

Projeto de Graduação

Gustavo Rabello dos Anjos

February 25, 2005

REITOR

Professor Nival Nunes de Almeida

VICE-REITOR

Professor Ronaldo Martins Lauria

SUB-REITOR DE GRADUAÇÃO

Professora Raquel Marques Villardi

DIRETOR DO CENTRO DE TECNOLOGIA E CIÊNCIAS

Professor Antônio Carlos Moreira da Rocha

Diretor da Faculdade de Engenharia

Professor Luiz Biondi Neto

CHEFE DE DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Professor Francisco José da Cunha Pires Soeiro

COORDENADOR DE PROJETO DE GRADUAÇÃO

Professor Carlos Alberto Pereira Correia

ORIENTADOR DE PROJETO DE GRADUAÇÃO

Professora Mila Rosendal Avelino

ALUNO

Gustavo Rabello dos Anjos 2000.1.02973.11

COMPONENTES DA COMISSÃO EXAMINADORA

Professor Carlos Alberto Pereira Correia

Professora Mila Rosendal Avelino

Professor Norberto Mangiavacchi

Professor Rogério Martins Saldanha da Gama

Gostaria de agradecer às pessoas que fizeram parte da minha vida e me ajudaram a concluir esses cinco anos de estudos.

Dona Léa, obrigado pelo incentivo, dedicação, amor e apoio em tudo na vida. Em especial, esses últimos cinco anos de vida acadêmica.

Papito, muito obrigado pelo carinho e companherismo nos tempos difíceis, e nos tempos fáceis também!!!

Vá, Andrezinho, Felipão e Tonhão, agradecimentos especiais para pessoas realmente especiais. Irmãos companheiros e amigos para o resto da vida. Valeu rapaziada!

Achema, querida Achema, sorte a minha ter uma segunda mãe!!! Muito obrigado por todos os momentos da vida!

Tia Zuzu, muito obrigado pela ajuda, carinho e apoio por todo esse tempo.

Tia Lalá e tia Lulu, obrigado pelos momentos felizes!!!

Vovó, vc estará sempre comigo! Muito obrigado por tudo!

Professora Mila, até nos feriados você estava disposta a ensinar! Muito obrigado pela dedicação, orientação, ajuda, apoio e motivação nesse início de vida acadêmica que está apenas começando. Muito obrigado mesmo!

Aos amigos queridos e não esquecidos que estão presentes em minha vida, especialmente Mariana, pelo carinho, respeito e amizade.

Gustavo Rabello dos Anjos

Mila Rosendal Avelino, D.SC

Resumo de projeto de graduação apresentado à Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Simulação de Camada Limite Atmosférica em Túnel de Vento

Orientador: Mila Rosendal Avelino

Departamento: Engenharia Mecânica

Um estudo de laboratório sobre camada limite turbulenta na qual se desenvolve sobre superfície que apresenta uma mudança abrupta na rugosidade é feito. Os casos de uma superfície uniformemente lisa e de três superfícies rugosas representadas por floresta em miniatura com disposições geométricas distintas são investigadas. As três disposições de floresta são, respectivamente, floresta alinhada, onde o topo das árvores está alinhado com a superfície lisa; floresta aberta, onde a base da árvore está alinhada com a superfície lisa; e floresta fechada, igualmente representada pela floresta aberta com diferença da inclusão de placas de alumínio dispostas transversalmente ao longo do túnel de vento.

O objetivo deste trabalho é analisar, experimentalmente, as características de escoamento atmosférico em floresta. Perfis de velocidade média, do coeficiente de atrito, da espessura da camada limite interna, fator de Clauser e a distribuição integral da quantidade de movimento estão presentes. Foi utilizado o método de balanço integral para investigar os fenômenos decorrentes da simulação de floresta em túnel de vento.

Abstract of graduation project presented to State University of Rio de Janeiro

Simulation of Atmospheric Boundary Layer in Wind Tunnel

Advisor: Mila Rosendal Avelino

Department: Mechanical Engennering

A laboratory study of the turbulent boundary layer which develops over surface that present an abrupt change in roughness is made. The cases of a uniformly smooth surface and three kinds of different roughness surfaces are investigated. The tree forest dispositions are, respectively, in line forest, where the top of trees is lined up with the smooth surface; open forest, where the base of trees is lined up with the smooth surface; and closed forest, equally represented for open forest with the difference of the aluminum plate inclusion made use transversally to the long of the wind tunnel.

The objective of this work is analise, experimentally, the characteristic of forest atmospheric flow. Velocity profile, skin-fiction coeficient, internal boundary layer thickness, Clauser's factor and the distribution of integral momentum are presente. The method of integral balance was usedto investigate the decurrent phenomena of the simulation of forest in wind tunnel.

ERRATA:

ERRATA:

ERRATA:

Sumário

1	Introdução	2
2	Revisão bibliográfica	5
3	Caracterização Experimental	18
3.1	Descrição do aparato experimental	19
3.2	Auto-preservação da camada limite turbulenta	24
4	Análise Teórica	35
4.1	A camada limite turbulenta de velocidade	36
4.2	A determinação da tensão na parede	58
5	Conclusão	71
6	Referências bibliográficas	73

Lista de símbolos ou nomenclatura

A - constante característica da geometria do escoamento ($=5,0$)

A_0 - constante de calibração do anemômetro

B - parâmetro característico da geometria do escoamento

B_0 - constante de calibração do anemômetro

c_p - calor específico à pressão constante

c_D - constante do modelo algébrico ($=0,09$)

C - parâmetro característico do tipo de rugosidade na lei da parede proposta por Hama(1954)

C_1 - parâmetro relativo às condições do escoamento

C_i - constante característica do tipo de rugosidade na lei da parede

C_f - coeficiente de atrito

D - tipo de superfície; indica também uma função de escala do elemento rugoso

E - diferença de potencial

G - fator de Clauser

H - fator de forma de von Kármán

I - intensidade de corrente elétrica

k - condutividade térmica

L - comprimento de escala da camada limite

l_c - velocidade característica, normalmente o comprimento de mistura

L_c - caminho livre médio das partículas de fluido

n - expoente na equação de calibração do anemômetro ($=0,45$)

N - constante de proporcionalidade entre Δ e δ

p - pressão na região externa da camada limite

Pr - número de Prandtl molecular

Pr_t - número de Prandtl turbulento

P_j - parâmetro que fornece o resultado da medição experimental

R - resistência do fio quente

S_r - índice de precisão absoluto

S - comprimento do topo da rugosidade na direção do escoamento

u - velocidade instantânea na direção longitudinal

u' - flutuação de velocidade na direção longitudinal

\bar{u} - velocidade média na direção longitudinal

$\overline{u'}$ - média da flutuação de velocidade na direção longitudinal

u^+ - velocidade adimensionalizada com variáveis externas, $= u/U_\infty$

u_c - velocidade característica normalmente a velocidade de atrito

u_τ - velocidade de atrito

U - velocidade característica da camada limite

U_w - velocidade na região adjacente à parede

U_∞ - velocidade do escoamento potencial

\bar{v} - velocidade média na direção transversal

V - velocidade média

x - direção longitudinal

\bar{X} - média das amostras do parâmetro

y - direção transversal

y^+ - distância transversal ao escoamento adimensionalizada com variáveis externas

y_0 - comprimento característico da rugosidade

y_T - distância medida a partir do topo dos elementos rugosos

w - comprimento da cavidade na direção do escoamento

W - função universal de Coles(1956)

Δ - parâmetro de equilíbrio de Clauser

Δ^+ - comprimento característico proporcional à espessura da camada limite

Δp - variação de pressão

$\frac{\Delta u}{u_\tau}$ - função rugosidade

β - erro sistemático

δ - espessura da camada limite

δ^* - espessura de deslocamento da camada limite

ϵ - taxa de dissipação de energia cinética por unidade de massa

η - função arbitrária, indica a região de validade das equações

θ - espessura de quantidade de movimento

ϑ_j - coeficiente dimensional de sensibilidade absoluta

ϑ'_j - na forma adimensional, o coeficiente de sensibilidade,

κ - energia cinética turbulenta

κ - constante de von Kármán

κ_t - constante de von Kármán para a lei da parede térmica

λ - passo entre rugosidades

Λ - medida local do atrito na parede

μ - viscosidade molecular

μ_t - viscosidade turbulenta

ν - viscosidade cinemática

ν_t - viscosidade cinemática turbulenta

ϕ - parâmetro de equilíbrio do escoamento

Π - parâmetro de Coles

Π_0 - parâmetro de Coles

ρ - massa específica do fluido

σ - desvio padrão

σ_κ - constante do modelo $\kappa - \epsilon$ ($=1,0$)

σ_ϵ - constante do modelo $\kappa - \epsilon$ ($=1,3$)

τ_{ij} - tensor de Reynolds

τ_t - tensão turbulenta

τ_w - tensão na parede

Capítulo 1

Introdução

A superfície da Terra não é plana e a maioria das regiões planas é inconvenientemente heterogênea. Isto reforça a ocorrência de experimentos anteriores em locais remotos tais como Kansas e Minnesota, onde condições alusivas podem ser realizadas. A compreensão destes efeitos no escoamento das superfícies que apresentam uma mudança brusca na rugosidade superficial se dá principalmente com base em experiências de campo. Um problema na maioria dos estudos realizados é a ausência de medições precisas do escoamento neste tipo de superfície. Um dos poucos estudos atmosféricos que superaram esta dificuldade foi o estudo realizado por Bradley(1968), que mediu os perfis de variação de tensão viscosa superficial em um escoamento neutro.

Para estudos de advecção local, o túnel de vento fornece uma alternativa interessante por possibilitar um grau de controle aceitável que pode ser exercido sobre a maioria de fatores relevantes no escoamento; contribuições importantes neste assunto são encontradas em Perry(1963), Perry(1969), Antonia(1971), Antonia(1972), Antonia(1975), Schofield(1975) e Mulhearn(1978). Muitos problemas relevantes e interessantes envolvem fluxos de pequena escala, incluindo o desenvolvimento de soluções analíticas, conforme estudado em Elliott(1958) e Taylor(1968). Aplicações de mesoescala, e para CLA, especificamente em regiões costeiras foram analisadas em Venkattran(1986) e Shao(1991). Um trabalho de revisão em escoamento turbulento de camada limite sujeita a perturbações súbitas é apresentada em Smits(1985).

O presente trabalho é relacionado com a modelagem em túnel de vento dos efeitos que uma mudança abrupta na rugosidade na superfície provoca na região interna da camada limite atmosférica. Um dos principais objetivos deste projeto é fornecer ao leitor um retrato detalhado dos escoamentos que se desenvolvem sobre superfícies lisas e encontram uma mudança brusca da

rugosidade da superfície. Esta situação é encontrada nas regiões costeiras, onde o escoamento se desenvolve sobre o oceano, e encontra subitamente uma superfície rugosa.

O estudo das variações que ocorrem numa camada limite turbulenta sujeita a perturbações súbitas no seu estado de equilíbrio possui, portanto, relevância histórica. Por sua inquestionável importância no estudo da micrometeorologia, ou mais contemporaneamente, por questões tecnológicas relacionadas ao arrefecimento de componentes eletrônicos e outras aplicações, esse tema tem atraído continuado interesse.

De especial importância tem sido os estudos experimentais dedicados à simulação controlada de escoamentos naturais. Camadas limite turbulentas com relativamente pequenas escalas que se desenvolvem sobre superfícies rugosas podem ser utilizadas para simular a camada limite atmosférica; deste modo, fenômenos que ocorrem em regiões próximas à superfície da terra, como a dispersão de poluentes em zonas urbanas e os esforços exercidos por brisas e ventos fortes sobre edificações, podem ser cuidadosamente examinados (veja, por exemplo, Ligrani et al.(1979, 1983)).

A principal motivação desse estudo é que em micrometeorologia, os perfis de vento da camada limite são necessários para classificar a estabilidade atmosférica e estimar os fluxos de calor sensível, vapor d'água e quantidade de movimento. Este trabalho, propõe-se a estudar escoamentos de camada limite turbulenta que se desenvolvem sobre terrenos planos que apresentem uma variação brusca nas condições superficiais. Em particular, o foco será sobre escoamentos que apresentem variações abruptas das propriedades de uma superfície extensivamente uniforme para outra, esta outra, caracterizada por uma floresta. Em trabalhos anteriores, outros autores, Jackson(1976) e Walmsley(1989), compararam dados atmosféricos disponíveis na literatura com dados obtidos em túnel de vento. O trabalho apresentará tratamentos de ordem experimental.

Como objetivo deste trabalho podemos, então, enunciar:

1. A interpretação do comportamento da camada limite turbulenta quando sujeita a variações abruptas nas condições de contorno superficiais.
2. Análise experimental e tórica do problema proposto, simulação experimental de camada limite atmosférica em floresta

O Capítulo 3 apresenta uma breve descrição das instalações experimentais utilizadas. Esta descrição incluirá tanto os equipamentos utilizados para a medição dos perfis de velocidade quanto

de temperatura. Este capítulo apresenta também, medições de velocidade média; os dados foram obtidos em sete diferentes estações localizadas ao longo da seção de trabalho. A superfície inferior do túnel de vento era composta por seções de madeira. As modalidades diferentes de superfície rugosas foram obtidas através de arranjos com árvores em miniatura compostas aleatoriamente. Tipicamente, nos experimentos realizados, uma placa lisa de madeira com um metro de comprimento era seguida por uma superfície rugosa com dois metros de comprimento. Ainda neste capítulo, é realizada uma análise do estado de equilíbrio do escoamento, estimando valores de parâmetros globais das camadas limite obtidas experimentalmente, como a espessura de quantidade de movimento, a espessura de deslocamento da origem, o fator de forma de von Kármán e os fatores de Clauser para perfis de velocidade.

