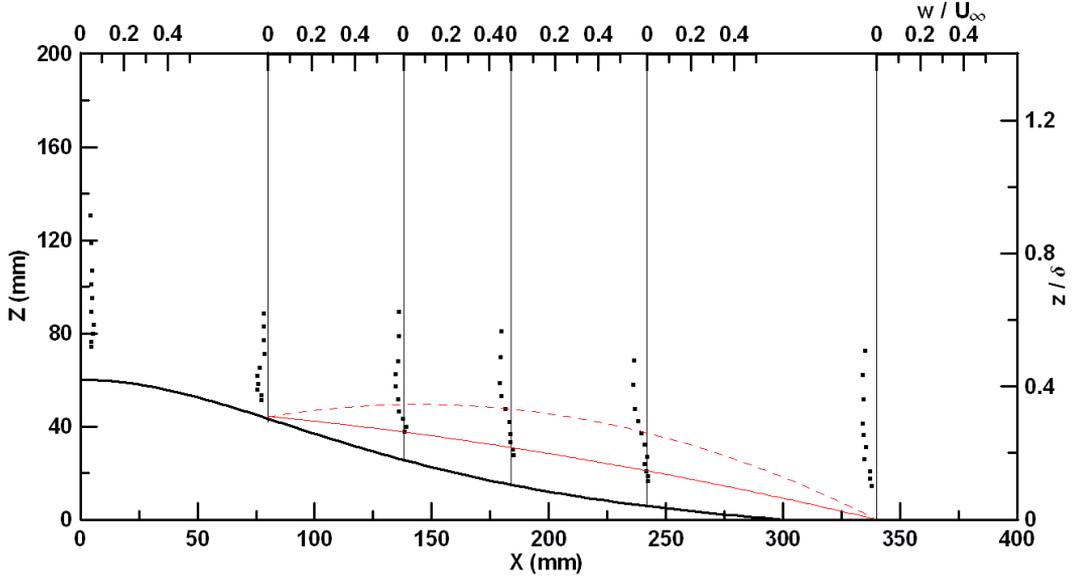


Figura 5.18: Perfil de velocidade vertical na região de separação. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

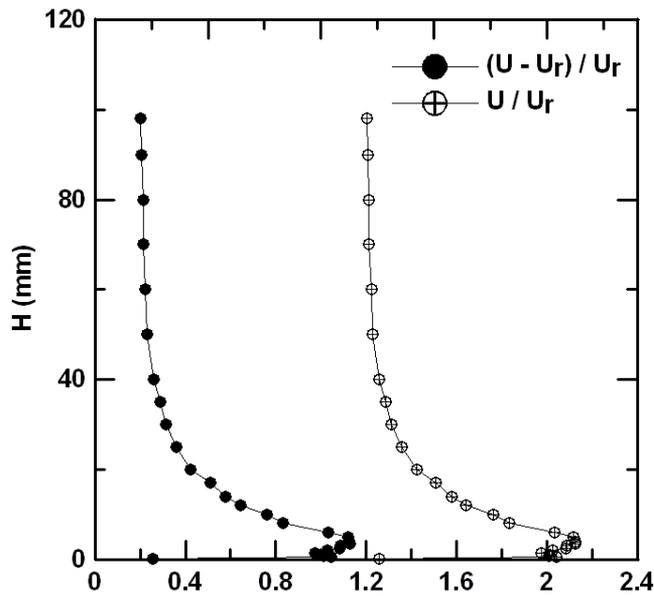


Figura 5.19: Perfil de speed-up fracionário mostrando a aceleração do escoamento no topo da colina, $x = 0$ mm. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

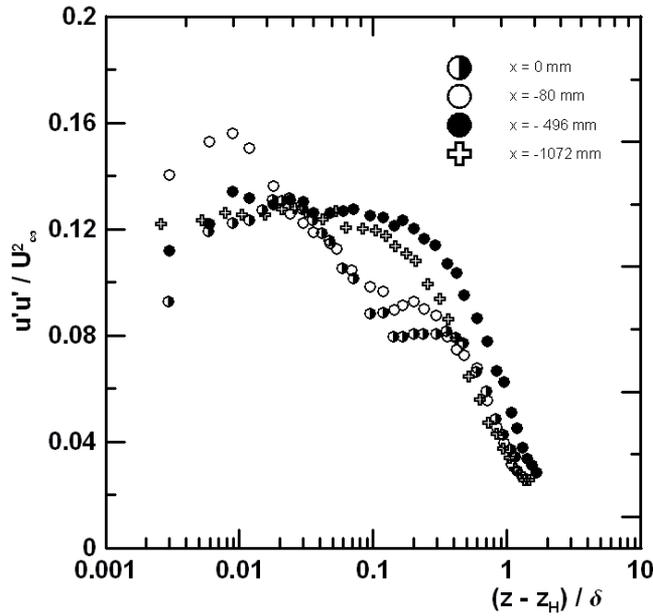


Figura 5.20: Perfil de flutuação de velocidade longitudinal à montante da colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

5.2.4 O comportamento da turbulência sobre a colina

As variações nos perfis de flutuação de velocidade longitudinal são apresentadas nas figuras (5.20) a (5.22). Na região de escoamento acelerado (figura 5.20), observa-se que $\overline{u'u'}$ aumenta significativamente ao longo da encosta montante da colina ($x/H = -2.5$), até a posição onde o cume é alcançado. Nesta posição, $\overline{u'u'}$ é de aproximadamente 2.5% do valor do mesmo termo para o perfil não perturbado na região próxima à parede.

Na região de escoamento separado (figura 5.21), o pico do valor de $\overline{u'u'}$ aumenta de 75% quando comparada com o perfil não perturbado. Em adição, o grande aumento nos valores de pico de $\overline{u'u'}$ a medida que aumenta a distância da parede, é resultado da ação do termo de produção turbulenta $P_{uu} = 2\overline{u'w'}(\partial U/\partial z)$. O valor de pico máximo para $\overline{u'u'}$ está localizado em $x = 340 \text{ mm}$ – posição aproximada do ponto de recolamento – na altura $z - z_H = 30 \text{ mm}$. A jusante da colina (figura 5.22), nas estações $x = 940 \text{ mm}$ e $x = 1300 \text{ mm}$, os perfis de $\overline{u'u'}$ podem ainda ser distinguidos de cada um e do escoamento não perturbado.

Em geral, em regiões de escoamento separado, os perfis turbulentos são caracterizados por um aumento na distância da parede da posição onde os pontos de turbulência máxima

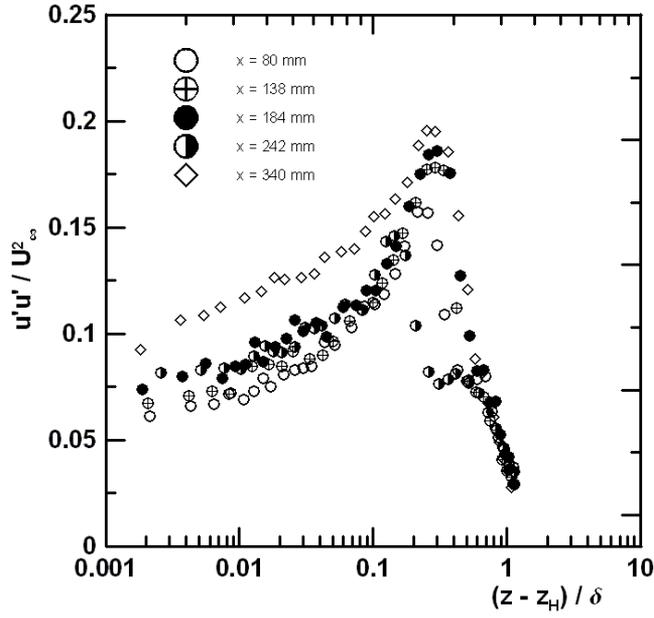


Figura 5.21: Perfil de flutuação de velocidade longitudinal sobre a colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

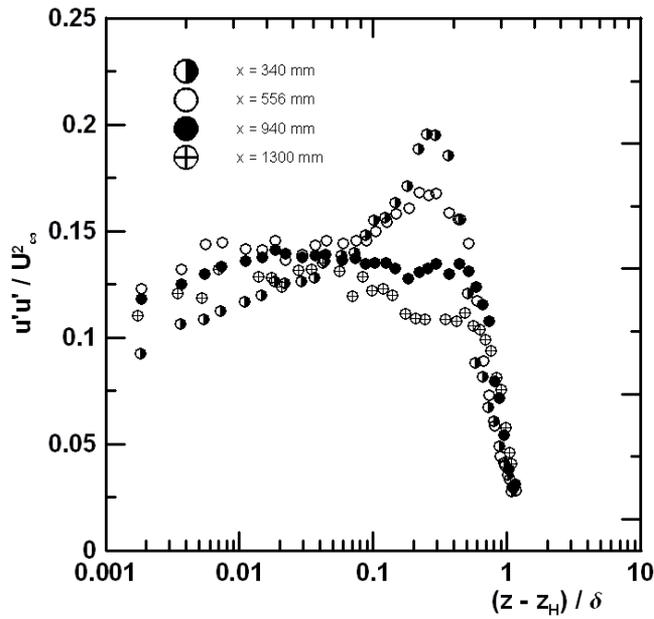


Figura 5.22: Perfil de flutuação de velocidade longitudinal à jusante da colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

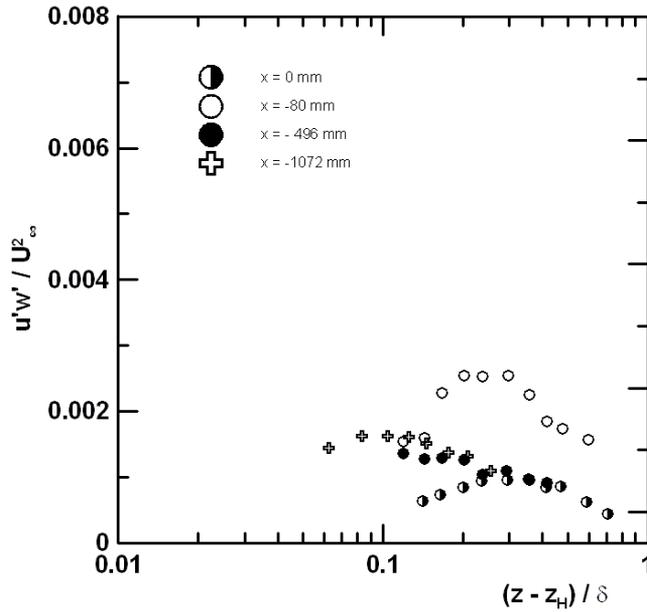


Figura 5.23: Perfil das tensões de Reynolds à montante da colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

podem ser identificados.