Uma análise teórica é feita no capítulo 4, onde a camada limite turbulenta e a tensão na parede são investigadas.

Capítulo 2

Revisão bibliográfica

Os conceitos fundamentais e idéias relativos ao escoamento de um fluido sobre uma superfície rugosa foram estabelecidos por Nikuradse(1933) que investigou o escoamento em tubulações com rugosidade do tipo de grão de areia. Nikuradse descobriu que, a altos números de Reynolds, o escoamento próximo à parede torna-se independente da viscosidade, sendo uma função da escala da rugosidade K , do diâmetro da tubulação D , assim como do número de Reynolds. Nikuradse também descobriu que, para a região da esteira, as leis universais se aplicam para o escoamento médio, independentemente das condições da parede. Os efeitos da rugosidade são, portanto, restritos a uma camada fina adjacente à parede.

De argumentos dimensionais e de uma analogia com a lei da parede de Prandtl, Nikuradse propôs escrever

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{K} + B \left(\frac{Ku_\tau}{\nu} \right) \quad (2.1)$$

onde todos os símbolos acima possuem seu significado tradicional; u representa a velocidade instantânea, u_τ é a velocidade de atrito, κ é a constante de von Kármán ($=0,41$), ν é a viscosidade cinemática, K é uma função de escala da rugosidade e o parâmetro B apresenta uma dependência funcional do termo entre colchetes.

Após vinte anos de estudos com poucos avanços, a equação (2.1) foi escrita de modo alternativo por Clauser(1954), como

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_\tau} \frac{Ku_\tau}{\nu} \quad (2.2)$$

onde $\Delta u/u_\tau$ representa a função rugosidade e o parâmetro A possui valor constante para escoamento sobre superfície lisa. Segundo Coles(1956), após a análise de mais de seiscentos diferentes experimentos, obteve $A = 5,0$.

Neste mesmo ano, e com base em um extensivo programa experimental, Hama(1954) mostrou que

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{Ku_\tau}{\nu} + C, \quad (2.3)$$

o que imediatamente vem confirmar que as expressões (2.1) e (2.2) são equivalentes, porém escritas de modo alternativo.

Os escoamentos que obedecem equações com a forma das equações (2.1) a (2.3) são típicos de superfícies do tipo K . Escoamentos, por outro lado, que são aparentemente insensíveis à escala característica K , mas dependem de alguma outra escala global do escoamento são ditos do tipo D , em uma especial deferência aos escoamentos realizados no interior de tubulações conforme apresenta Nikuradse; o D neste caso fica associado ao diâmetro interno de uma tubulação. No caso de rugosidades do tipo D , a superfície é geometricamente caracterizada por uma série de ranhuras muito próximas, que permitem o estabelecimento de um padrão de escoamento onde estruturas vorticiais estáveis se formam no interior das rugosidades. Para descrever a porção do perfil de velocidade que se desvia da lei logarítmica podemos considerar que imediatamente acima da cabeça dos elementos rugosos, o escoamento médio é independente das escalas características associadas ao escoamento próximo à parede. Deste modo, a equação (2.2) pode ser reescrita como

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_\tau} \frac{Du_\tau}{\nu}. \quad (2.4)$$

A princípio, não existe qualquer razão para que as funções que aparecem nas equações (2.2) e (2.4) tenham a mesma forma. De fato, as duas escalas distintas utilizadas para a representação

das rugosidades dos tipos K e D sugerem que não pode ser construído um único arcabouço teórico para a descrição de ambos os tipos de rugosidade.

Moore(1951), entretanto, mostrou que é possível escrever uma lei de similaridade em uma forma universal, se a origem das medições dos perfis de velocidade for deslocada para abaixo do topo dos elementos rugosos. A esta prática denominou-se “deslocamento da origem”. Sucessivos métodos detalhados para se determinar o deslocamento da origem são descritos em vários trabalhos, por exemplo, em Perry e Joubert(1963), Perry e Abel(1977) e em Perry et al.(1986). O deslocamento da origem é normalmente representado por, ε .

Deste modo, uma expressão válida para qualquer tipo de rugosidade pode ser escrita fazendo

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \ln \frac{(y_T + \varepsilon)u_\tau}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_\tau}, \quad (2.5)$$

onde

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \ln \frac{\varepsilon u_\tau}{\nu} + C_i, \quad (2.6)$$

e $C_i, i = K, D$; são constantes características do tipo de rugosidade.

A dificuldade encontrada com a formulação acima descrita é que, a princípio, não se conhece o valor de ε para uma dada geometria de superfície. O entendimento do fenômeno, com uma posterior formulação definitiva a respeito do comportamento de ε , tem deste modo, motivado a realização de vários trabalhos experimentais e teóricos. De fato, é comum a presença de variações de outras propriedades concomitantemente com a rugosidade. Em alguns casos, a mudança de rugosidade vem acompanhada de variações de alguma grandeza escalar, como a temperatura ou o fluxo escalar na superfície, Avelino et al.(1997, 1999b), Avelino e Silva Freire(1998). Dentre os vários interesses despertados pelo assunto, o desenvolvimento de expressões universais para a descrição do escoamento de um fluido junto à região completamente turbulenta adjacente a uma parede tem sido tema de grande interesse na modelagem da turbulência por modelos diferenciais de duas equações, Launder e Spalding(1974), e outros problemas. Para uma revisão geral do assunto, veja, por exemplo, Bonnet et al.(1998) e Silva Freire et al.(1998). Como aplicações específicas deste enfoque, podemos citar alguns trabalhos relacionados a problemas

que envolvem injeção normal de fluido na parede. O artifício da sucção na parede foi adotado no estudo de Coleman et al.(1977) para produzir um gradiente de pressão favorável acelerando o escoamento e levando a camada limite completamente rugosa ao estado de equilíbrio. Em Floryan(1997) a sucção na parede foi utilizada para simular a rugosidade superficial, induzindo um novo tipo de instabilidade caracterizada pelo surgimento de vórtices. Extensões da lei da parede para escoamentos sujeitos à transpiração de fluido na superfície também foram propostas em Avelino(1996, 2000) e Avelino et al.(1995, 1996, 1998b, 1999a). O propósito deste trabalho é analisar o escoamento em túnel de vento utilizando parâmetros integrais para validar os dados obtidos em laboratório.

Em micrometeorologia, os perfis de vento e temperatura da camada limite são necessários para classificar a estabilidade atmosférica e estimar os fluxos de calor sensível, vapor d'água e quantidade de movimento. Exemplos de trabalhos que abordam este tema são Krader(1981), Panofsky(1972), Businger et al.(1971), Dyer(1974), Wyngaard(1990) e Garrat(1980). Businger et al.(1971) realizou observações na camada limite atmosférica através de uma torre meteorológica, onde foi possível medir os perfis de velocidade e temperatura. Seus resultados foram utilizados para calcular constantes experimentais como o número de Richardson, a constante de von Kármán e o comprimento de Obukhov, e estes valores foram comparados com os seus valores universais, encontrando grande coerência entre eles para diferentes estados de estabilidade atmosférica. Businger et al.(1971) também estimou através de perfis experimentais os fluxos de calor e momento próximos à superfície. Garrat(1980) utilizou duas torres meteorológicas sobre superfícies com diferentes rugosidades (z_0 variando de 0,4 a 0,9 m e z/z_0 variando de 5 até 85). Nestes experimentos foram estudadas as implicações da variação da rugosidade nos fluxos de calor e de quantidade de movimento próximo à parede. Foi proposto também um novo comprimento característico para a região de transição entre a subcamada turbulenta e a região externa da camada limite, sendo este também função da rugosidade do terreno. Em Dyer(1974), foram encontradas, por argumentos dimensionais e empíricos, expressões para o fluxo de calor na parede para diferentes graus de estabilidade atmosférica. Wyngaard(1990) modelou o fluxos de escalares na camada limite atmosférica utilizando simulação de grandes escalas e simulação numérica direta, para camadas limite atmosféricas estáveis e instáveis e com diferentes tipos de rugosidade na superfície, com o objetivo de melhorar a parametrização do transporte de gases traço na atmosfera. Em Mulhearn(1977) atenção especial é dada à região de transição que

se estabelece imediatamente após a variação da condição superficial, através da proposição de relações analíticas entre fluxos superficiais e variações de perfis de quantidades médias. O trabalho de Smits e Wood(1985) apresenta uma revisão bibliográfica de trabalhos que abordam o comportamento de camadas limite turbulentas sujeitas à perturbações súbitas.

Uma descrição mais detalhada dos importantes trabalhos de Nikuradse(1933) e de Clauser(1954) será dado em seguida.

Como foi visto no início deste capítulo, um dos experimentos mais importantes sobre camadas limite que se desenvolvem sobre superfícies rugosas foi realizado por Nikuradse em 1933. O autor estudou o comportamento de escoamentos em tubulações que possuíam rugosidade superficial do tipo de grão de areia. Nikuradse observou a existência de uma lei logarítmica que poderia ser aplicada para prever o comportamento do perfil de velocidades dependendo das características da rugosidade. Ele observou que o efeito da rugosidade na forma do perfil de velocidades é, analogamente à viscosidade, restrito a uma região fina, adjacente à superfície. Desta forma, um coeficiente de viscosidade modificado, ν_e , poderia ser adotado para levar em conta os efeitos da rugosidade. Pensou-se que este conceito seria universalmente válido para descrever o comportamento tanto de escoamentos externos quanto em escoamentos internos, desde que fossem respeitados os parâmetros característicos da geometria da rugosidade. Nessa linha, são exemplos trabalhos para placas rugosas sem gradiente externo de pressão, ou a análise de Prandtl e Schlichting(1934). Anteriormente a 1951 pouco trabalho experimental tinha sido realizado neste campo. Neste sentido, a análise de Nikuradse era, sem dúvida, a mais importante sobre o assunto.

Moore, em 1951, obteve um avanço significativo para o problema de escoamentos sobre superfícies rugosas através da análise de um conjunto de resultados experimentais obtidos para camadas limite sem gradiente externo de pressão. A rugosidade utilizada consistia de paralelepípedos colocados lado a lado e transversalmente ao escoamento. A relação entre a distância estabelecida entre os elementos rugosos e a altura utilizados foi determinada ser igual a 4. Foram utilizados três dimensões diferentes de paralelepípedos com alturas de 0,31 cm, 1,2 cm e 3,8 cm. Moore(1951) dedicou-se a validar as equações obtidas por Prandtl e Schlichting para as propriedades globais do escoamento, que se baseavam na distância do bordo de ataque da placa. A posição do bordo de ataque é sempre mal definida, não deixando claro sobre o que ocorre quando a espessura da camada limite é muito menor do que a altura dos elementos rugosos. Um vez que a Lei Logarítmica só é válida para distâncias da placa da ordem de $0,15\delta$, é possível que

os elementos rugosos tenham penetrado na camada limite a uma distância muito inferior a esta, próxima do início da placa.

Investigações experimentais de camadas limite turbulentas sobre rugosidades construídas a partir de telas de fios foram realizados por Krogstad et al.(1992) e por Krogstad e Antonia(1994, 1999) e Shafi e Antonia(1997). Estes autores mostraram que a estrutura da turbulência é sensivelmente diferente, em vários aspectos, da turbulência existente sobre camadas limite sobre superfície lisa.

Uma questão sempre presente diz respeito ao cálculo do coeficiente local de atrito na parede. É um procedimento que conduz a resultados imprecisos utilizar expressões para o cálculo do coeficiente de atrito com base em um comprimento característico variável, como a espessura da camada limite δ , a menos que seja adotada uma teoria integral, como em Coles(1956), assim, da lei da esteira e da definição de espessura de deslocamento, δ^* , pode-se obter um comprimento característico Δ onde

$$\Delta^+ = \frac{U\delta^*}{u_\tau} = c^{te} \delta, \quad (2.7)$$

U é a velocidade característica do escoamento de camada limite. Como Δ^+ é proporcional a δ , e pode ser obtido da teoria integral, seria aceitável substituir o parâmetro Δ^+ na equação do atrito.

Da análise do perfil de uma camada limite, Moore(1951) observou que a Lei da Esteira para um escoamento sobre uma superfície rugosa é idêntica à Lei da Esteira para uma parede lisa, desde que a origem virtual, ou seja, o deslocamento da origem, e a espessura da camada limite δ se localizassem à mesma distância abaixo do topo dos elementos rugosos. Com uma definição mais precisa da variável Δ^+ , Clauser(1954) obteve a seguinte lei para o atrito, incluindo os efeitos da rugosidade

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} = \frac{1}{\kappa} \ln(Re_{\delta^*}) - \frac{\Delta U}{u_\tau} + D, \quad (2.8)$$

onde $Re_{\delta^*} = U\delta^*/\nu$. A variável D depende do atrito e da distribuição de pressão e é aproximadamente constante quando não há gradiente de pressão. Assume-se que a função $\Delta U/u_\tau$ não é

afetada por gradientes externos de pressão.

Clauser, analisando os dados obtidos por Moore(1951) com base na equação (2.8), determinou $\Delta U/u_\tau$, encontrando uma função exclusiva de número de Reynolds local da rugosidade, Ku_τ/ν . Este resultado foi comparado com os resultados de Ramd (ablud Perry e Joubert, 1963), que já havia em seus experimentos utilizado um padrão de rugosidade idêntico e aplicado a seus dados à mesma equação. Em 1954, Hama confirmou as idéias de Clauser executando experimentos em camadas limite obtidas sem gradientes externos de pressão e com rugosidade superficial construída a partir de telas de fios. A existência de uma lei logarítmica e de uma lei da esteira foi fortemente confirmada e as variações resultantes de $\Delta U/u_\tau$ foram comparadas com os dados de Sarpkaya (Hama 1954). Novamente obteve-se uma função exclusiva de Ku_τ/ν .

Estudos para a camada limite com gradiente de pressão adverso foram realizados por Perry e Joubert(1963) e por Schofield(1975). O trabalho de Perry e Joubert(1963) propõe uma extensão do método gráfico de Clauser(1954) para o cálculo do deslocamento da origem e do coeficiente de atrito. Embora um pouco difícil de ser utilizado, pois este método permite a obtenção de diversas combinações de deslocamento da origem e de coeficiente de atrito que fornecem uma boa interpolação dos dados experimentais, este método se tornou o mais popular para o cálculo do coeficiente de atrito em escoamentos sobre superfícies rugosas. De fato, este método pode não fornecer valores precisos de ε e de C_f , mas ele certamente localiza uma faixa estreita de ocorrência desses valores.

No trabalho realizado por Antonia e Luxton(1971), a estrutura e o crescimento da camada limite interna que se forma após uma variação brusca da rugosidade superficial em escoamento sem gradiente externo de pressão são analisados experimentalmente. Observa-se que na região próxima à variação da rugosidade, a estrutura da camada limite interna é muito diferente da estrutura da camada externa, que permanece inafetada. A taxa de crescimento da camada interna é aproximadamente a mesma da camada limite sem gradiente de pressão, enquanto o nível de turbulência dentro da camada interna é alto, pois há alta taxa de produção de energia cinética turbulenta próximo à parede rugosa. Nas vizinhanças do degrau de rugosidade, Antonia e Luxton(1971, 1972) deduziram, com base nos resultados para o comprimento de mistura e na análise da equação da energia turbulenta, que o escoamento na camada interna não está em equilíbrio; assim, o conceito de similaridade da camada interna não continua mais válido nesta região. A camada limite turbulenta passa de um estado inicial de auto preservação, referente à

superfície lisa, para um segundo estágio de auto-preservação, na superfície rugosa, após a variação nas vizinhanças do degrau.

As variações que ocorrem numa camada limite turbulenta sujeita a perturbações súbitas no estado de auto-preservação foram objeto de estudo de inúmeros trabalhos teóricos e experimentais. A maior parte destes estudos foi revista por Tani(1968).

Nesses trabalhos foram investigadas perturbações aplicadas na parede, como descontinuidade nas condições superficiais, e perturbações aplicadas no escoamento de corrente livre, como variações bruscas no gradiente externo de pressão. Nas investigações referentes ao primeiro tipo de perturbação, grande parte dizia respeito à resposta da camada limite turbulenta a uma variação no tipo da rugosidade superficial. Este fato certamente se dá por força da relevância deste tema em estudos associados à micrometeorologia.

As teorias existentes e os métodos de cálculo para escoamentos sujeitos a variações na rugosidade superficial requerem que a espessura da rugosidade, ou a espessura da camada interna, sejam pequenas em comparação com o comprimento de escala total da camada limite, Bradshaw, Ferris e Atwell(1967) e Taylor(1969a, 1969b). Elliot(1958) estudou o aumento da espessura da camada interna quando o escoamento passa para um terreno com maior rugosidade, propondo que este aumento não depende da velocidade do escoamento e é fracamente influenciado pelas condições de estabilidade atmosférica. O aumento da espessura da camada interna obedece a uma lei de potência, sendo proporcional a potência de $4/5$ na direção do escoamento. Em Townsend(1965, 1966) foi realizado um estudo sobre variações abruptas na rugosidade da superfície, e seus efeitos nos perfis de velocidade e temperatura em camadas limite que satisfazem a condição dinâmica de auto-preservação. As variações nos perfis de temperatura foram encontrados pela combinação da variação da rugosidade na parede e da variação dos fluxos de calor na superfície. Os resultados foram obtidos em laboratório e comparados com dados atmosféricos reais apresentando boa coerência. Taylor(1969a, 1969b) utilizando um modelo baseado no comprimento de mistura, relacionou o cisalhamento das tensões turbulentas com a variação da rugosidade na parede na camada limite interna, e comparou seus resultados com valores experimentais. Panofsky e Townsend(1963,1984) descreveram o comportamento dos perfis de vento com a variação da rugosidade na superfície em uma atmosfera neutra, considerando que apenas o escoamento da camada interna é afetado por estas variações e que no escoamento acima da camada limite, nem os perfis de velocidade e nem as tensões de Reynolds sentem tais variações. Os resultados obti-

dos foram comparados com dados de camadas limite experimentais obtidas em túnel de vento, apresentando grande coerência. Também foram propostos perfis de velocidade potencial e dos parâmetros de tensão para estas situações. Essas teorias podem ser razoavelmente aplicadas na camada limite atmosférica se apenas uma extensão limitada do escoamento após a variação na rugosidade for considerada. Para caracterizar bem o fenômeno, Bradley(1968), Rider et al.(1963) e Garratt(1978) realizaram medições em situações de escoamento real.

Escoamentos sobre superfícies que apresentam uma variação abrupta de rugosidade ocorrem com frequência na natureza. Chamberlain(1983) estudou velocidade do vento sobre superfícies cobertas por mar, areia e neve e mostrou que o aumento do deslocamento da origem, implica numa diminuição progressiva da velocidade de atrito.

A estrutura da camada limite atmosférica é similar à camada limite gerada em um túnel de vento de alta intensidade turbulenta, com regiões interna e externa distintas, Wright et al.(1998). A região interna do escoamento é influenciada principalmente pelas características físicas do terreno enquanto na região externa, diferentemente de qualquer camada limite gerada em laboratório, a rotação da Terra é de fundamental importância. Este fato deve ser ressaltado, uma vez que a força de coriolis provoca variação da direção do vento com a altura. A topografia afeta diretamente a estrutura da camada limite atmosférica, mas também a rugosidade superficial influencia a variação da velocidade média e a direção do vento com a altura.

A modelagem do escoamento sobre terrenos onde há uma variação brusca na rugosidade, também foi estudada por Elliott(1958), Taylor(1969c), Panofsky e Dutton(1984) e Degrazia e Moraes(1992) que consideraram perfis de velocidade e coeficientes de atrito dentro da região interna da camada limite. Panofsky e Dutton(1984) mostraram uma maneira direta de se estimar os fluxos de calor e de momento na parede, através dos perfis de velocidade e temperatura, dependendo do nível de estabilidade atmosférica e do tipo de rugosidade na superfície. Degrazia e Moraes(1992) propuseram a criação de um modelo baseado na teoria espectral da densidade de energia para flutuações de velocidade, visando simular os coeficientes de difusão turbulentos lateral e vertical sobre superfícies com variação na rugosidade. Os resultados do modelo foram comparados com dados experimentais e concluíram que, para uma atmosfera idealizadamente estável, a turbulência é igualmente eficiente para o transporte de quantidade de movimento, calor e gases contaminantes. As pesquisas realizadas por Claussen(1987), Maryon(1989) e Russell e Takle(1989) investigaram numericamente os efeitos de variação da rugosidade na superfície

sobre toda a camada limite, e não somente na camada interna, apesar do trabalho de Claussen (1987) não ter levado em conta a rotação da Terra. Trabalhos numéricos posteriores abordando o problema da variação brusca da rugosidade superficial também foram realizados por Rao et al.(1974a, 1974b) e Jensen(1978), sendo que este último incluiu efeitos de coriolis e da camada limite planetária.

A turbulência está fortemente relacionada ao espectro de flutuação de velocidade. Em Panofsky et al.(1982) foram analisados escoamentos sobre colinas, escarpas e diferentes terrenos complexos e observou-se que os componentes da flutuação da velocidade vertical tendem a atingir o equilíbrio com o terreno local medidos sobre diversos tipos de terrenos complexos. No trabalho de Kaimal et al.(1972), espectros de velocidade e temperatura apresentam resultados consistentes com a lei do espectro de Komogorov. Uma representação espectral da estrutura vortical da turbulência na camada limite convectiva modelada por funções trigonométricas ortogonais nos estudos de Berkowicz e Prahm(1984), apresentam boa concordância do modelo com medições ao longo de toda a camada limite.

Trabalhos experimentais simulando o escoamento sobre superfícies com variação brusca de rugosidade em túneis de vento, foram realizados por Comptom e Eaton(1977). Importantes trabalhos de revisão da adaptação da camada limite atmosférica à variação da rugosidade superficial podem ser encontrados em Garratt(1990) e Kaimal e Finnigan(1994).

Os estudos de convecção local em um túnel de vento oferecem condições favoráveis à experimentação. Trabalhos com variação de rugosidade são apresentados em Antonia e Luxton(1971) e em Wood e Antonia(1975). Eles descrevem uma variação de liso para rugoso. Medições mais recentes de camada limite turbulenta são realizados em Debora e Eaton(1997), os autores examinam o comportamento da turbulência em camadas limite tridimensionais com gradiente de pressão. Estes dados, juntamente com os de Gartshore e Croos(1977), Mulhearn (1978) e Jackson(1978) oferecem aplicação direta na atmosfera.

Existem duas razões principais para simulação da camada limite atmosférica em um túnel de vento. A primeira razão refere-se ao auxílio no entendimento de escoamentos na atmosfera, o que requer colaboração entre engenheiros e meteorologistas. A segunda razão encontrada possibilita a solução de problemas de engenharia como: a previsão de carregamento do vento em estruturas, a previsão da maneira como as estruturas afetam o vento e o estudo da dispersão de particulados e outras fontes de poluição do ar (Plate 1982). Critérios para simulação da

camada limite atmosférica são discutidos em Cermak(1971, 1975) e em Hunt e Fernholtz(1975). Devemos nos dedicar a medições em túnel de vento para compreender a resposta da turbulência à convecção local quando sujeitas a variações na superfície.

A turbulência se faz presente nos fluxos atmosféricos de uma maneira geral, atuando como grande variação de escala, podendo ser observada desde os fluxos dentro da camada limite atmosférica até as variações climáticas globais, Wyngaard(1992).

Os principais estudos relativos à turbulências atmosféricas estão associados às pequenas escalas, existindo diversos voltados à modelagem do fluxo atmosférico no interior de plantações e florestas, Flesch e Wilson(1992), Raupach et al.(1996) e Bottema et al.(1998). O trabalho de Flesch e Wilson(1992) propõe um modelo bidimensional de simulação-trajetória para descrever as concentrações médias e os fluxos resultantes de uma superfície vegetada. O modelo proposto foi baseado no critério que considera a turbulência como sendo não-gaussiana, o que é uma situação típica de superfícies com vegetação. Em Raupach et al.(1996) é realizado um levantamento dos diversos tipos de modelagem dos termos turbulentos logo acima de uma superfície vegetada, e alguns resultados são comparados com experimentos realizados em túneis de vento, encontrando boa coerência. Já em Bottema et al.(1998) o valor da rugosidade efetiva de uma superfície (z_0) de paisagens florestais é estimado experimentalmente com o intuito de fornecer esta informação como condição de contorno para modelos numéricos de turbulência. Experimentos de brisa no rio Amazonas foram realizados em Oliveira e Fitzjarrald(1994) para prever a intensidade e a estrutura espacial da brisa induzida pelo rio, em contraste com aquela observada na Amazônia Central.

No que se refere à modelagem atmosférica de maneira geral os fenômenos ocorridos dentro da camada limite atmosférica são geralmente parametrizados e fornecem ao modelo apenas informações em forma de fluxo, comprometendo muitas vezes a qualidade da previsão do tempo, por exemplo, para uma região de terreno irregular. A base teórica assim apresentada por inúmeras publicações tenta simular o escoamento de camada limite atmosférica sobre superfície irregulares de diferentes rugosidades, devemos alertar que os efeitos da topografia e da rugosidade nos balanços de quantidade de movimento e de massa, onde detectamos Dawkins e Davies(1981), e de energia, os estudos de Jianmin e Daggupaty(1998).

A teoria da similaridade e argumentos adimensionais aplicados à camada limite atmosférica permitem a obtenção de formas funcionais de funções de similaridade universais para a camada limite atmosférica Zilitinkevich(1989). Em Sorbjan(1986) é proposta a utilização da teoria da

similaridade, como extensão da teoria de Monin-Obukhov, em camadas limite atmosférica em conjunto com dados experimentais, visando a obtenção de funções universais para diferentes condições de estabilidade atmosférica e o trabalho de Byun (1991) determina funções de similaridade da camada superficial para a camada limite planetária. A abordagem assintótica é uma ferramenta muito utilizada para descrever a turbulência também na camada limite atmosférica, Holtslag e Nieuwstadt(1986). Uma revisão bibliográfica sobre este assunto pode ser encontrada nos trabalhos de Wyngaard(1973).