O comportamento do módulo de $\overline{u'w'}$ é apresentado nas figuras (5.23) à (5.25). Na zona de aceleração do escoamento sobre a colina, as variações nos perfis de tensão de cisalhamento de Reynolds são pequenas. Mudanças notáveis em $\overline{u'w'}$ são observadas a partir do momento que o escoamento ultrapassa o tampo da colina. Em seguida, um grande aumento em $\overline{u'w'}$, da ordem de cinco vezes, é observada. Tal fato já foi relatado por Ayra et al. (1987). Este comportamento pode ser explicado pela maior influência dos efeitos cisalhantes no termo de produção $P_{u'w'} = 2\overline{w'^2}(\partial U/\partial z)$. Semelhantemente à localização dos picos para $\overline{u'w'}$, o maior valor de $-\overline{u'w'}$ é encontrado na posição $x = 340 \text{ mm}$, $z = 40 \text{ mm}$. Nenhuma região interna (“internal region”) de constante $\overline{u'w'}$ foi notada na região de escoamento separado. Já à jusante da colina, nas estações $x = 556 \text{ mm}$ e $x = 940 \text{ mm}$, $\overline{u'w'}$ mostra uma região com um comportamento aproximadamente constante próximo à parede; porém, a diferença no valor de $\overline{u'w'}$ entre essas estações está em torno de um fator de dois.

A figura (5.26) apresenta uma evolução do componente $\overline{u'w'}$ ao longo das estações de medições. Através da observação do gráfico constatamos que a região mais interna do escoamento se equilibra de forma mais rápida e por isso retoma as condições de escoamento

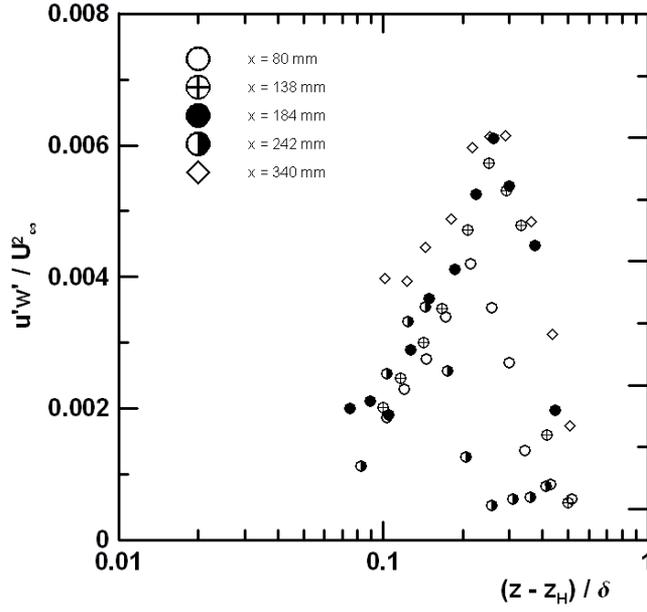


Figura 5.24: Perfil das tensões de Reynolds sobre a colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

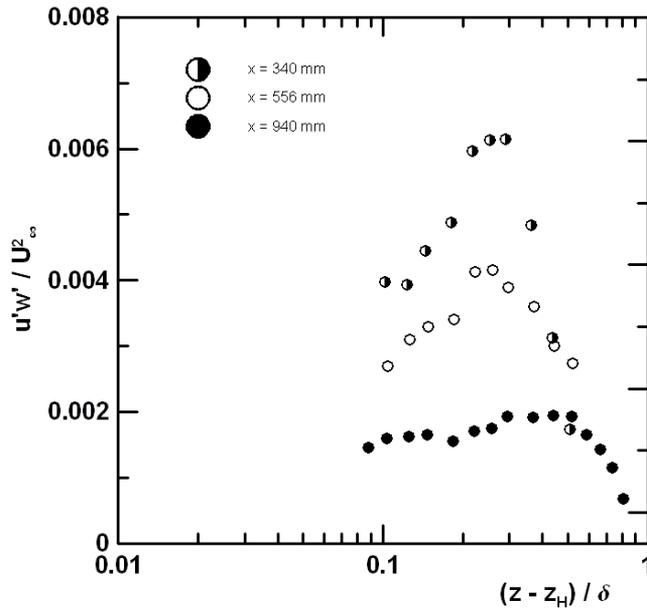


Figura 5.25: Perfil das tensões de Reynolds à jusante da colina. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

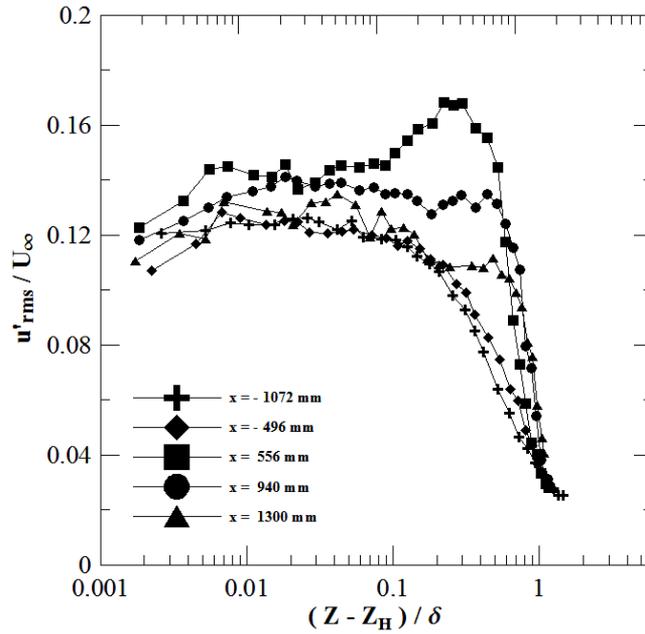


Figura 5.26: Evolução das tensões turbulentas longitudinais. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

não perturbado com mais rapidez. Observamos ainda que o pico de $\overline{u'u'}$ ocorre nas estações onde o escoamento está separado, e que somente após o recolamento este pico começa a diminuir lentamente. Até a estação $x=940\text{mm}$ os níveis de tensões $\overline{u'u'}$ ainda não retornaram para o valor de escoamento não perturbado, fato que somente ocorre na última estação de medição.

Os dados de flutuações longitudinais foram ainda comparados com as estimativas de Jackson e Hunt (1975), dada pela equação (3.13) para uma colina suave e com a hipótese de equilíbrio local. Pelas previsões teóricas, o valor que relaciona os parâmetros geométricos da colina com o aumento proporcional da variância deveria ser de 4, porém o valor encontrado na região onde $z < l$ foi duas vezes maior. Podemos atribuir tamanha discrepância à rugosidade da colina que invalida a hipótese de equilíbrio local nas regiões adjacentes à parede.

Os efeitos da distorção rápida, que são predominantes na região mais externa do escoamento, foram analisados segundo a equação (3.14). Os resultados estão apresentados na figura (5.27), apresentando boa concordância na região mais externa, onde a teoria é válida.

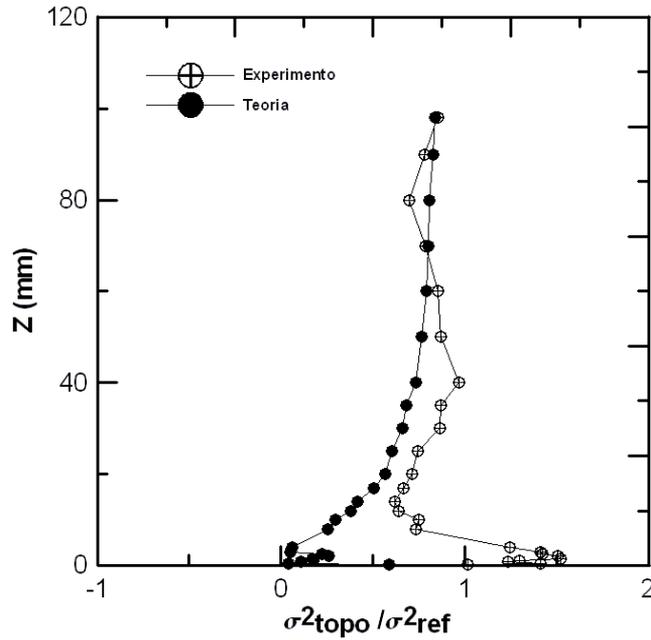


Figura 5.27: Variação do campo turbulento na velocidade longitudinal segundo os efeitos da distorção rápida. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

5.2.5 Momentos de Terceira e Quarta Ordem

As figuras (5.28) a (5.37) apresentam os coeficientes de assimetria referentes as amostras de velocidade u e v em todas as estações de medições. Cada figura apresenta a variação dos coeficientes de assimetria das amostras longitudinais e verticais de velocidade, em uma estação de medição. Para este valor de número de Reynolds também se optou por utilizar os dois canais de velocidade em conjunto somente na região do pico de $\overline{u'v'}$.

Pela observação dos gráficos de assimetria para a velocidade longitudinal, podemos constatar que os coeficientes de assimetria positivos se concentram sempre em uma região próxima à parede, no máximo até $z/\delta = 0.3$, e esta região tende a ser maior nas estações onde o escoamento se encontra separado. Na região de separação do escoamento os valores positivos de assimetria encontrados na região próxima à parede tendem a aumentar para posteriormente diminuírem a medida que o escoamento recola e se desenvolve. Nos pontos onde o coeficiente de assimetria é positivo podemos afirmar que a quantidade de amostras instantâneas de velocidades superiores à media é maior que a inferior.

Na literatura encontra-se inúmeros trabalhos sobre comparações entre superfícies lisas

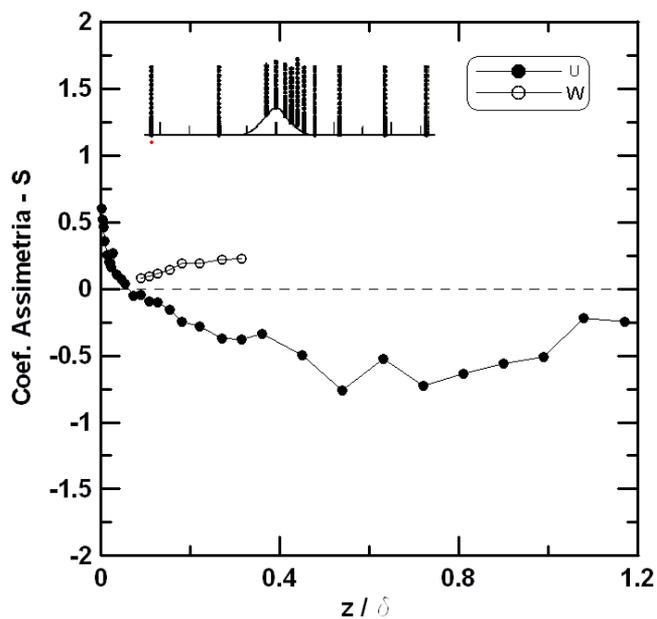


Figura 5.28: Coeficiente de assimetria na estação $x = -1072$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

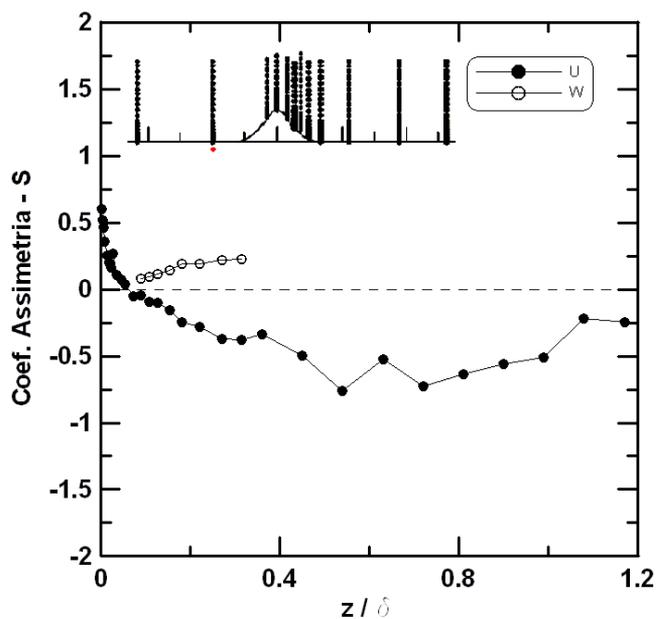


Figura 5.29: Coeficiente de assimetria na estação $x = -496$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

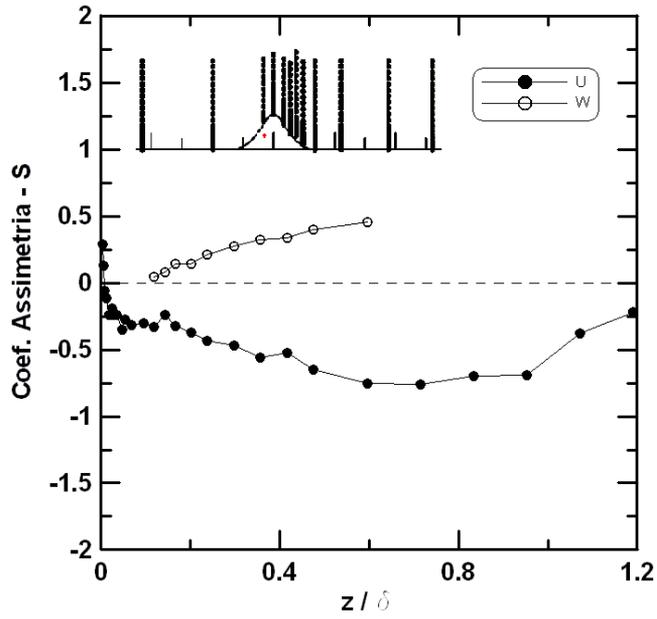


Figura 5.30: Coeficiente de assimetria na estação $x = -80$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

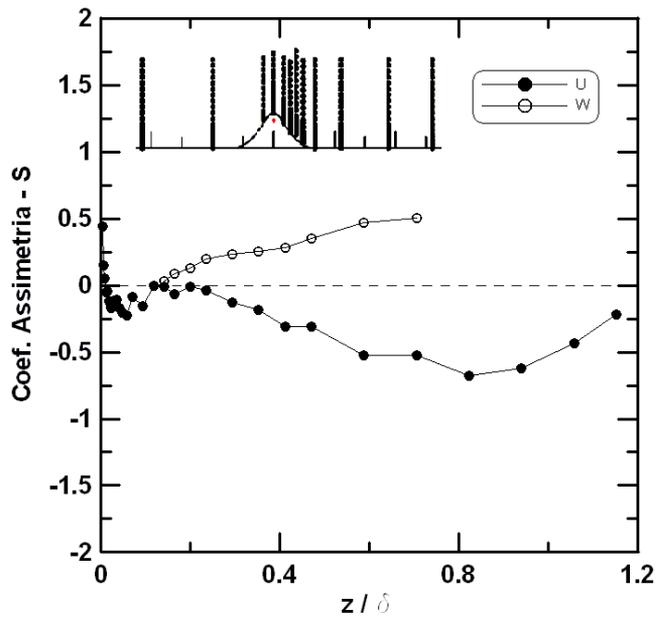


Figura 5.31: Coeficiente de assimetria na estação $x = 0$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

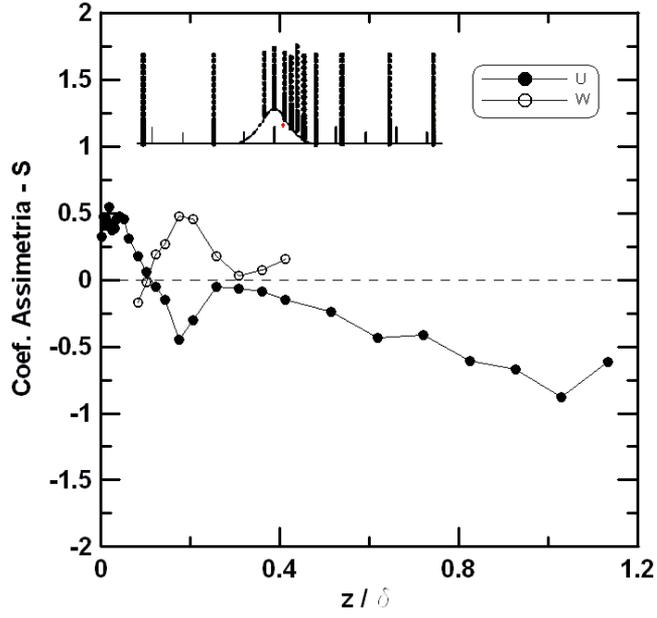


Figura 5.32: Coeficiente de assimetria na estação $x = 80$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

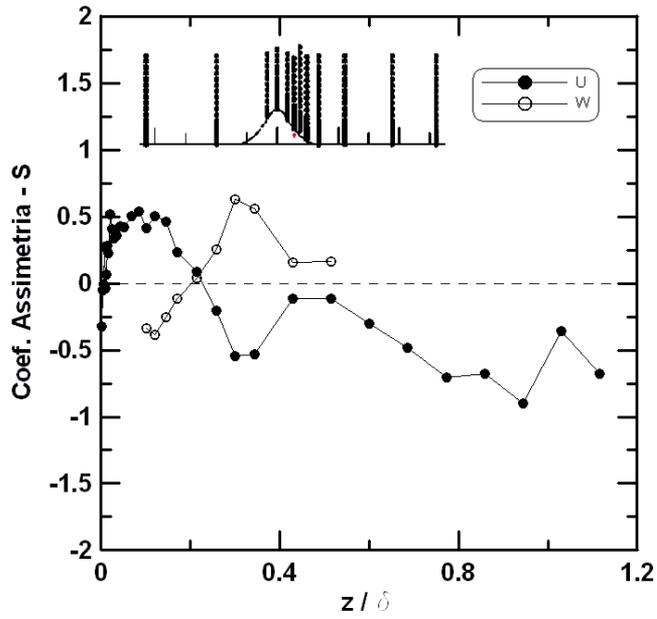


Figura 5.33: Coeficiente de assimetria na estação $x = 138$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

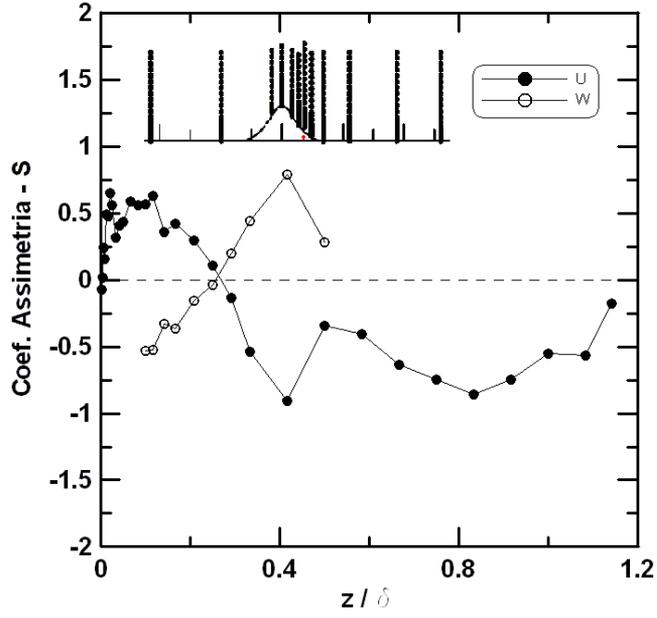


Figura 5.34: Coeficiente de assimetria na estação $x = 184$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

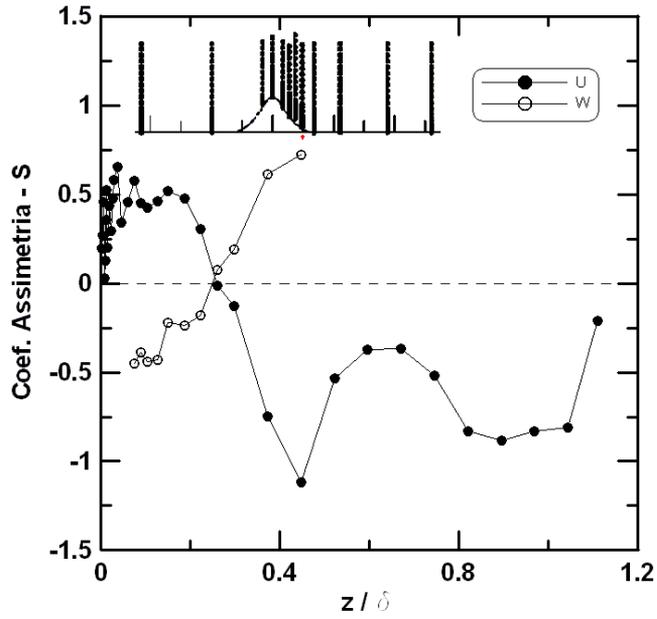


Figura 5.35: Coeficiente de assimetria na estação $x = 242$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