Várias medições também foram realizadas em túneis de vento. Para escoamentos turbulentos com variação das propriedades da superfície de lisa para rugosa e de rugosa para lisa, podemos citar os trabalhos de Clauser(1956), Plate e Hidy(1967), Makita(1968), Antonia e Luxton(1971) e Taylor(1969a). Tendo em vista a exposto no início deste parágrafo, podemos dizer que é improvável que os métodos de previsão mencionados acima possam ser aplicados a estes últimos experimentos, uma vez que, em todos os casos, a camada interna representa uma porção significativa da espessura total da camada limite.

Tani(1968),após grande consideração sobre as informações fornecidas pelos experimentos acima, concluiu que o escoamento se reajusta rapidamente à nova condição superficial, mas que a tensão na parede, após a variação, cresce muito antes de retornar lentamente para seu valor de equilíbrio. Apesar desta conclusão ser sustentada qualitativamente numa primeira aproximação pelas medidas disponíveis, Tani concluiu que ainda existe a necessidade de medições adicionais quantitativas de tensão viscosa na parede, na região imediatamente após a variação. Nas medições referidas, a tensão na parede foi obtida tanto por extrapolação da medições da tensão de Reynolds quanto da inclinação do perfil mono-logarítmico da distribuição de velocidades. A precisão das medições das correlações de flutuação de velocidades, $-\overline{v'w'}$ perto da parede normalmente não é boa, e como extrapolação envolve uma derivação de dados, não pode-se esperar que o cálculo do coeficiente de atrito seja preciso quando esta técnica for adotada.

Mesmo para camadas limite com auto-preservação, Perry, Schofield e Joubert(1969), torna-se necessário conhecer a posição efetiva da parede e o valor da função rugosidade, ou da velocidade de atrito, $\Delta u/u_\tau$, antes que o coeficiente de atrito possa ser determinado.

Em casos de escoamentos onde há equilíbrio, próximo à variação da rugosidade, os fundamentos desta técnica são suspeitos, e, de qualquer forma, tanto a origem efetiva quanto a função rugosidade devem ser funções da posição do escoamento. Muitos trabalhos assumem a existência

de uma distribuição logarítmica de velocidade média na região próxima à parede como evidência de que a camada imediatamente após a variação da superfície seja uma camada em equilíbrio (na forma descrita por Townsend(1965)). Todas as teorias mencionadas acima fazem esta hipótese, mas não existe evidência experimental de equilíbrio disponível até o momento.

Dos resultados experimentais relacionados acima, somente os de Logan e Jones (1963) em uma tubulação e Makita(1968) em um canal, contém medições de intensidades turbulentas e da tensão turbulenta. Estes experimentos deveriam fornecer uma descrição razoável do comportamento do escoamento, seguindo a variação de superfície, mas este quadro é apresenta o inconveniente da variação de pressão brusca que acompanha a variação de rugosidade em escoamentos completamente desenvolvido em tubulações, Su et al.(1999).

Com relação ao trabalho, já abordado, de Antonia e Luxton(1971) foi investigado o campo de escoamento após uma variação de rugosidade superficial. De um número limitado de medições turbulentas, induziu-se que a estrutura da camada interna, na região próxima à parede, não depende da camada externa, enquanto o comprimento de escala integral na camada interna era significativamente reduzido, se comparados ao comprimento na superfície lisa. A conclusão obtida por Tani (1968), que a tensão na parede sobe e depois decai gradualmente até atingir seu valor final, com o reajuste às novas condições superficiais sendo rápido, é sustentado pelas medições de Antonia e Luxton(1971, 1972) de tensão na parede.

Capítulo 3

Caracterização Experimental

Este estudo é dedicado ao comportamento de escoamentos de camadas limite turbulentas de velocidade que se desenvolve sobre superfícies que apresentam variação súbita de rugosidade. Este Capítulo trata da simulação experimental em túnel de vento de escoamentos de camada limite turbulenta que se desenvolvem sobre três tipos de rugosidade superficial distintas.

Um interesse particular deste estudo consiste na caracterização experimental dos perfil de velocidade para geometria proposta para os casos onde há variação brusca das propriedades na superfície. De fato, um estudo experimental do desenvolvimento dos perfis de camada limite turbulenta para velocidade constitui uma etapa fundamental no desenvolvimento deste trabalho.

A estrutura deste capítulo é apresentada em duas seções: Na primeira, é apresentada uma descrição do procedimento experimental adotado para a caracterização da camada limite turbulenta sobre uma superfície rugosa. Na segunda seção, é realizada a análise do estado de equilíbrio do escoamento. Também são estimados valores de espessura de quantidade de movimento, fator de forma de von Kármán e fator de Clauser para velocidade.

Na próxima seção faremos uma breve descrição das instalações experimentais utilizadas. Esta descrição incluirá os equipamentos utilizados para a medição dos perfis de velocidade.

Antes de passar a um estudo mais aprofundado das questões relativas ao cálculo do coeficiente de atrito, é preciso fazer a qualificação dos escoamentos gerados artificialmente no túnel de vento. Esta qualificação se dará por parâmetros globais da camada limite como será visto na seção 3.2.

3.1 Descrição do aparato experimental

Os experimentos foram realizados em um túnel de vento com alta intensidade turbulenta, instalado no Laboratório de Mecânica da Turbulência do INPE/ITA. O túnel é de circuito aberto com uma seção de testes de dimensões: 670 mm de largura, 670 mm de altura e 3.000 mm de comprimento.

A velocidade do escoamento principal em que os experimentos são conduzidos pode ser variada em um intervalo contínuo de 0 a 10,0m/s. As superfícies rugosas são formadas pela implementação de árvores em miniatura, cada uma medindo, aproximadamente, 10cm. Foram feitas três disposições distintas: árvores com o topo alinhado à superfície lisa (floresta alinhada); árvores dispostas no mesmo nível da superfície lisa (floresta aberta) e árvores dispostas no mesmo nível da superfície lisa com aparatos metálicos dispostos transversalmente ao longo do túnel de vento (floresta fechada). A geometria destas configurações será posteriormente ilustrada para melhor entendimento.



Figura 3.1: Geometria da seção de testes com superfície rugosa e sistema de coordenadas

Perfis de velocidade média foram medidos usando a técnica de anemometria de fio quente, uma das técnicas mais utilizadas no estudo de escoamentos turbulentos de gases. As principais

vantagens são o custo inferior ao de outros dispositivos que se aplicam ao mesmo fim, como a anemometria a laser-Doppler, e a velocidade de resposta em frequência para escoamentos com altas velocidades. O tamanho reduzido do sensor e a sensibilidade nas medições também representam fatores relevantes para a escolha desta técnica para a medição da velocidade.

O fio quente é um elemento termoresistivo cujo objetivo é a medição da velocidade do escoamento. O fio aquecido troca calor com o escoamento e como as flutuações no campo de velocidades provocará flutuações na resistência elétrica, desta forma pode-se medir o componente longitudinal da velocidade.

A anemometria a fio quente pode ser dividida em duas classes distintas com relação ao seu funcionamento: corrente constante e temperatura constante. O nome sugere o princípio de funcionamento e para ambas as classes de anemometria utiliza-se o mesmo sensor, sendo que o princípio de funcionamento difere pelo circuito eletrônico a ser utilizado, influenciando, naturalmente no resultado obtido como resposta. Os sistemas que utilizam o circuito com temperatura constante são adotados para medições do campo de velocidades, enquanto os circuitos que mantêm a temperatura do fio constante são indicados para medições do campo de temperatura. Este trabalho não se estende à medição e análise dos perfis de temperatura.

O balanço de energia para o fio termoresistivo pode ser expresso na forma

$$I^2 = A_0 + B_0 U^n, \quad (3.1)$$

onde I representa a intensidade de corrente elétrica, A_0 e B_0 são constantes a serem determinadas pela calibração do sensor, U é a velocidade e o expoente n pode ser calculado através do processo de calibração do fio quente.

Pela lei de Ohm, $E = RI$, onde: E é a diferença de potencial, R é a resistência do fio do sensor e I é a corrente elétrica. Substituindo-se esta relação na equação (3.1) a voltagem na saída do sistema pode ser diretamente relacionada à velocidade instantânea do escoamento pela lei de King,

$$E^2 = A_0 + B_0 U^n. \quad (3.2)$$

Foi utilizado um sensor de camada limite fabricado pela DISA, modelo 55P15 horizontal, com aproximadamente 1,25mm de comprimento e diâmetro $3 \mu\text{m}$, de tungstênio. Um desenho do sensor de camada limite está apresentado na fig (3.2) Este sensor é do tipo considerado

apropriado para o uso em camadas limite. O sensor foi usado com um anemômetro KAURI, operando a temperatura constante, com taxa de superaquecimento do fio equivalente a 0,7. Foram ainda adotados os seguintes equipamentos de suporte: um tubo de Pitot DWYER No.160-18, com aproximadamente 8,0mm de diâmetro externo e 45,72cm de comprimento, um manômetro eletrônico, um posicionador de sensores com controle automático e sensibilidade de $\pm 0,02$ mm.

Os fios são normalmente confeccionados de ligas de tungstênio, platina e níquel. É necessário que o fio apresente resistência mecânica mínima para resistir a possíveis impactos de partículas, impurezas ou poeira que podem ser lançados contra o fio pelo escoamento e ao mesmo tempo seja fino o suficiente apresentando resistência elétrica adequada e capacidade térmica extremamente baixa para fornecer a resposta às flutuações turbulentas de velocidade, sem inércia térmica. Os sensores apresentam fios de comprimento da ordem de 1 a 2 mm e 2 a $5\mu\text{m}$ de diâmetro.

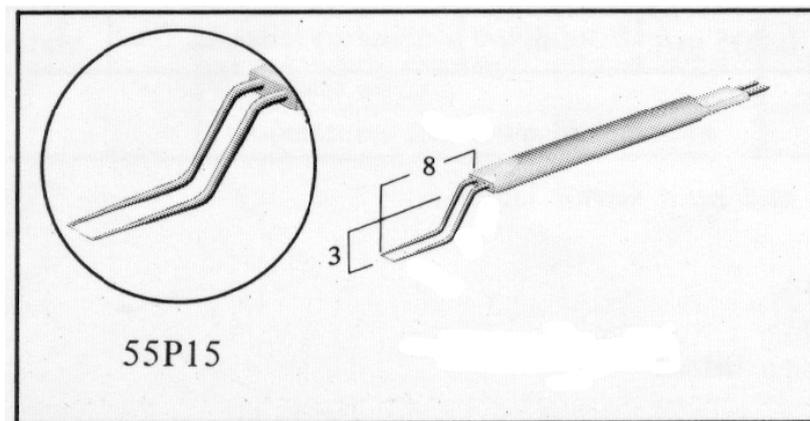


Figura 3.2: Desenho esquemático do fio quente de camada limite tipp 55P15 fabricado pela DISA

O sinal resultante da medição foi fornecido a uma placa de aquisição de dados fabricada pela Data Translation, modelo DT2812. A placa de aquisição é um conversor analógico/digital AD de 12bits, de média velocidade com 8 canais de entrada.

Por ser um conversor de 12 bits, sua faixa de atuação é de 0 a 4095, fornecendo voltagens de 0 a 10 volts. Para conversão da saída de dados para volts, deve-se usar uma linearização, assim, o valor lido deve ser multiplicado por 10 volts e dividido por 4095 para obter o valor da voltagem.

O anemômetro é calibrado utilizando o tubo de Pitot como instrumento de referência, instalando-se o sensor de fio-quente próximo ao tubo de Pitot dentro do túnel de vento. É

obtida uma curva de calibração de E^2 versus $V^{0,45}$. Esta curva deve incluir o ponto de E_0 relativo à velocidade nula e a equação da calibração (3.2) passa a ser escrita na forma,

$$E^2 = E_0^2 + B_0 U^n. \quad (3.3)$$

A intensidade turbulenta pode ser obtida derivando a equação (3.3), o que fornece

$$2E dE = nB_0 U^{n-1} dV. \quad (3.4)$$

Substituindo o valor de B_0 da equação (3.3) na equação (3.4),

$$2E dE = n \frac{E^2 - E_0^2}{U^n} U^{n-1} dV. \quad (3.5)$$

ou

$$\frac{dV}{V} = \frac{2E dE}{n(E^2 - E_0^2)} \quad (3.6)$$

Pelo método dos mínimos quadrados, são determinadas as constantes de calibração A_0 e B_0 , da relação funcional do anemômetro, equação (3.2). O expoente da velocidade pode variar dependendo do sensor, entretanto a literatura atesta 0,45 como valor ótimo para n .

Após a determinação das constantes de calibração, a medição propriamente dita tem início. A velocidade média é obtida pelo tratamento do sinal de aquisição das voltagens fornecidas diretamente após a ponte de Weathestone, sem processamento analógico/digital. A intensidade turbulenta é obtida pela relação

$$IT = \sqrt{\frac{\overline{u'^2}}{U_\infty}}, \quad (3.7)$$

onde $\overline{u'^2}$ é a média dos quadrados das flutuações de velocidade na direção longitudinal e U_∞ é a velocidade no escoamento de corrente livre.

Foram examinadas estações a cada 30 cm. A origem do sistema de coordenadas foi situada no início da seção de testes. Ao tomar os dados de velocidades foram consideradas 30000 amostras.

Para verificar o escoamento atmosférico sobre a copa das árvores o nível da superfície rugosa foi rebaixado, em uma situação (floresta alinhada), de tal forma que o topo dos elementos rugosos ficasse alinhado com o nível da superfície lisa.