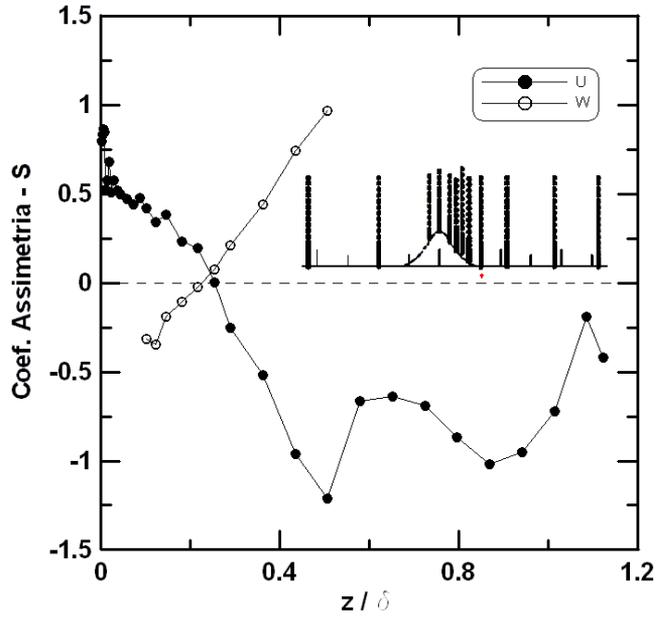


Figura 5.36: Coeficiente de assimetria na estação $x = 340$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

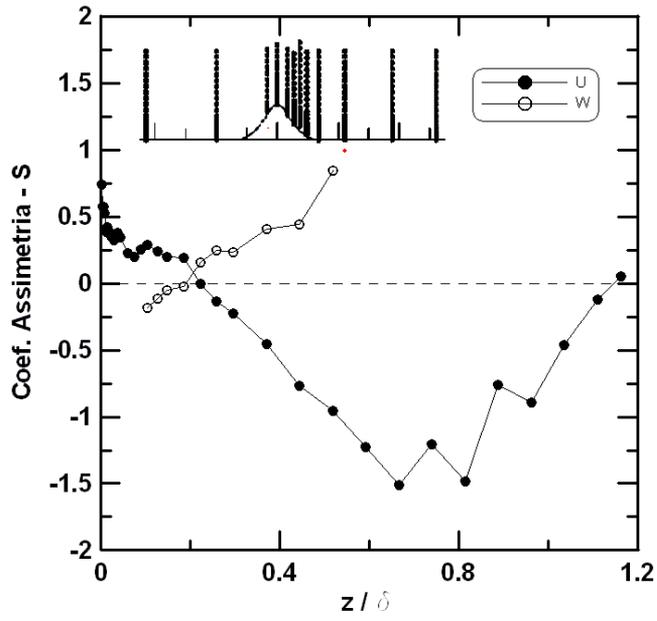


Figura 5.37: Coeficiente de assimetria na estação $x = 556$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

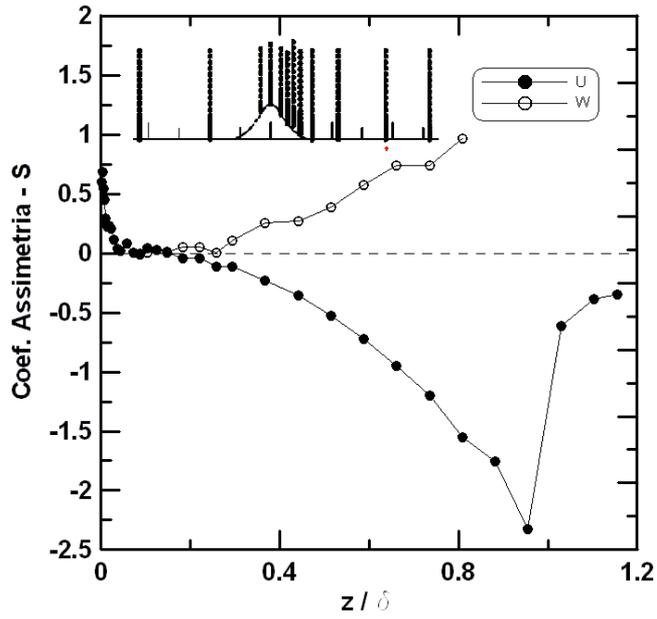


Figura 5.38: Coeficiente de assimetria na estação $x = 940$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

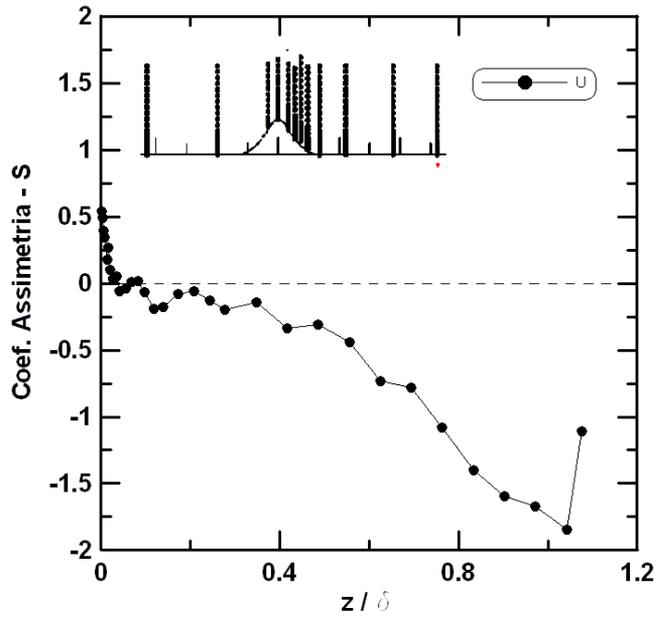


Figura 5.39: Coeficiente de assimetria na estação $x = 1300$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

e rugosas onde os autores relatam que próximo a superfície o valor do coeficiente de assimetria tende a ser maior para uma superfície rugosa do que para uma lisa. Como exemplo podemos citar os trabalhos de Krogstad e Antonia (1999) e de Brasil (2004). Conclui-se portanto que tanto a rugosidade quanto a presença da região de separação contribuem para a elevação do coeficiente de assimetria da velocidade longitudinal próximo a parede.

Já para a componente vertical de velocidade observa-se que os coeficientes de assimetria tem o comportamento aproximadamente simétrico se comparado aos das componentes horizontais. Assim, os coeficientes de assimetria para velocidade vertical tendem a serem positivos, exceto na região de separação de escoamento onde apresentam valores negativos. Nota-se também que estes coeficientes vão tornando-se positivos tanto a medida que y/δ aumenta em cada perfil medido, devido ao afastado da zona de escoamento separado, quanto a medida os perfis vão se distanciando longitudinalmente do topo da colina, se afastando também da região de escoamento separado. No entanto uma melhor investigação do comportamento do coeficiente de assimetria da velocidade vertical ao longo de todo o perfil é importante para ratificar esta observação.

Os coeficientes de achatamento são mostrados nas figuras (5.40) a (5.49). Para este coeficiente os valores para as velocidades verticais e longitudinais também são apresentados em conjunto no mesmo gráfico para uma dada estação de medição. Pode-se constatar que o pico do valor para o coeficiente de achatamento se deslocar para a parte mais externa da camada limite a medida que os perfis se afastam do topo da colina.

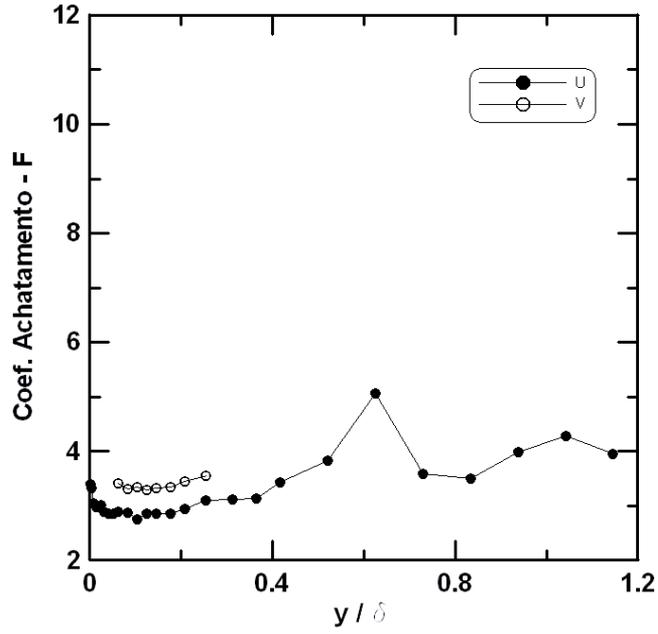


Figura 5.40: Coeficiente de achatamento na estação $x = -1072$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

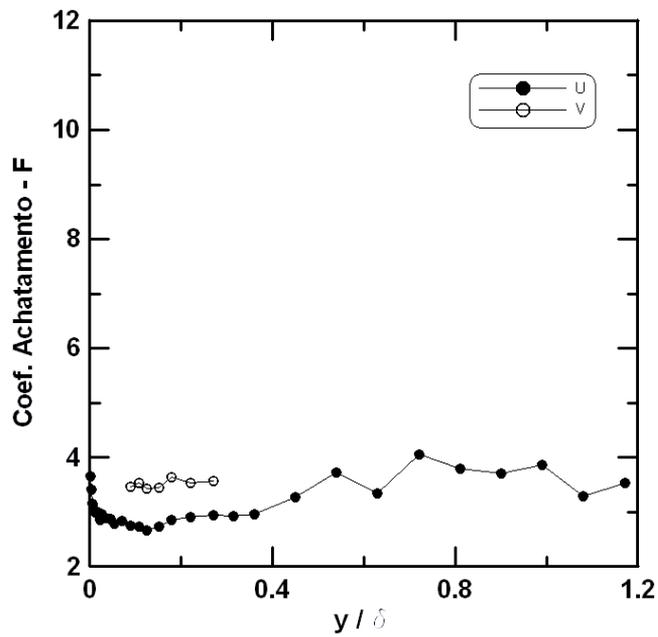


Figura 5.41: Coeficiente de achatamento na estação $x = -496$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

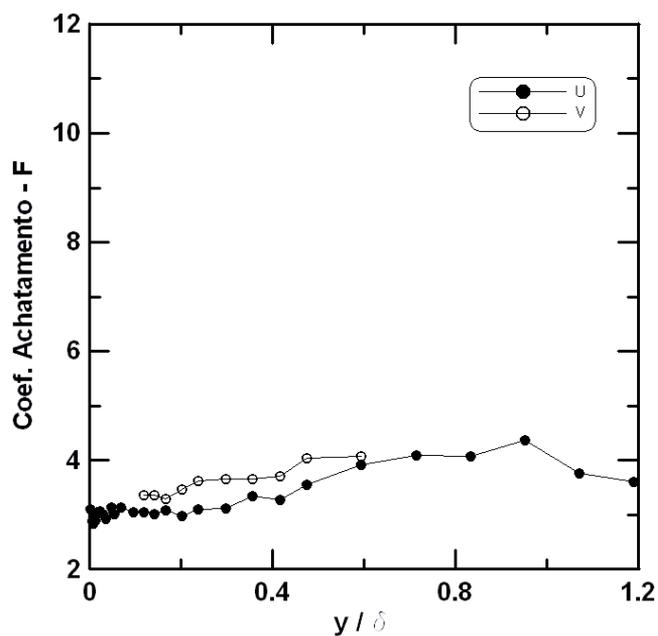


Figura 5.42: Coeficiente de achatamento na estação $x = -80$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

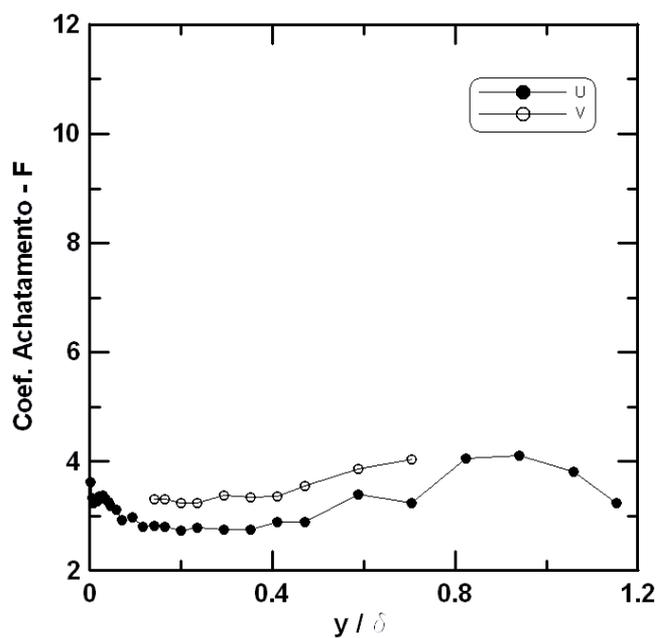


Figura 5.43: Coeficiente de achatamento na estação $x = 0$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

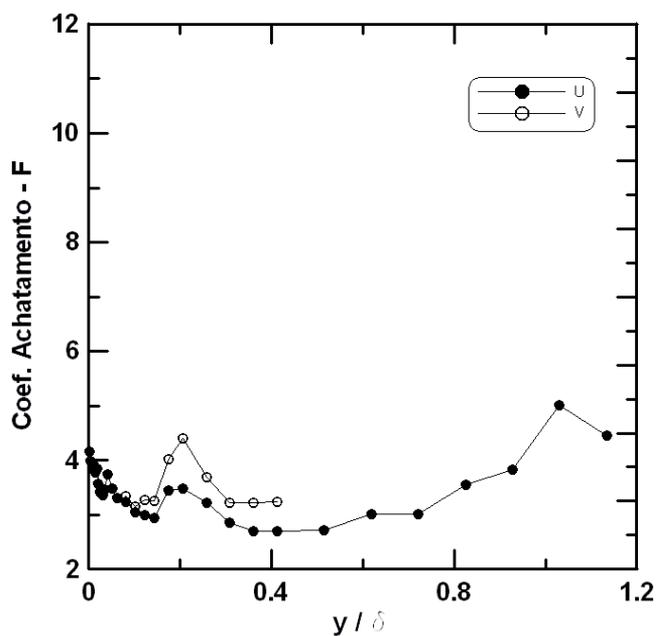


Figura 5.44: Coeficiente de achatamento na estação $x = 80$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

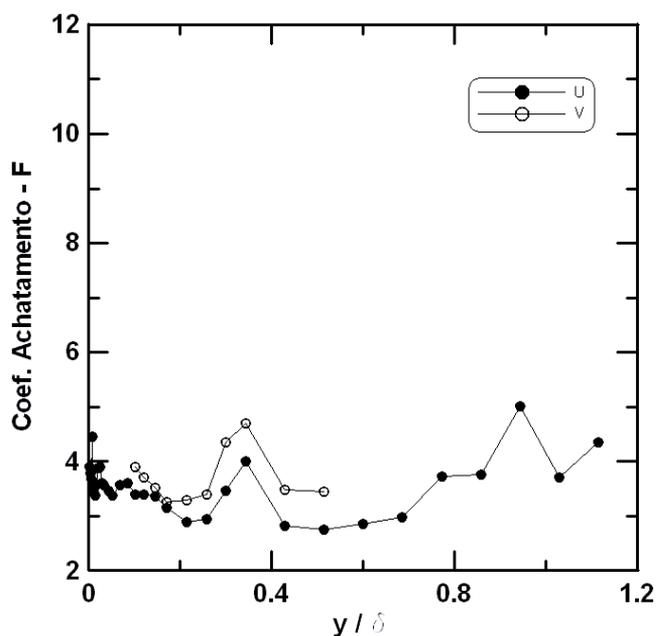


Figura 5.45: Coeficiente de achatamento na estação $x = 138$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

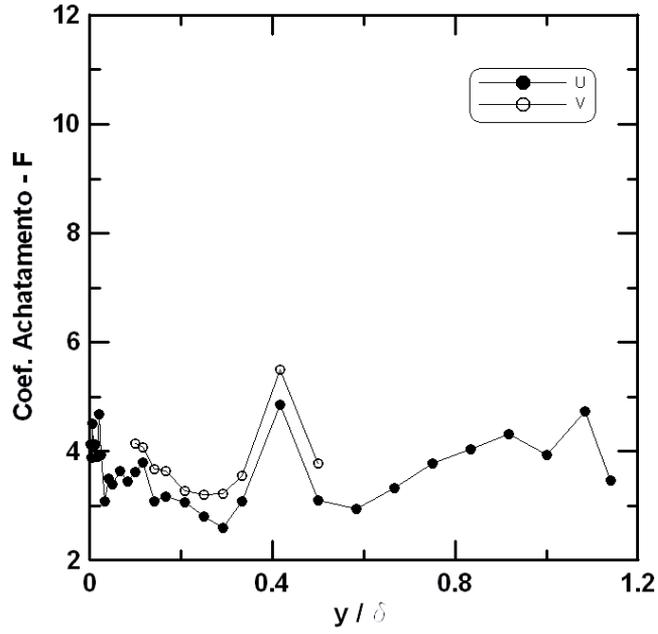


Figura 5.46: Coeficiente de achatamento na estação $x = 184$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

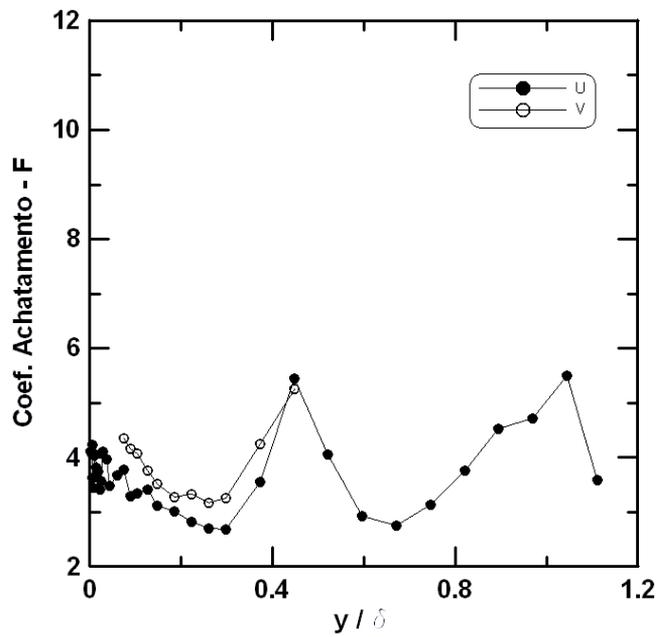


Figura 5.47: Coeficiente de achatamento na estação $x = 242$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

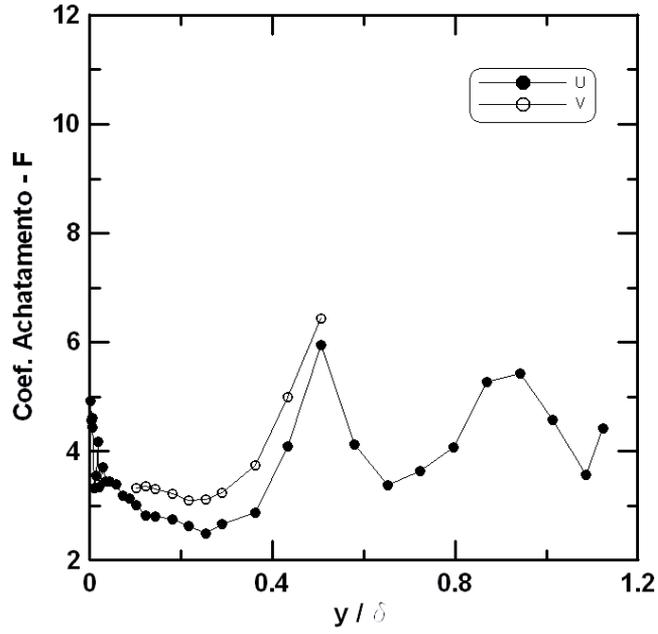


Figura 5.48: Coeficiente de achatamento na estação $x = 340$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

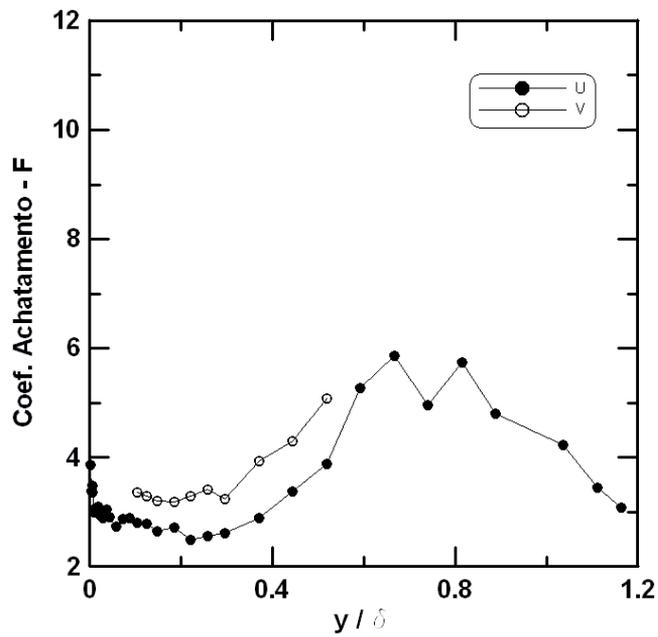


Figura 5.49: Coeficiente de achatamento na estação $x = 556$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