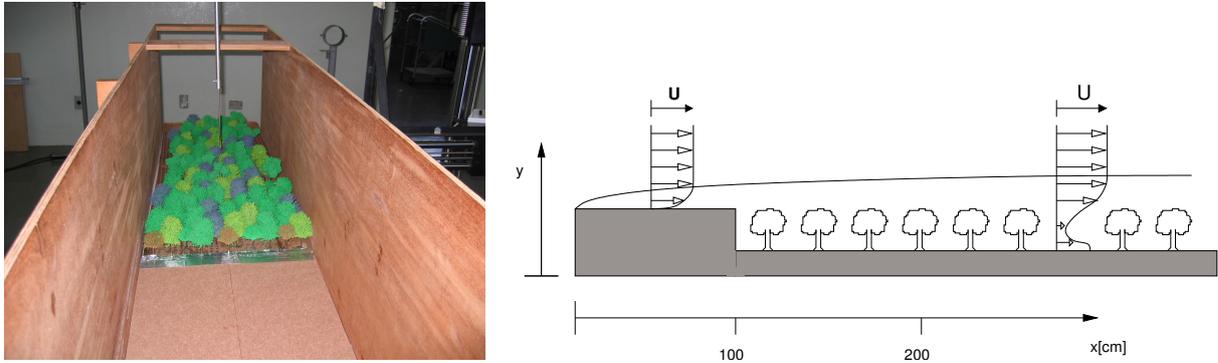


Figura 3.3: Ilustração da rugosidade tipo I

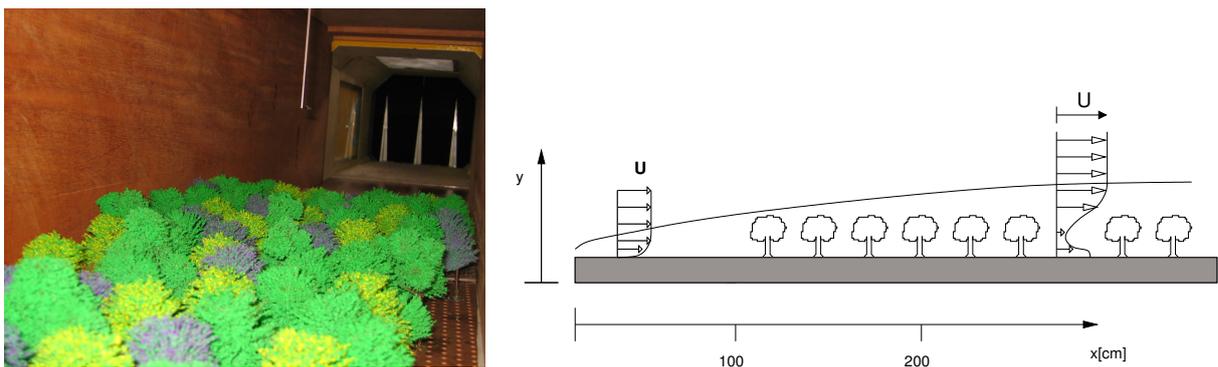


Figura 3.4: Ilustração da rugosidade tipo II

Foram estudadas quatro configurações experimentais. A configuração utilizada como referência consistia de uma superfície lisa, composta por duas placas de madeira, sendo seus respectivos comprimentos 1,0 metro e 2,0 metros. A largura das duas placas foi de 0,67 metros, o equivalente à largura da seção de testes, o que minimiza os efeitos de tridimensionalidade.

As configurações com superfícies rugosas foram obtidas através de três combinações diferentes de disposição de árvores em miniaturas colocadas a jusante do primeiro trecho de 1,0 metro de superfície lisa. A primeira rugosidade, aqui chamada de tipo I, foi obtida dispondo-se árvores de 10cm aleatoriamente, onde o topo da árvore está nivelado com a superfície lisa. A rugosidade tipo II foi obtida dispondo-se a mesma configuração de árvores com a base nivelada com a superfície

lisa. A rugosidade tipo III foi obtida igualmente a da rugosidade tipo II, com o diferencial da inclusão de placas de alumínio tranversais ao túnel e equidistantes entre si. Fotografias e figuras ilustrativas das configurações rugosas tipo I, II e III estão sendo apresentadas.

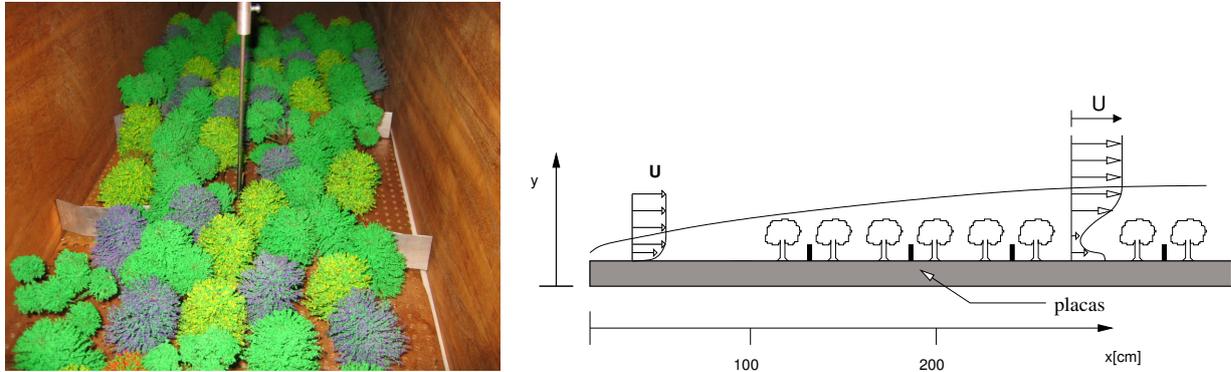


Figura 3.5: Ilustração da rugosidade tipo III

As estações medidas foram executadas perpendicularmente à parede e no plano central do túnel. Os perfis de velocidade média para o escoamento foram obtidos com um único fio quente e um anemômetro de temperatura constante.

3.2 Auto-preservação da camada limite turbulenta

Antes de passar a um estudo mais aprofundado das questões relativas ao cálculo do coeficiente de atrito, é preciso fazer a qualificação dos escoamentos gerados artificialmente no túnel de vento. Esta qualificação se dará por parâmetros globais da camada limite como será visto a seguir.

Em dois trabalhos clássicos, Clauser(1954, 1956) desenvolveu estudos para casos particulares de escoamentos turbulentos em equilíbrio. Os escoamentos são ditos em equilíbrio quando a taxa local de geração de energia cinética turbulenta é igual a taxa local de sua dissipação.

Por argumentos de similaridade, é possível se verificar que a grandeza ϕ deve ser utilizada como parâmetro de equilíbrio do escoamento, definida como

$$\phi = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{dp}{dx} \quad (3.8)$$

onde τ_w é a tensão na parede, dp/dx é o gradiente de pressão e δ^* é a espessura de deslocamento,

que substitui a espessura da camada limite devido a maior precisão decorrente de sua definição, conforme mencionado no capítulo 2.

Com considerável sucesso experimental, Clauser(1954) provou que apesar de uma camada limite apresentar gradiente de pressão variável na direção longitudinal, se o parâmetro ϕ apresentar comportamento constante, pode-se admitir que o escoamento está em equilíbrio turbulento.

O parâmetro mais importante para a caracterização do equilíbrio em um escoamento foi proposto por Clauser e é definido por

$$\Delta = \int_0^{\infty} \frac{U_{\infty} - \bar{u}}{u_{\tau}} dy = \delta^* \Lambda \quad (3.9)$$

onde $\Lambda = \sqrt{2/C_f}$ é a medida local do atrito na parede.

A auto-preservação para o campo de escoamento médio pode ser, também, observada pela deflexão do perfil de velocidades. O parâmetro de deflexão do perfil foi definido por Clauser, na forma

$$G = \frac{1}{\Delta} \int_0^{\infty} \left(\frac{U_{\infty} - \bar{u}}{u_{\tau}} \right)^2 dy. \quad (3.10)$$

Para uma camada limite em equilíbrio o fator de Clauser G deverá permanecer constante.

Muitos métodos de caracterização de camadas limite turbulentas utilizam relações entre as espessuras características dos escoamentos de camada limite. Uma relação útil é obtida pela razão entre as espessuras de deslocamento δ^* e de quantidade de movimento θ através do fator de forma de von Kármán, definido como a razão entre as espessuras de deslocamento e de quantidade de movimento,

$$H = \frac{\delta^*}{\theta}. \quad (3.11)$$

onde as espessuras de deslocamento δ^* e de quantidade de movimento θ encontram-se em suas definições clássicas.

Após atingir o estado de auto-preservação, a espessura de deslocamento e a espessura de quantidade de movimento aumentam quase linearmente com x , exceto próximo à variação das condições da superfície, implicando que a partir da estação onde o fator de forma de von Kármán

H atinge valores aproximadamente constantes, um segundo estado de equilíbrio terá sido atingido. O fator de forma de von Kármán pode ser relacionado ao fator de Clauser G através da expressão

$$H = \left(1 - \frac{G}{\Lambda}\right)^{-1}. \quad (3.12)$$

As distribuições das quantidades integrais da camada limite, espessura da quantidade de movimento, espessura do deslocamento da origem, espessura da camada limite e o fator de forma de von Kármán são mostrados nas figs (3.10) a (3.13) para os casos de escoamento sobre superfície lisa e rugosidades do tipo I, II e III, respectivamente. Para todos os casos com superfície rugosa considerados, os elementos rugosos começam a partir da posição $x = 100$ cm, sendo precedidos por 1 metro de superfície lisa.

Valores de G para os quatro casos considerados são apresentados nas figs (3.6) a (3.9), indicando que, no escoamento sobre a superfície lisa, G assume valores aproximadamente constantes a partir da estação $x = 190$ cm; para o escoamento sobre a superfície com rugosidade tipo I, a partir de $x = 180$ cm; na rugosidade tipo II e a partir da estação $x = 210$ cm; para o caso rugoso tipo III, um estado de equilíbrio é atingido com valores de G em $x=220$ cm. Note que o cálculo do fator G requer o conhecimento prévio do coeficiente de atrito na parede, ainda desconhecido neste estágio.

Na realidade, o cálculo de C_f será feito em seção específica pois ele depende, por sua vez, do cálculo do deslocamento da origem. Como os resultados referentes à validação das propriedades da camada limite estão sendo apresentados nesta seção, resolvemos adiantar os valores obtidos para G .

O fator de forma H atinge valores aproximadamente constantes após $x = 150$ cm para o escoamento sobre superfície lisa, $x = 170$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade I, $x = 200$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade II e $x = 210$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade III. A partir das estações onde o fator de forma de von Kármán atinge valores constantes, a regressão linear mostrou que representa adequadamente as quantidades integrais nestas regiões, onde o H atinge valores constantes. Os fatores de forma $H = \delta^*/\theta$ na parede lisa, apresentados nas figs (3.10) a (3.13) diminuem de um valor de 2,9 até aproximadamente 2,2 em $x = 170$ cm, e mantém este valor até $x = 290$ cm.