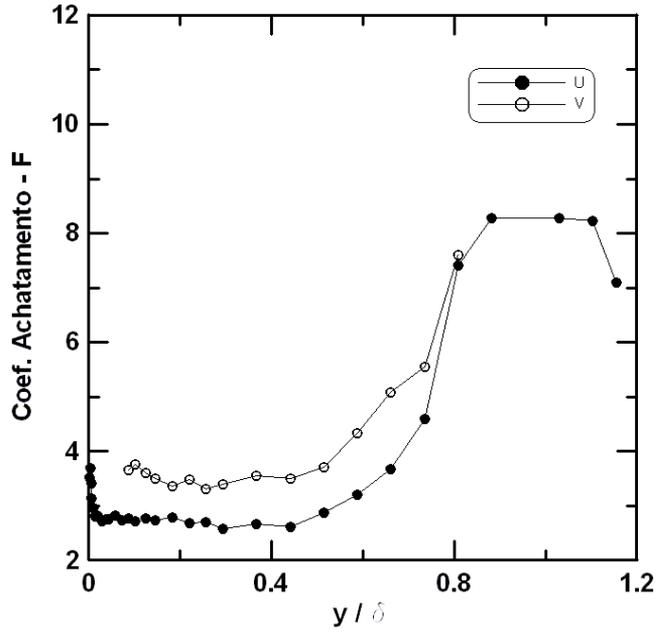


Figura 5.50: Coeficiente de achatamento na estação $x = 940$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

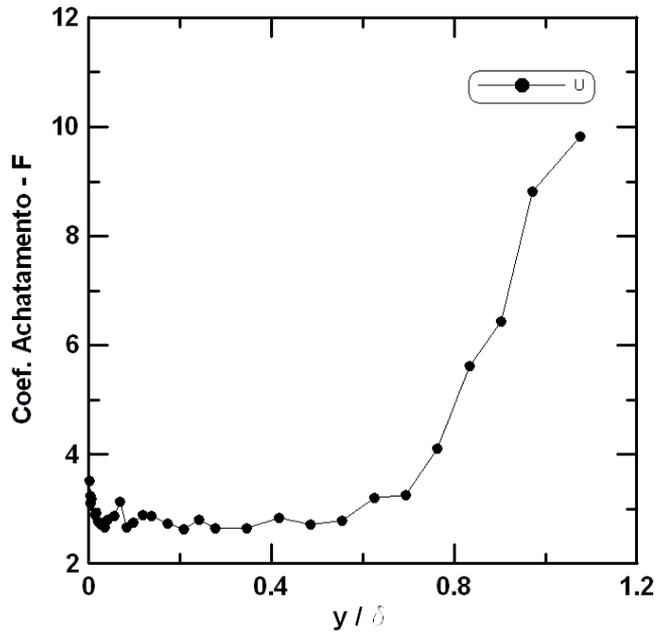


Figura 5.51: Coeficiente de achatamento na estação $x = 1300$ mm da colina rugosa. $Re = 1.86 \cdot 10^4$

Capítulo 6

Conclusão

Este trabalho realizou uma investigação experimental em um canal d'água da influência da rugosidade superficial no comportamento dos campos de velocidades média e turbulenta ao longo de uma colina abrupta. Uma atenção particular foi dedicada para o estudo das características na região de recirculação. Medições dos componentes longitudinais e verticais de velocidade média e suas respectivas componentes de flutuações foram feitas com o auxílio de um anemômetro laser Doppler de duas componentes.

Em uma campanha experimental para um número de Reynolds igual $5.00 \cdot 10^3$ foram analisadas as características de um escoamento sujeito à presença de uma colina, sem a presença de uma região de escoamento separado. Tal comparação possibilitou verificar a influência da velocidade no comportamento deste tipo de escoamento além das características distintas para um caso separado e outro não separado.

O estudo do escoamento com número de Reynolds igual a $1.86 \cdot 10^4$ foi de fundamental importância pois possibilitou o estudo do comportamento do escoamento sobre colinas rugosas porém sujeito a uma região de recirculação. Os pontos de separação e recolamento foram identificados através dos perfis medidos em onze estações, mostrando boa concordância com os valores aproximados obtidos por uma visualização realizada com permanganato de potássio.

Procurou-se também dedicar atenção especial à caracterização do campo turbulento, bem como para os efeitos provocados pela presença da região de recirculação.

No presente trabalho, procurou-se concentrar os esforços na caracterização do esco-

amento em quatro regiões distintas: a região não perturbada à montante da colina, a região de aceleração de escoamento até o topo da colina, a região de recirculação e a região de recuperação à jusante da colina.

O trabalho contribui de forma clara para compreensão dos fenômenos que regem uma camada limite atmosférica, em especial o escoamento sobre colinas. Os presentes resultados permitem uma plena descrição da região interna da camada limite, fornecendo resultados de boa qualidade próximos à parede, os quais devem ser utilizados no futuro para uma modelação de lei de parede. Esforços já estão sendo feitos no intuito de testar formulações de leis de parede para escoamento separados sobre superfície rugosas como as de Stratford (1959), Nakayama e Koyama (1984), Mellor (1996) e Cruz e Silva Freire (1998,2002), ver Loureiro et al. (2007).

As amostras instantâneas de velocidades armazenadas para cada ponto medido ainda estão sendo utilizadas para uma análise estatística do escoamento sobre a colina. Como resultado poderá se obter: o comportamento dos espectros de energia; as funções de autorrelações; o comprimento das escalas do escoamento; momento de ordem superiores; comparações com distribuições de probabilidades.

Capítulo 7

Bibliografia

Albrecht, H. E., Borys, M., Damasche, N. e Tropea, C.; “Laser-Doppler and Phase-Doppler Measurement Techniques”, 738 pp., Springer-Verlag, 2003.

Apsley, D. D., Castro, I. P.; “Flow and dispersion over hills: Comparison between numerical predictions and experimental data”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67-68, pp. 375-386, (1997).

Athanassiadou, M e Casto, I. P.; “Neutral Flow Over a Series of Rough Hills: A Laboratory Experiment”, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 101, 1–30, 2001.

Antonia, R.A. e Luxton, R.E.; “The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness. Part 1. Smooth to Rough”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 48, pp. 721-761, 1971.

Antonia, R.A. e Luxton, R.E.; “The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness Part 2. Rough to Smooth”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 53, pp. 737-757, 1972.

Antonia, R.A., Danh, H. Q. and Prabhu, A.; “Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Heat Flux”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 80, pp. 153-177, 1977.

Arya, S. P. S., Capuano, M. E. e Fagen, L. C.; “Some Fluid Modeling Studies of Flow and Dispersion Over Two-dimensional Low Hills”, *Atmosph. Environment*, vol. 21, 753–764, 1987.

Arya, S. P. S. e Gadiyaram, P. S.; “An Experimental Study of Flow and Dispersion in the Wakes of three-dimensional Low Hills”, *Atmosph. Environment*, vol. 20, 729–740, 1986.

Arya, S. P. S. e Shipman, M. S.; “An Experimental Investigation of Flow and Diffusion in the Disturbed Boundary Layer Over a Ridge”, *Atmosph. Environment*, vol. 15, 1173–1184, 1981.

Aubertine, C. D., Eaton, J. K., Song, S.; “Parameters controlling roughness effects in a separating boundary layer”, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25, pp. 444–450, (2004).

ASME; “Measurement Uncertainty, Instruments and Apparatus”, ANSI/ASME PTC 19.1, 1985.

Avelino, M. R. e Silva Freire, A. P.; “On The Displacement in Origin for Turbulent Boundary Layers Subjected to Sudden Changes in Wall Temperature and Roughness”, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 3145-3153, 2002.

Barenblatt, G. I.; “Scaling Laws for Fully Developed Shear Flows. Part 1. Basic Hypothesis and Analysis”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 248, 513–520, 1993.

Barenblatt, G. I. e Prostokishin, V. M.; “Scaling Laws for Fully Developed Shear Flows. Part 2. Processing of Experimental Data”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 248, 521–529, 1993.

Batchelor, G. K. e Proudman, I.; “The Effect of Rapid Distortion on a Fluid in Turbulent Motion”, *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, vol. 7, 83–103, 1954.

Belcher, S. E. e Hunt, J. C. R.; “Turbulent Flow Over Hills and Waves”, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 30, 507–538, 1998.

Besio, S. Mazzino, A. e Ratto, C. F.; “Local Law-of-the-wall in Complex Topography: A Confirmation from Wind-tunnel Experiments”, *Physics Letters A*, vol. 282, 325–330, 2001.

Blackwell, B. F., Kays, W. M. and Moffat. R. J.; “The Turbulent Boundary Layer on a Porous Plate: an Experimental Study of the Heat Transfer Behaviour with Adverse Pressure Gradient”, Report No HMT-16, Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University, 1972.

Blom, J. I.; “Experimental Determination of The Turbulent Prandtl Number in a Developing Temperature Boundary Layer”, 4th Int. Heat Transfer Conf., Paris-Versailles, vol. II, paper FC2.2, 1970.

Bottema, M.; “Roughness Parameters over regular rough surfaces: experimental requirements and model validation”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 64, páginas 249-265, (1996).

Bowen, A. J.; “The Prediction of Mean Wind Speeds Above Simple 2D Hill Shapes”, J. Wind Eng. Ind. Aerodynamics, vol. 15, 259–270, 1983.

Bowen, A. J.; “Full Scale Measurements of The Atmospheric Turbulence Over Two Escarpments”, Proceedings Fifth Int. Conf. Wind Eng., vol. 1, 161–172, Pergamon, 1979.

Bradley, E. F.; “A Micrometeorological Study of Velocity Profiles and Surface Drag in The Region Modified by a Change in Surface Roughness”, Q. J. R. Meteorological Society, vol. 94, 361–379, 1968.

Bradley, E. F.; “An Experimental Study of The Profiles of Wind Speed, Shearing Stress and Turbulent Intensities at The Crest of a Large Hill”, Q. J. R. Meteorological Society, vol. 106, 101–124, 1980.

Brasil, W. M.; “Camadas Limites Turbulentas Sujeitas a uma Variação Singular de Propriedades na Superfície”, Tese de Doutorado, COPPE/UFRJ, 224 páginas, 2004.

Britter, R. E., Hunt, J. C. R. e Richards, K. J.; “Airflow Over a Two-dimensional Hill: Studies of Velocity Speedup, Roughness Effects and Turbulence”, Q. J. R. Meteorological Society, vol. 107, 91–110, 1981.

Bruun, H. H.; “Hot-Wire Anemometry, Principles and Signal Analysis”, Oxford University Press, 1995.

Cao, S. e Tamura, T.; “Experimental study on roughness effects on turbulent boundary layer flow over a two-dimensional steep hill”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 94 pp. 1–19, (2006).

Carruthers, D. J. e Choularton, T. W.; “Airflow Over Hills of Moderate Solpe”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 108, 603–624, 1982.

Castro, I. P. e Snyder, W. H.; “A Wind-tunnel Study of Dispersion From Sources Downwind of Three-dimensional Hills”, *Atmosph. Environment*, vol. 16, 1869–1887, 1982.

Athanassiadou, M. e Castro, I.P.; “Neutral flow over a series of rough hills: a laboratory Experiment”, *Boundary-Layer Meteorology* 101: pp. 1–30, (2001).

Cataldi, M.; “Simulação de Camadas Limites Estratificadas em Túnel de Vento”, Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 170 pp., 2002.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Pimentel, L. C. G. e Silva Freire, A. P.; “Design features and flow measurements in a thermally stratified wind tunnel”, XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM), Uberlândia, dezembro, 2001.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Pimentel, L. C. G. e Silva Freire, A. P.; “A comparison between wind tunnel simulation and field measurements of the atmospheric boundary layer”, *Anais do IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas (ENCIT)*, Caxambu, outubro, 2002a.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R. e Silva Freire, A. P.; “A wind tunnel study of thermally stratified boundary layers”, *ASME International Mechanical Engineering Conference and Exposition, Heat Transfer Division Proceedings*, New Orleans, USA, novembro, 2002b.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Rodrigues, D. A. e Silva Freire, A. P.; “Stratified Flow in a Wind Tunnel Environment”, *Anais da III Escola Brasileira de Transição e Turbulência*, Florianópolis, setembro, 2002c.

Carrutehrs, D. J. e Choularton, T. W.; “Airflow Over Hills of Moderate Solpe”, Q. J. R. Meteorological Society, vol. 108, 603–624, 1982.

Carrutehrs, D. J. e Hunt, J. C. R.; “Fluid Mechanics of Air Flow Over Hills: Turbulence, Fluxes, and Waves in Boundary Layer”, In: Atmospheric Processes Over Complex Terrain, Chapter 5, 83–107, American Meteorological Society, 1990.

Cermak J. E.; “Laboratory Simulation of Atmospheric Boundary Layer”, AIAA J., vol. 9, 1746–1753, 1971.

Chamberlain, A. C. ; “Transport of Gases To and From Grass and Grass-like Surfaces”, Proc. Royal Soc. London, A, vol. 290, 236–265, 1966.

Chen, C. P.; “Determination Experimentale du Nombre de Prandtl Turbulent Pres d’une Parroi Lise”, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 16, 1849–1862, 1973.

Coles, D.; “The Law of The Wake in The Turbulent Boundary Layer”, J. Fluid Mechanics, vol. 1, 191–226, 1956.

Coleman, H.W., Steele, W.G.; “Experimentation and uncertainty analysis for engineers”, John Wiley and Sons Inc, 2a edição (1999).

Cook, N. J.; “Discussion on “Experimental issues in atmospheric boundary layer simulations: roughness length and integral length scale determination” by A.K.S. Iyengar, C. Farell”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91, pp. 443–445, (2003).

Cruz, D. O. A. e Silva Freire, A. P.; “On Single Limits and the Asymptotic Behaviour of Separating Turbulent Boundary Layers”, Inter. J. Heat and Mass Transfer, vol. 41, 2097–2111, 1998.

Cruz, D. O. A. e Silva Freire, A. P.; “A Thermal Law of the Wall for Separating and Recirculating Flows”, ASME Internacioanl Mechanical Engineering Conference and Exposition, Nashville, USA, Novembro 1999.

Cruz, D. O. A. e Silva Freire, A. P.; “Note On A Thermal Law of The Wall for Separating and Recirculating Flows” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, 1459-1465, 2002.

DeGraaff, D. B, e Eaton, J. K.; “A High-resolution Laser Doppler Anemometer: Design, Qualification and Uncertainty”, *Exp. in Fluids*, vol. 30, 522–530, 2001.

Durst, F., Kikura, H., Lekakis, I., Javanovic, J. e Ye, Q.; “ Wall Shear Stress Determination From Near-wall Mean Velocity Data in Turbulent Pipe and Channel Flows”, *Exp. Fluids*, vol. 20, 417–428, 1976.

Durst, F., Melling, A., e Whitelaw, J. H.; “Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry”, Academic Press, 1981.

Durst, F. e Zare, M.; “Removal of Pedestals and Directional Ambiguity of Optical Anemometer Signals”, *Applied Optics*, vol. 13, 2562–2579, 1974.

George, W.; “The Measurement of Turbulence Intensities Using Real-time Laser-Doppler Velocimetry”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 66, 11–16, 1974.

Gong, W. Taylor, P. A. e Dörnbrack, A.; “Turbulent Boundary Layer Flow Over Fixed Aerodinamically Rough Two-dimensional Sinusoidal Waves”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 312, 1–37, 1996.

Gong, W. e Ibbetson, A.; “A Wind Tunnel Study of Turbulent Flows Over Model Hills”, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 49, 113-148, 1989.

Gyure, B. e Janosi, I. M.; “Stratified Flow Over Asymmetric and Double Bell-shaped Obstacles”, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, vol. 37, 155–170, 2003.

Hunt, J. C. R.; “A Theory of Two-dimensional Flow Around Two-dimensional Bluff Bodies”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 61, 625–706, 1973.

Hunt, J. C. R., Leibovich, S. e Richards, K. J.; “Turbulent Shear Flow Over Low Hills”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 114, 1435–1470, 1988b.

Hunt, J. C. R., Richards, K. J. e Brighton, P. W. M.; “Stably Stratified Shear Flow Over Low Hills”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 114, 859–886, 1988a.

Iyengar, A. K. S., Farell, C.; “Experimental issues in atmospheric boundary layer simulations: roughness length and integral length scale determination”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 89, páginas 1059–1080, (2001).

Jackson, P. S.; “On the Displacement Height in The Logarithmic Velocity Profile”, *J. Fluid Mech.*, 111, pp. 15-25, 1981.

Jackson, P. S. e Hunt, J. C. R.; “Turbulent Wind Flow Over a Low Hill”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 101, 929–955, 1975.

Jonhson, D. S.; “Velocity, Temperature and Heat Transfer Measurements in a Turbulent Boundary Layer Downstream of a Stepwise Discontinuity in Wall Temperature”, *ASME Transactions, J. Appl. Mech.*, vol. 24, 2–8, 1957.

Jonhson, D. S.; “Velocity and Temperature Fluctuation Measurements in a Turbulent Boundary Layer Downstream of a Stepwise Discontinuity in Wall Temperature”, *ASME Transactions, J. Appl. Mech.*, vol. 26, 325–336, 1959.

Jiménez, J.; “Turbulent flows over rough walls”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 36, páginas 173–96, (2004).

Kaimal, J. C. e Finnigan, J. J.; “Atmospheric Boundary Layer Flows, Their Structure and Measurement”; Oxford University Press, 1994.

Kalinin, E. K. and Dreitser, G. A.; “Unsteady Convective Heat Transfer for Turbulent Flows of Gases and Liquids in Tubes”, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 28, 361–369, 1985.

Kastner-Klein, P. Rotach, M. W.; “Mean Flow and Turbulence Characteristics in an Urban Roughness Sublayer”, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 111, 55–84, 2004.

Kline, S. J.; “The Purpose of Uncertainty Analysis”; *J. Fluids Eng.*, vol.107, 153–160, 1985.

Khurshudyan, L. H., Snyder, W. H., e Nekrasov, I. V.; “Flow and Dispersion of Pollutants Over Two Dimensional Hills”, Env. Prot. Agency Rpt. No. EPA-600/4-81-067, Research Triangle Park, NC, 130, 1981.

Krogstad, P. A., Antonia, R. A.; “Surface Roughness Effects in Turbulent Boundary Layers”, Experiments in Fluids, v.27, n.5, pp. 450-460, 1999.

Kim, H. G., Lee, C. M., Lim, H. C., Kyong, N.H.; “An experimental and numerical study on the flow over two-dimensional hills”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 66, páginas 17-33, (1997).

Ligrani, P. M. e Moffat, R. J.; “Thermal Boundary Layers on a Rough Surface Downstream of Steps in Wall Temperature’, Boundary-layer Meteorol., Vol. 31, pp. 127-147, 1985.

Logan, S. E.; “A Laser Velocimeter for Reynolds Stress and Other Turbulence Measurements”, AIAA Journal, Thechnical Notes, vol. 10, no. 7, 933–935, 1972.

Lomas, C. G.; “Fundamentals of Hot-wire Anemometry”, Cambridge University Press, Cambridge, 1986.

Long, R. R. e Chen, J. -C.; “Experimental Evidence for The Existence of the “Mesolayer” in Turbulent Systems”, J. Fluid Mechanics, vol. 105, 851–873, 1981.

Long, R. R.; “A Theoretical and Experimental Study of The Motion and Stability of Certain Atmospheric Vortices”, Journal of Meteorology, vol. 8, 207–221, 1951.

Long, R. R.; “Internal Finite Gravity Waves in A Stratified Fluid”, Physical Review, vol. 98, 1144, 1955.

Long, R. R.; “The Motion of Fluids with Density Stratification”, J. Geophysical Research, vol. 64, 2151–2163, 1959.

Loureiro, J. B. R., Vasques, F. S., Rodrigues, D. A., Terra, R. J. e Silva Freire, A. P.; “A wind tunnel study of turbulent flow over hills. Part I: Smooth changes in surface ele-

vation”, VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas (ENCIT) , Porto Alegre, Outubro, 2000a.