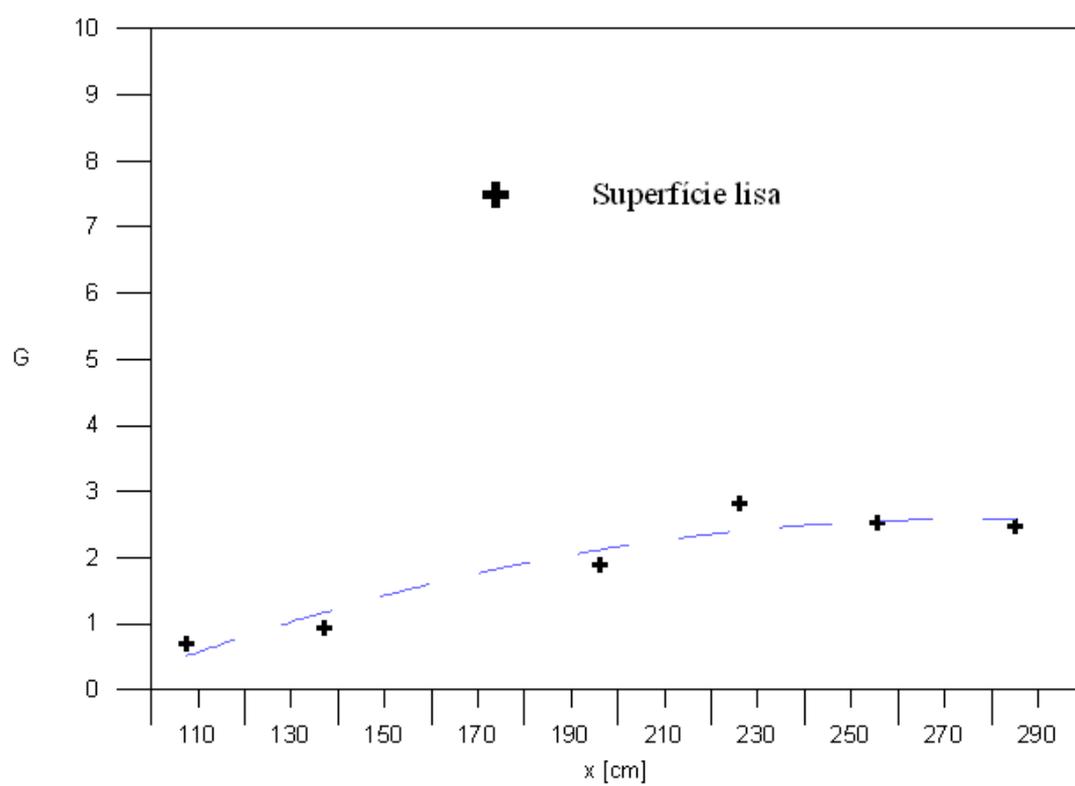


Figura 3.6: Distribuição do fator de Clauser para superfície lisa

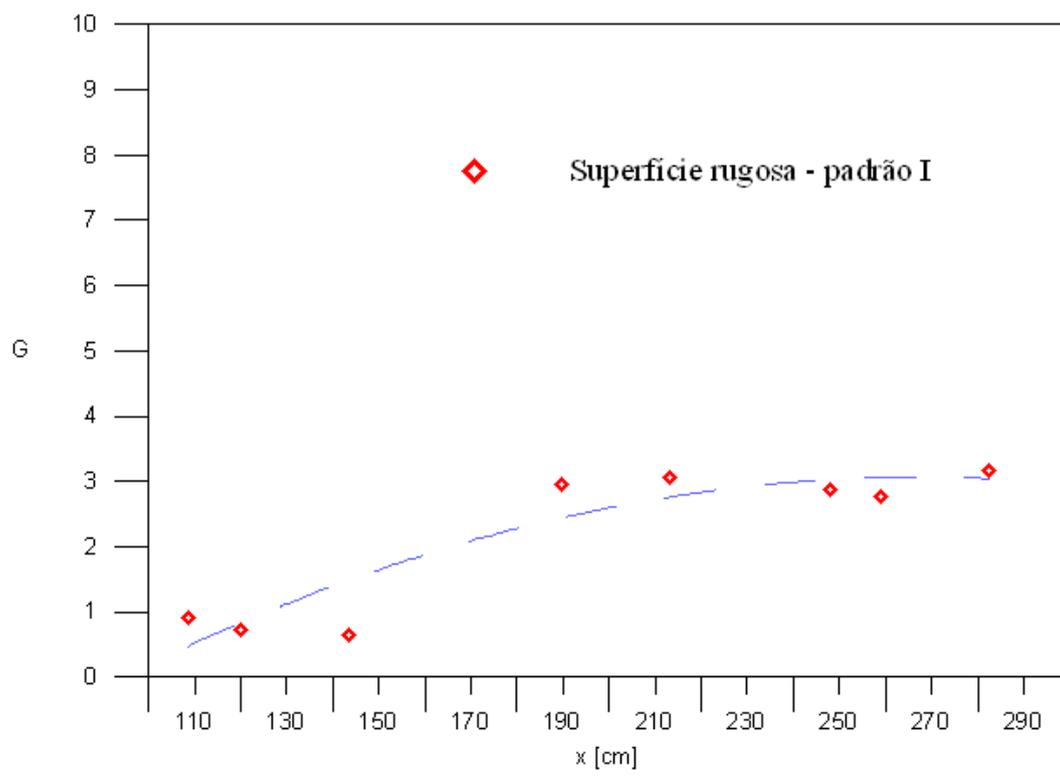


Figura 3.7: Distribuição do fator de Clauser para superfície rugosa tipo I

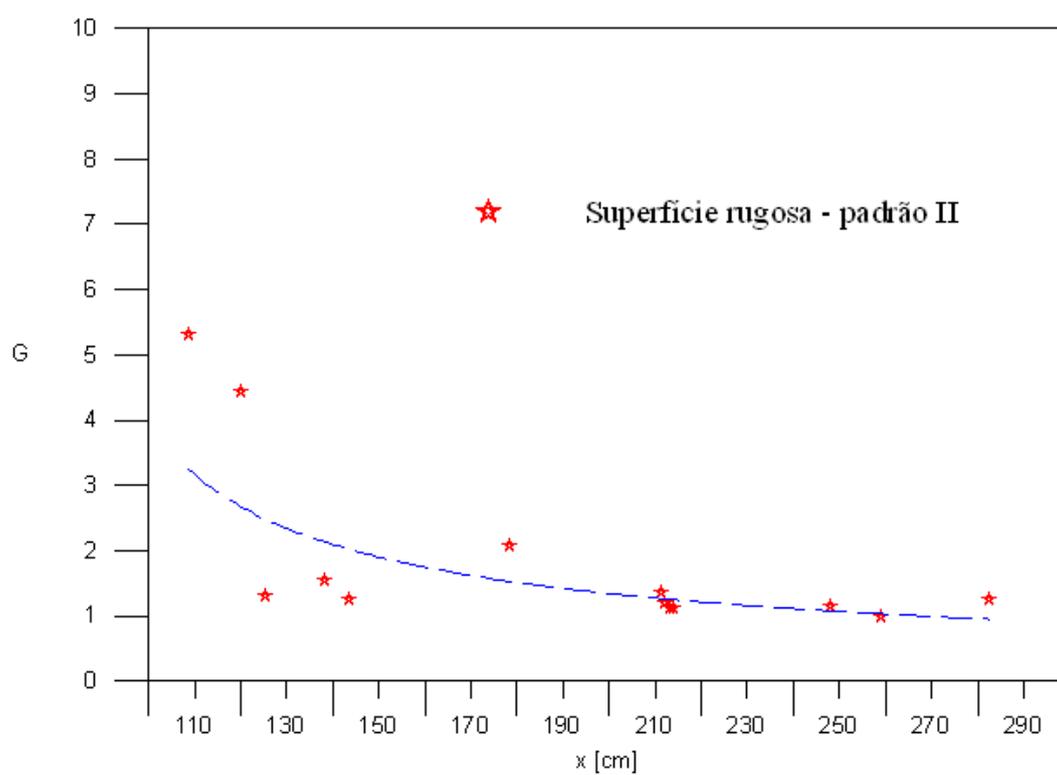


Figura 3.8: Distribuição do fator de Clauser para superfície rugosa tipo II

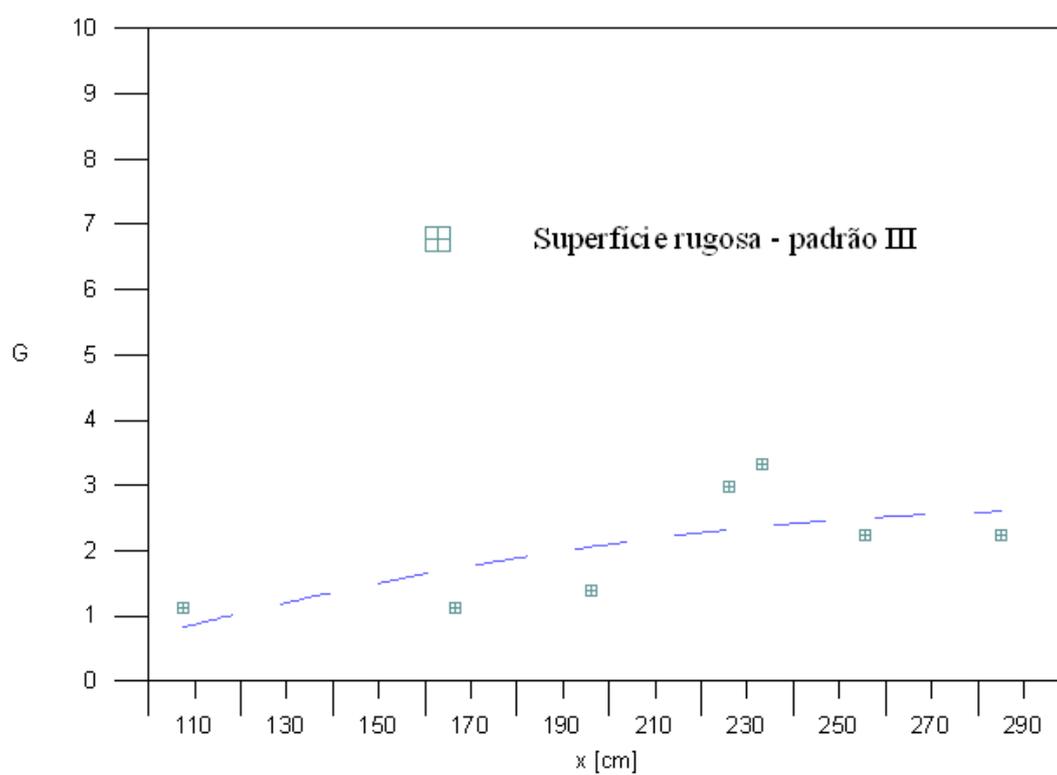


Figura 3.9: Distribuição do fator de Clauser para superfície rugosa tipo III

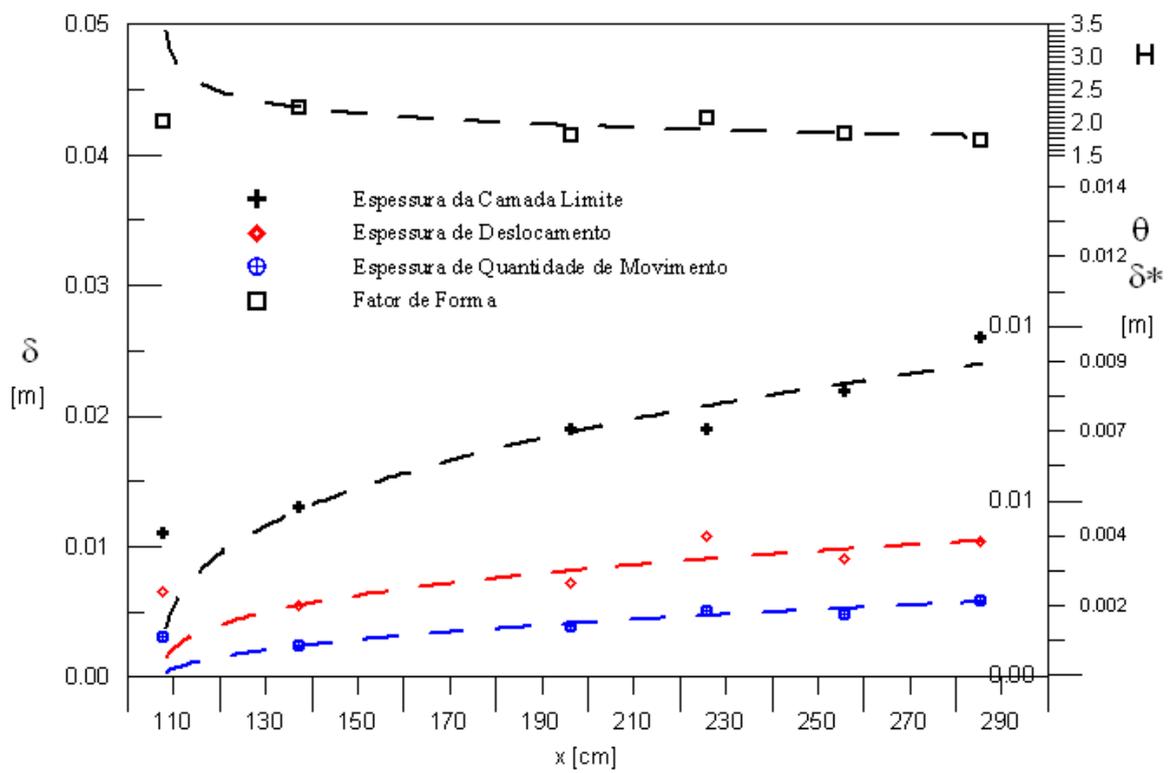


Figura 3.10: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície lisa

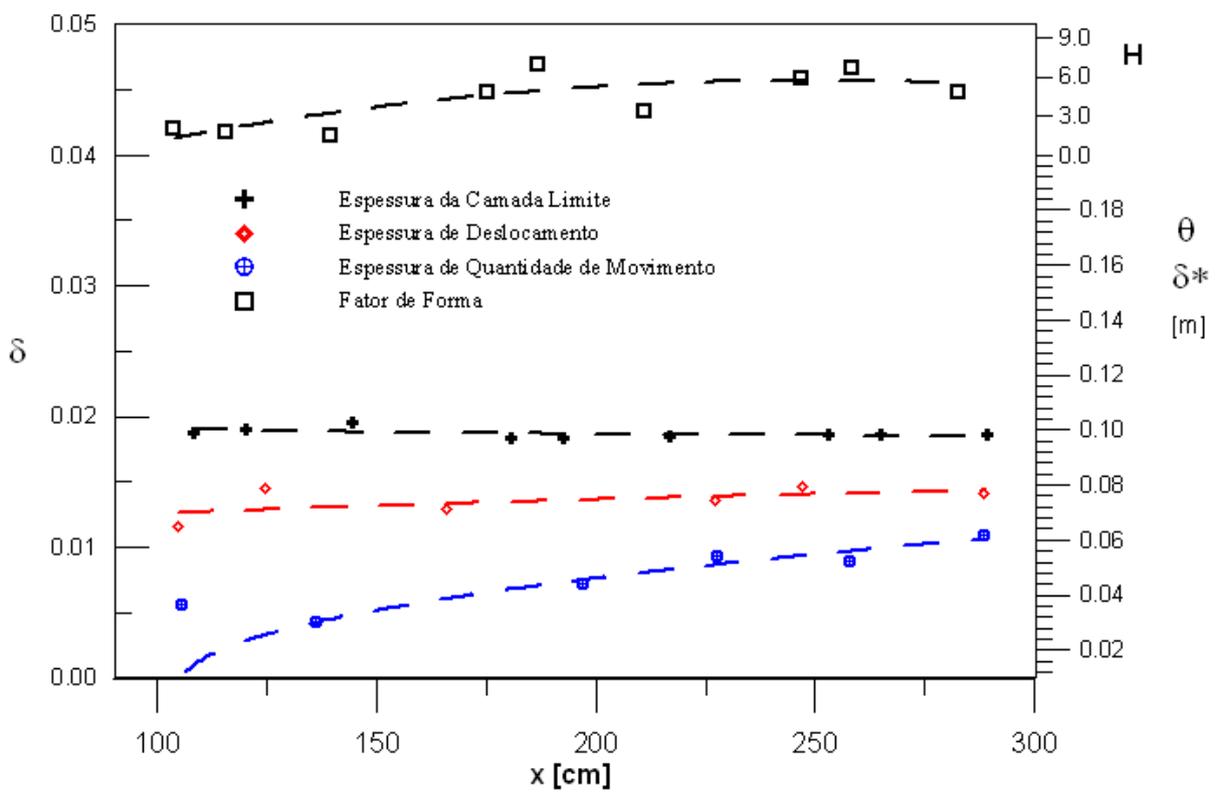


Figura 3.11: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície rugosa tipo I