Loureiro, J. B. R., Vasques, F. S., Rodrigues, D. A., Terra, R. J. e Silva Freire, A. P.; “A wind tunnel study of turbulent flow over hills. Part II: Large changes in surface elevation”, VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas (ENCIT) , Porto Alegre, Outubro, 2000b.

Loureiro, J. B. R. e Silva Freire, A. P.; “ Experimental Investigation of Turbulent Boundary Layers over Steep Two-dimensional Elevations”. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Engineering*, Rio de Janeiro, v. XXVII, n. 4, páginas 329-344, 2005

Loureiro, J. B. R., Soares, D. V., Rodrigues, J. L. A. F., Pinho, F. T. de, Freire, A. P. S.; “Water Tank and Numerical Model Studies of Flow over Steep Smooth Two-dimensional Hills”. *Boundary-Layer Meteorology*, Holanda, v. 122, páginas 343-365, 2007.

Loureiro, J. B. R., Pinho, F. T. de, Freire, A. P. S.; “Near wall characterization of the flow over a two-dimensional steep, smooth bump”. *Experiments in Fluids*, Available On Line, Alemanha, 2007.

Loureiro, J. B. R., Monteiro, A. S., Rodrigues, D. A., Alho, A. T. P., Pinho, F.T. e Silva Freire, A. P.; “Law of the wall formulations for separating flow over rough surfaces”, XIX International Congress of Mechanical Engineering, Brasília, DF, Novembro, 2007.

Malhi, Y.; “The Behaviour of The Roughness Length for Temperature Over Heterogeneous Surfaces”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 122, 1095–1125, 1996.

Macdonald, R. W., Griffiths, R. F. and Hall, D. J.; “An Improved Method for The Estimation of Surface Roughness of Obstacle Arrays”, *Atmos. Environ.*, vol. 32, 1857–1864, 1998.

Macdonald, R. W.; “Modelling The Mean Velocity Profile in The Urban Canopy Layer”, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 97, 25–45, 2000.

Mason, P. J. e Sykes, R. I.; “Flow Over an Isolated Hill of Moderate Slope”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 105, 383–395, 1979.

Meroney, R. N.; “Fluid Dynamics of Flow Over Hills/Mountains– Insights Obtained Through Physical Modeling”, In: Atmospheric Processes Over Complex Terrain, Chapter 7, 145–171, American Meteorological Society, 1990.

Mickle, R. E., Cook, N. J., Hoff, A. M., Jensen, N. O., Salmon, J. R. Taylor, P. A. Tetzlaff, G. e Teunissen, H. W.; “The Askervein Hill Project: Vertical Profiles of Wind and Turbulences”. *Boundary–layer Meteor.*, vol. 43, 143–169, 1988.

Miller, C. A., Davenport, A. G.; “Guidelines for the calculation of wind speed-ups in complex terrain”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 74-76, pp. 189 - 197, (1998).

Moffat, R. J.; “Using Uncertainty Analysis in The Planning of an Experiment”, *ASME J. Fluids Eng.*, vol. 107, 173–182, 1985.

Monteiro, A. S., Santiago, V. S., Rodrigues, D. Do A., Moriconi, L., Freire, A. P. S.; “The log-law method as a means for evaluation of skin-friction on flows over abrupt changes in surface roughness”. In: Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 2005, Ouro Preto. Rio de Janeiro : ABCM, 2005.

Monteiro, A. S., Loureiro, J. B. R., Pinho, F. T., Silva Freire, A. P.; “Flow over a step rough hill”, XXI Congresso Brasileiro de ciências Térmicas e Engenharia - ABCM, dezembro, 2006.

Mulhearn, P. J.; “A Wind-tunnel Boundary-layer Study of The Effects of a Surface Roughness Change: Rough to Smooth”, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 15, 3-30, 1978.

Nikuradse, J. “Stromungsgesetzein Rauhen Rohren”, *V. D. I. Forshungsheft*, vol. 361, 1933.

Owen, P. R. e Thomson, W. R.; “Heat Transfer Across Rough Surfaces”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 15, 321–334, 1963.

Perry, A. E.; “Hot-wire Anemometry”, Oxford University Press, 1982.

Perry, A.E. e Joubert, P. N.; “Rough-Wall Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 17, 193–211, 1963.

Perry, A.E., Schofield, W. H. e Joubert, P. N.; “Rough-wall Turbulent Boundary Layers”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 37, 383–413, 1969.

Perry, A.E., Lim, K. L e Henbest, S. M.; “An Experimental Study of The Turbulence Structure in Smooth- and Rough-wall Boundary Layers”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 177, 437–466, 1987.

Poggi, D., Porporato, A. e Ridlofi, L.; “An Experimental Contribution To Near-wall Measurements by Means of A Special Laser Doppler Anemometry Technique”, *Exp. Fluids*, vol. 32, 366–375, 2002.

Ramond, A. e Millan, P.; “Measurements and Treatment of LDA Signals, Comparison with Hot-wire Signals”, *Exp. Fluids*, vol. 28, 58–63, 2000.

Raupach, M. R.; “Anomalies in Flux-gradient Relationships Over Forest”, *Bound-layer Meteor.*, vol. 16, 467–486, 1979.

Raupach, M. R., Weng, W. S., Carruthers, D. J. e Hunt, J. C. R.; “Temperature and Humidity Fields and Fluxes Over Low Hills”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 118, 191–225, 1992.

Rodrigues, D. Do A., Alho, A. P. ; Freire, A. P. S.; “ Numerical computation of the flow around roughness elements”. In: 11th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, 2006, Curitiba. Anais do ENCIT2006. Rio de Janeiro : ABCM, 2006.

Schlichting, H.; “Boundary-Layer Theory”, McGraw-Hill, 7a edição, 1979.

Sheppard, P. A.; “Flow over mountains”, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, vol. 82, 528–529, 1956.

Simpson, R. L., Whitten, D. G. and Moffat. R. J.; “An Experimental Study of The Turbulent Prandtl Number of Air with Injection and Suction”, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 13, 125–143, 1970.

Simpson, R. L.; “The Structure of The Near-wall Region of Two-dimensional Turbulent Separated Flow”, *Turbulent Flow Structure Near Walls*, 1-30, London The Royal Society, 1991.

Simpson, R. L.; “Aspects of turbulent boundary-layer separation”. *Progress in Aerospace Sciences*, Volume 32, pp. 457-521, (1996).

Simpson, R. L., Long, C. H., Byun, G.; “Study of vortical separation from an axisymmetric hill”, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23, páginas 582–591, (2002).

Smeaton, J.; “An Experimental Investigation Concerning the Natural Powers of Water and Wind”, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, vol. 51, 100–174, 1959.

Snyder, W. H. e Britter, R. E.; “A Wind-tunnel Study of the Flow Structure and Dispersion From Sources Upwind of Three-dimensional Hills”, *Atmosph. Environment*, vol. 21, 735–751, 1987.

Snyder, W. H., Thompson, R. S., Eskridge, R. E., Lawson, R. E., Castro, I. P., Lee, J. T., Hunt, J. C. R. e Ogawa, Y.; “The Structure of Strongly Stratified Flow Over Hills: Dividing Streamline Concept”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 152, 249–288, 1985.

Snyder, W. H., Castro, I. P.; “The critical Reynolds number for rough-wall boundary layers”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90, páginas 41–54, 2002.

Soares, D. V. e Fontoura Rodrigues, J. L. A.; “Complex Near-Wall Turbulent Flows: A Performance Analysis of Velocity and Temperature Laws of The Wall”, *Anais da IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência*, Porto Alegre, Brasil, 1-10, 2004.

Song, S., DeGraaff, D. B. e Eaton, J. K.; “Experimental Study of a Separating, Reattaching, and Redeveloping Flow Over a Smoothly Contoured Ramp”, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 21, 512–519, 2000.

Song, S. e Eaton, J. K.; “The effects of wall roughness on the separated flow over a smoothly contoured ramp”, *Experiments in Fluids* 33, páginas 38–46, (2002). DOI 10.1007/s00348-002-0411-1

Song, S. e Eaton, J. K.; “Reynolds Number Effects on a Turbulent Boundary Layer with Separation, Reattachment, and Recovery”, *Exp. in Fluids*, vol. 36, 246–258, 2004.

Sun, J.; “Diurnal Variations of Thermal Roughness Height Over a Grassland”, *Boundary-layer Meteorol.*, vol. 92, 407–427, 1999.

Takahashi, T., Ohtsu, T., Yassina, M. F., Murakami, S.; “Turbulence characteristics of wind over a hill with a rough surface”, volume 90, Issues 12-15, páginas 1697-1706, (2002).

Taylor, P. A. e Teunissen, H. W.; “The Askervein Hill Project: Overview and Background Data”, *Boundary-layer Meteorol.*, vol. 39, 15–39, 1987.

Tennekes, H., Lumley, J. L.; “A First Course in Turbulence”, MIT Press, 1972.

Teunissen, H. W.; “Wind-tunnel and Full-scale Comparisons of Mean Wind Flow Over an Isolated Low Hill”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodynamics*, vol. 15, 271–286, 1983.

Townsend, A. A.; “In a Deep Turbulent Boundary Layer Over a Surface Distorted by Water Waves”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 55, 719–735, 1972.

Townsend, A. A.; “Structures of Turbulent Shear Flow”, Cambridge University Press, 1976.

Wang, C., Jang, Y. J. e Leschziner, M. A.; “Modelling two- and three-dimensional separation from curved surfaces with anisotropy-resolving turbulence closures”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, volume 25, páginas 499-512, (2004).

Wood, N.; “Wind Flow over Complex Terrain: A Historical Perspective and the Prospect for Large-Eddy Modelling”, *Boundary-Layer Meteorol.*, 96, páginas 11-32, (2000).

Wosnik, M., Castillo, L. e George, W.; “A Theory for Turbulent Pipe and Channel Flows”, *J. Fluid Mechanics*, vol. 421, 115–145, 2000.

Ying, R., e V.M. Canuto; “Numerical simulation of flow over two-dimensional hills using a second-order turbulence closure model”. *Boundary-Layer Meteorol.*, 85, páginas 447-474, (1997).

Zanoun, E.-S., Durst, F. e Nagib, N.; “Evaluating the Law of The Wall in Two-dimensional Fully Developed Turbulent Channel Flow”, *Physics of Fluids*, vol. 15, 3079–3089, 2003.

Zeman, O. e Jensen, N. O.; “Modification of Turbulence Characteristics in Flows Over Hills”, *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 113, 55-80, 1987.

Zhang, Zh; “Velocity Bias in LDA Measurements and its dependence on The Flow Turbulence”, *Flow Meas. Inst.*, vol. 13, 63–68, 2002.