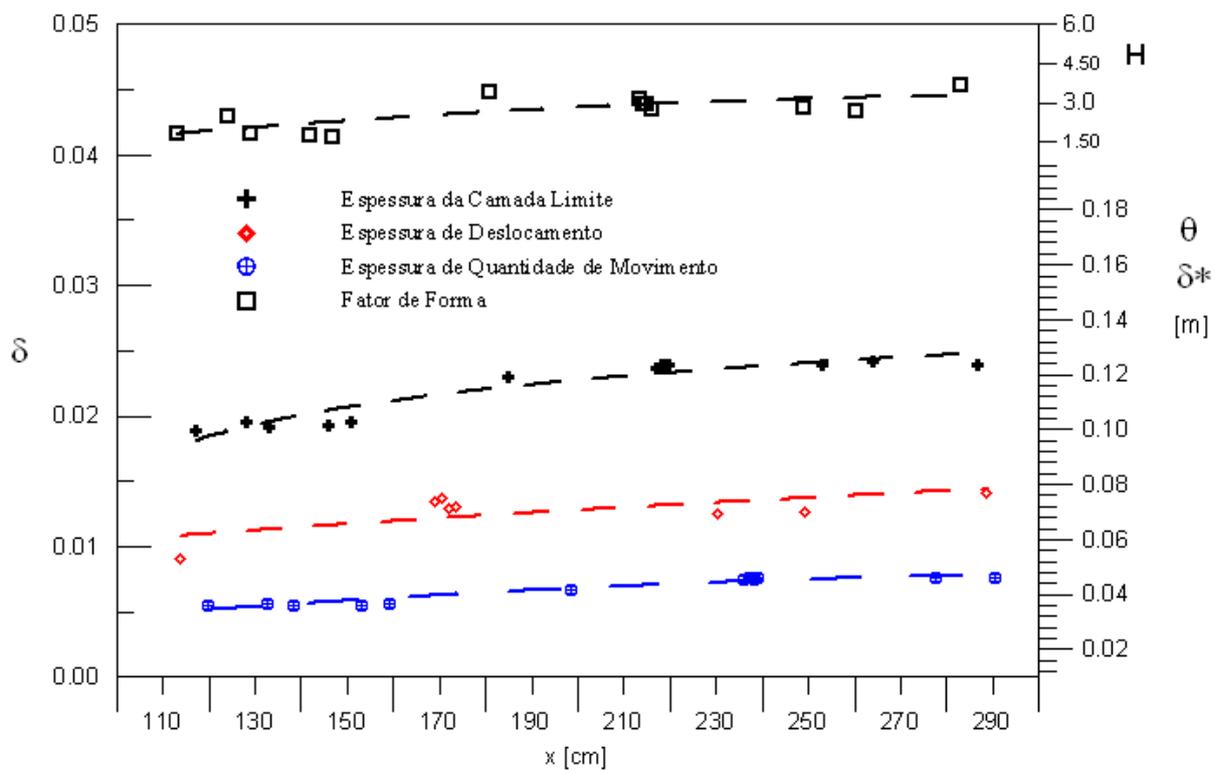


Figura 3.12: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície rugosa tipo II

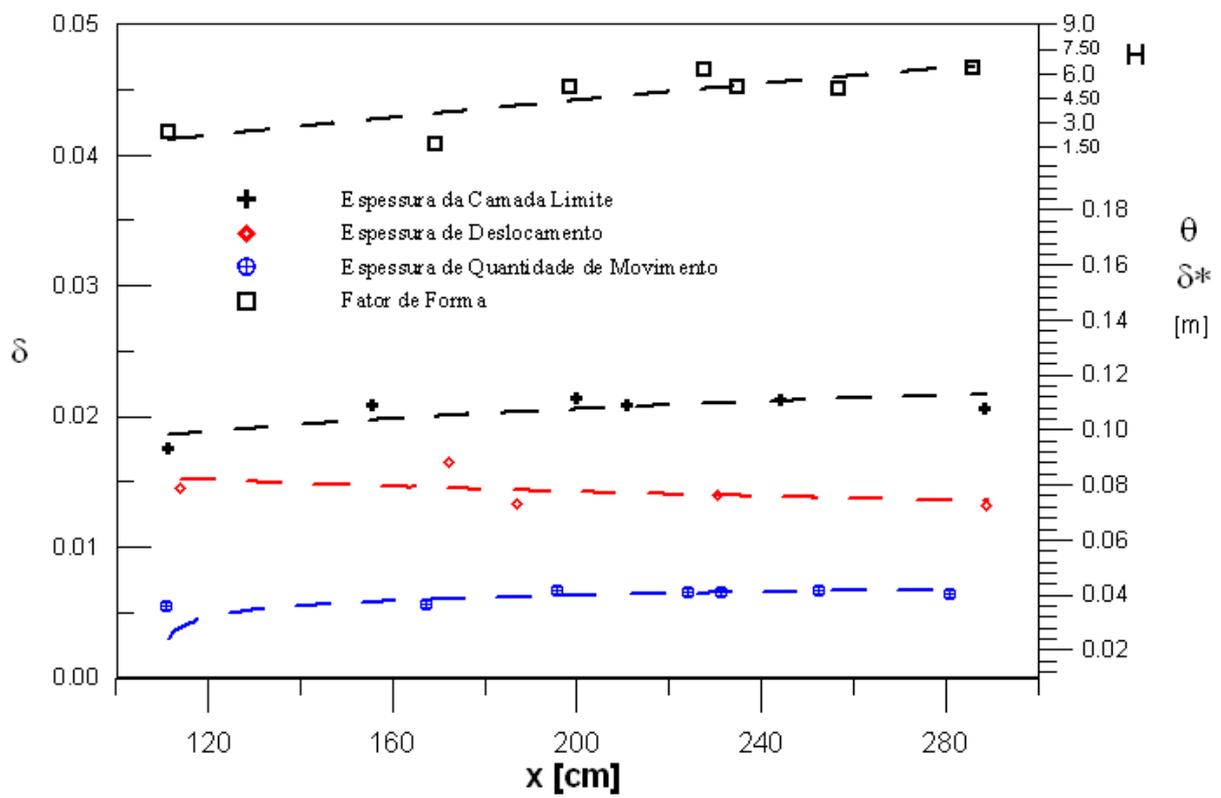


Figura 3.13: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície rugosa tipo III

Capítulo 4

Análise Teórica

Este capítulo tratará de escoamentos que se desenvolvem sobre superfícies que apresentam uma variação brusca de um tipo de rugosidade uniforme para outro. Na discussão a seguir, simplificaremos o problema considerando que a variação de rugosidade na superfície se dá abruptamente e que a linha de descontinuidade seja transversal à direção escoamento, identificada como a direção x .

As mudanças que se originam na camada de ar em contato com a superfície são difundidas verticalmente para cima pela turbulência, fazendo com que os efeitos da nova condição superficial provoquem um crescimento contínuo da camada interna. De fato, os efeitos da variação da rugosidade superficial são transmitidos em todas as direções por forças de pressão, associadas com a deflexão das linhas de corrente. Uma região particular onde as forças de pressão são relevantes é a da vizinhança da descontinuidade. Isso leva a uma dificuldade na descrição de escoamentos que sofrem mudanças súbitas nas condições de parede, pois a maioria das teorias não leva em conta os efeitos de pressão.

Um dos principais objetivos desse trabalho, como dito anteriormente, é a caracterização das propriedades da camada limite turbulenta junto a uma descontinuidade das condições de contorno na parede.

Nosso estudo é ainda fortemente motivado pela observação feita por outros autores onde a taxa de variação das propriedades do escoamento varia consideravelmente de um caso distinto para outro. Como exemplo, citamos as investigações sobre escoamentos com variação brusca de rugosidade de Antonia e Luxton(1971, 1972), Mulhearn(1977), Ligrani e Moffat(1986) e Bandyopadhyay(1987, 1988).

No texto a seguir, investigaremos a camada limite cinética para quatro configurações superficiais distintas. Será apresentada uma comparação direta entre os dados colhidos e a estrutura teórica da turbulência. O trabalho apresenta medições de perfis de velocidade média obtidos em um túnel de vento.

4.1 A camada limite turbulenta de velocidade

Esta seção será dedicada à caracterização da camada limite turbulenta que se desenvolve sobre superfícies rugosas. São apresentadas as equações que regem o movimento, bem como as hipóteses adotadas. Também será apresentada uma análise assintótica da estrutura da camada limite turbulenta.

Adotando-se o procedimento convencional, denominamos as quantidades médias de velocidade e pressão por u_i e p respectivamente. As flutuações das quantidades turbulentas são representadas por u'_i .

Todos os comprimentos e velocidades encontrados nas equações foram adimensionalizados utilizando quantidades características do escoamento externo.

As equações do movimento para escoamento de fluido incompressível assumem, então, a forma

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(Re \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \tau_{ij} \right), \quad (4.2)$$

onde Re é o número de Reynolds e o tensor de Reynolds, τ_{ij} , pode ser escrito como

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}, \quad (4.3)$$

onde a barra denota uma média no tempo.

Com auxílio de técnicas assintóticas, será apresentada nesta seção a estrutura assintótica da camada limite. Para demonstrar a estrutura da camada limite turbulenta é necessário estimar a

ordem de grandeza dos termos envolvidos no escoamento.

As maiores escalas que ocorrem num escoamento são determinadas pelas próprias dimensões do corpo, como uma velocidade característica, U_∞ , para o escoamento e o comprimento, L , do corpo.

Medidas das grandezas médias do escoamento não fornecem informações suficientes para a solução de problemas mais complexos que envolvam turbulência, dados de flutuações das quantidades turbulentas tornam-se, portanto, necessários. Os resultados experimentais obtidos por Andersen(1972) e por Orlando(1974) analisando a turbulência fornecem valores, não só das grandezas médias do escoamento, mas também das flutuações turbulentas.

Na região próxima à parede, sabemos que a tensão turbulenta assume valores equivalentes aos da tensão local. Desta forma, torna-se razoável assumir que $O(u') = O(v') = O(u_\tau)$, onde

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}. \quad (4.4)$$

Logo, a velocidade característica na região interna do escoamento é da ordem da velocidade de atrito, u_τ . A dedução da ordem dos termos de flutuação turbulenta consiste de um fato experimental.

A estrutura assintótica da camada limite turbulenta, adota o conceito de camada limite composta por três regiões distintas. Esta descrição foi apresentada por Silva Freire e Hirata(1990), incluindo na camada limite uma terceira região, onde dominam os efeitos da turbulência. As três subcamadas serão comentadas nesta seção, com relação à velocidade e ao comprimento característicos.

Uma análise cuidadosa da estrutura da camada limite turbulenta leva à conclusão de que há três regiões distintas. Uma região interna, onde os efeitos viscosos dominam, uma região externa, onde prevalecem os efeitos de inércia e uma terceira região, ocupando uma posição intermediária entre a camada viscosa e a região externa da camada limite. Nesta região, os efeitos da turbulência exercem considerável influência sobre o escoamento. Esta estrutura, divide a camada limite turbulenta em três subcamadas distintas, a saber: bem próxima à parede, uma região denominada subcamada viscosa, onde prevalecem os efeitos viscosos; a seguir, a viscosidade deixa de exercer sua influência, e toma lugar a turbulência, seus efeitos passam a influenciar o escoamento gradualmente, até que exercem domínio total, dando lugar à região completamente

turbulenta do escoamento; finalmente, na porção externa da camada limite, tem lugar uma outra camada denominada região da esteira. Nesta região, são os efeitos de inércia que vão governar.

Analisando a ordem relativa dos termos da equação da quantidade de movimento na direção longitudinal, encontra-se para cada uma das três camadas distintas, as respectivas escalas características.

Na região próxima à parede, também chamada região interna, encontramos a subcamada viscosa e a região completamente turbulenta. Estas duas camadas tendem para uma determinada região, onde os efeitos das tensões laminares e turbulentas possuem o mesmo grau de importância. Na transição da subcamada viscosa para a região completamente turbulenta, há um instante onde as forças viscosas se equivalem aos efeitos da turbulência. Para este instante, fazemos

$$O(\text{termos viscosos}) = O(\text{termos turbulentos}),$$

ou ainda, da equação da quantidade de movimento na direção longitudinal, considerando os termos de mesma ordem, escrevemos

$$O\left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right) = O(\overline{u'v'}). \quad (4.5)$$

Na região interna, a velocidade característica é da ordem da velocidade de atrito, u_τ , e o comprimento característico na direção transversal apresenta a mesma ordem de grandeza da espessura da subcamada viscosa, $\hat{\delta}$. Utilizando estas informações, o resultado da análise assintótica da equação (4.5) fornece a espessura procurada, $\hat{\delta}$. Assim,

$$\hat{\delta} = O\left(\frac{\nu}{u_\tau}\right). \quad (4.6)$$

É importante notar que o perfil de velocidades nesta região do escoamento apresenta comportamento linear, ou seja,

$$u^+ = y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \quad (4.7)$$

onde $u^+ = u/u_\tau$.

A uma distância $\hat{\delta}$ da parede, os efeitos da viscosidade vão se tornando cada vez menos influentes, enquanto os efeitos das tensões turbulentas tornam-se importantes e passam a dominar completamente o escoamento. O perfil de velocidades encontrado nesta região, não será mais linear.

Ainda na região interna do escoamento, os efeitos da inércia começam a surgir, porém só exercerão influência considerável na porção externa do escoamento de camada limite. O limite da região turbulenta será naquele instante de equilíbrio onde os termos de inércia e as tensões turbulentas apresentem mesma importância. Partindo desta condição de equilíbrio, será possível estabelecer a espessura da região completamente turbulenta. Desta forma, o limite superior da região turbulenta será aquele onde

$$O(\text{termos de inércia}) = O(\text{termos turbulentos}).$$

Agrupando os termos de mesma ordem de grandeza da equação da quantidade de movimento, teremos

$$O\left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right) = O\left(\frac{\partial}{\partial y}(-\overline{u'v'})\right). \quad (4.8)$$

O comprimento característico considerado aqui, para a solução assintótica, será a espessura da camada turbulenta. Assim, fazendo a análise assintótica e resolvendo para $\tilde{\delta}$, pode-se obter

$$\tilde{\delta} = O\left(\frac{u_\tau^2}{U_\infty^2} L\right), \quad (4.9)$$

onde $\tilde{\delta}$ é a espessura da região completamente turbulenta.

Esta escala é representativa da região intermediária às duas outras subcamadas, determinando a região do escoamento onde os efeitos da turbulência dominam o escoamento.

O perfil de velocidades nesta região apresenta um comportamento expresso por

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right) + A, \quad (4.10)$$

onde $A = 5,0$.

A expressão (4.10) é a lei da parede, que tem validade na região completamente turbulenta, também denominada região logarítmica.

A última região, a região da esteira, constitui a maior porção do escoamento de camada limite. Aqui, os efeitos de inércia prevalecem sobre os turbulentos e dominam o escoamento. Esta camada é delimitada pela espessura da camada limite, δ . O perfil de velocidades foi obtido por Coles(1956), que propôs escrever a expressão para o perfil de velocidades como

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right) + c^{te} + \frac{\Pi}{\kappa} W\left(\frac{y}{\delta}\right), \quad (4.11)$$

onde a função universal de Coles pode ser aproximada por

$$W = 1 - \cos\left(\frac{\pi y}{\delta}\right), \quad (4.12)$$

onde $\Pi = 0,55$.

A expressão (4.11) é conhecida como a lei da esteira. O comprimento característico adotado é a espessura da camada limite, δ , enquanto a velocidade característica será a velocidade do escoamento fora da camada limite, U_∞ .

A estrutura assintótica da camada limite turbulenta composta por estas três regiões distintas foi primeiramente introduzida na literatura por Silva Freire e Hirata(1990).

Uma vez apresentadas as equações do movimento, as hipóteses assintóticas e a estrutura da camada limite turbulenta, a modelagem assintótica completa do problema depende agora, somente, da especificação do domínio de validade das equações apresentadas e da determinação de equações intermediárias para a velocidade, energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação. Estas equações intermediárias, serão a base da análise assintótica para determinação das funções de parede que serão utilizadas como condição de contorno do problema. Estes são os dois objetivos desta seção.

Desde que a formulação de função de parede é aplicada à região do escoamento completamente turbulenta, o domínio de validade da lei da parede está restrito a esta subcamada específica da camada limite. A região onde os efeitos turbulentos governam é definida pelo domínio

$$D = \{\eta \mid \text{ord}(1/u_\tau Re) < \text{ord}(\eta) < \text{ord}(u_\tau^2)\}, \quad (4.13)$$

onde η representa a região de validade das equações aproximadas e Re é o número de Reynolds. Mais detalhes a respeito da natureza da função η são encontrados em Kaplun(1967).

O resultado acima pode ser facilmente obtido através da aplicação do método de Kaplun às equações do movimento. De fato, Silva Freire e Hirata(1990) e Silva Freire et alli(1995) mostraram que a região interna da camada limite apresenta uma estrutura assintótica de duas camadas definidas, com duas equações principais. Uma região definida no domínio onde

$$\text{ord}(\eta) = \text{ord}(u_\tau^2), \quad (4.14)$$

e a segunda região definida por

$$\text{ord}(\eta) = \text{ord}\left(\frac{1}{u_\tau Re}\right), \quad (4.15)$$

dentro do domínio do escoamento. Para mais detalhes no método de Kaplun e sobre a estrutura assintótica da camada limite turbulenta, o leitor pode consultar as duas referências citadas anteriormente.

Quando um fluido escoar sobre uma superfície rugosa, o perfil de velocidades desenhado em função de abcissas logarítmicas tem seu coeficiente linear diminuído. Este fato, de amplo conhecimento geral, pode ser observado na fig (4.1). Note que o ramo esquerdo das curvas relativas à superfície lisa possui uma concavidade para baixo, enquanto que as curvas relativas à superfície rugosa possuem uma concavidade para cima. Esse comportamento será fundamental no estabelecimento de um procedimento para o cálculo do deslocamento da origem.

A lei logarítmica que descreve o perfil de velocidades permanece válida para paredes rugosas, exceto pela constante A , que agora passa a ser uma função das características da superfície rugosa. Para o caso liso, temos

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + A, \quad (4.16)$$

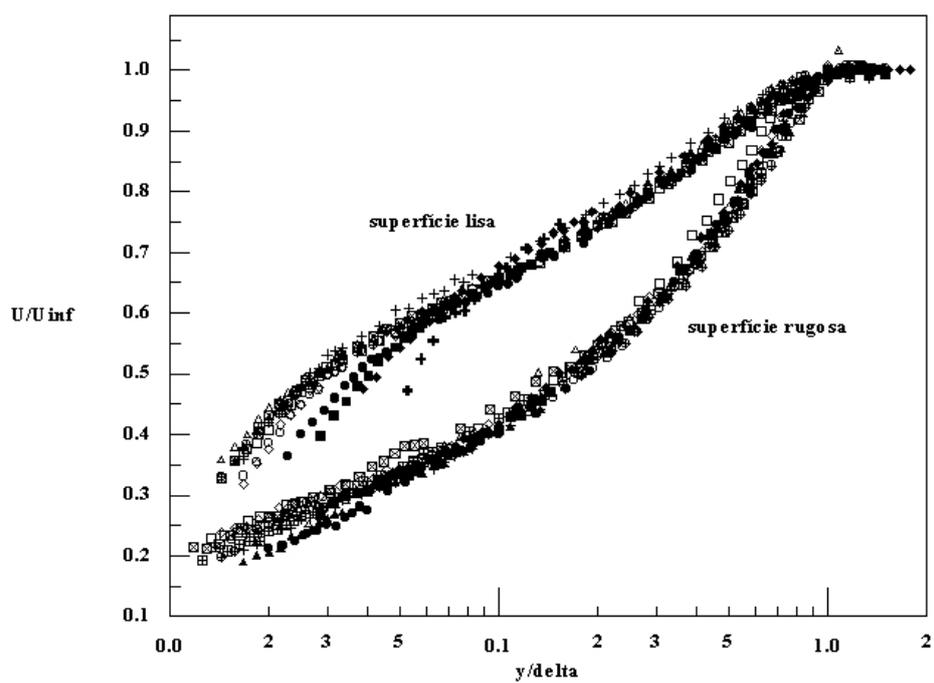


Figura 4.1: Desenvolvimento do perfil de velocidades. Dados de Avelino(1998)

onde u_τ é a velocidade de atrito, κ é a constante de von Kármán(=0,41), ν é a viscosidade cinemática e A é uma constante independente da rugosidade superficial(=5,0).

Como a constante A passa a ser uma função da geometria da rugosidade; podemos de um modo geral escrever

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y u_\tau}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_\tau}, \quad (4.17)$$

onde a função rugosidade $\Delta u/u_\tau$ descreve a variação do perfil de velocidade média sobre superfície lisa para a nova condição da superfície rugosa. A equação (4.17) pode ser escrita na forma

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0} + C1, \quad (4.18)$$

onde $C1$ é um parâmetro que varia com as condições do escoamento e y_0 é um comprimento característico da rugosidade,

$$y_0 = \frac{\nu}{u_\tau} e^{\kappa(\frac{\Delta u}{u_\tau} - c^{te})}, \quad (4.19)$$

ou

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y_0 u_\tau}{\nu} + c^{te}. \quad (4.20)$$

Foram determinados os valores das funções rugosidade para as camadas limite de velocidade para as três geometrias rugosas estudadas com relação ao caso liso de referência. As figs (4.3, (4.4) e (4.5) apresentam os perfis de velocidade das camadas limite sobre as superfícies rugosas. Vale ressaltar que as funções rugosidade apresentam valores superiores para as geometrias que apresentam elementos rugosos mais próximos entre si.

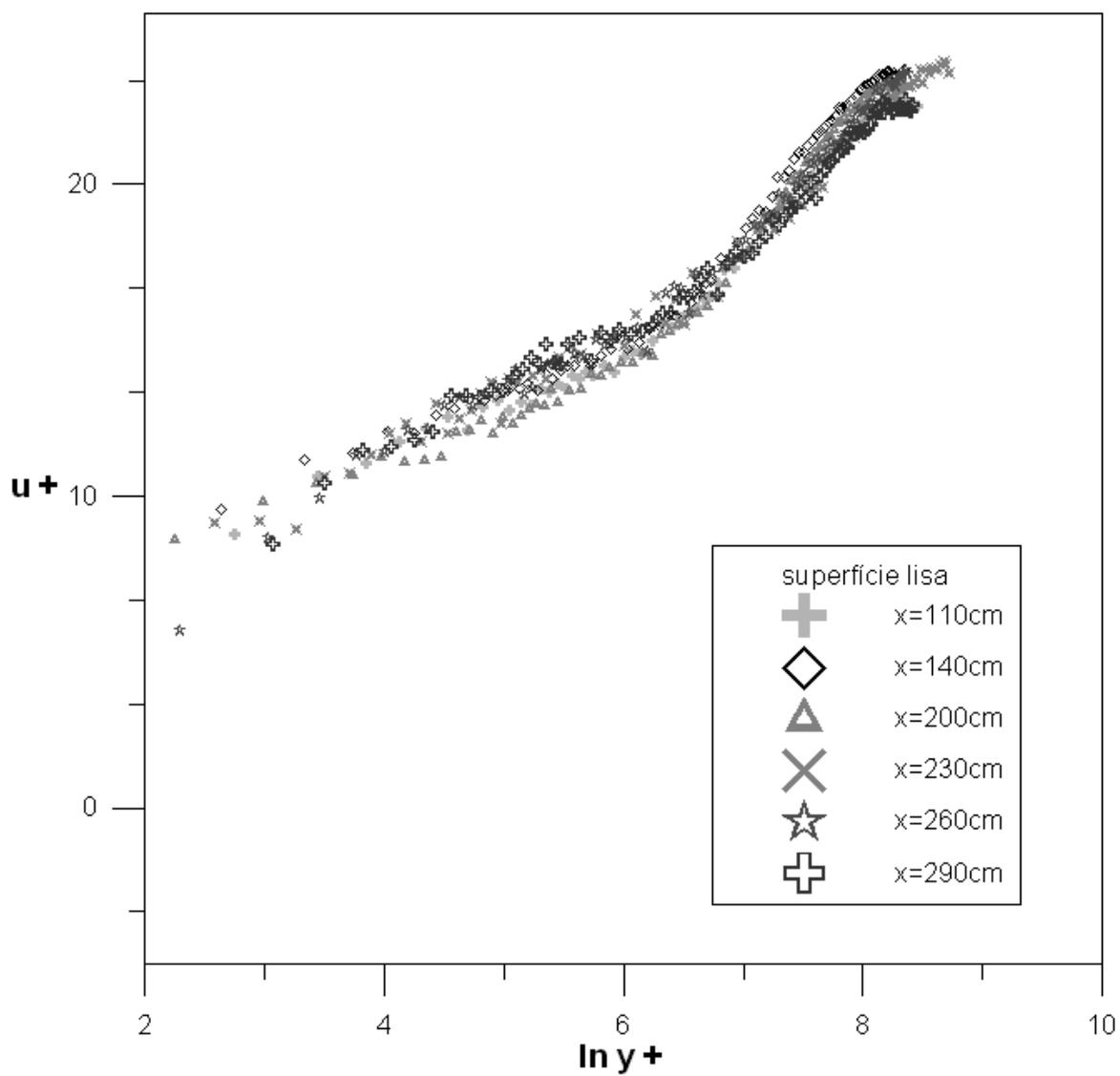


Figura 4.2: Função rugosidade para superfície lisa

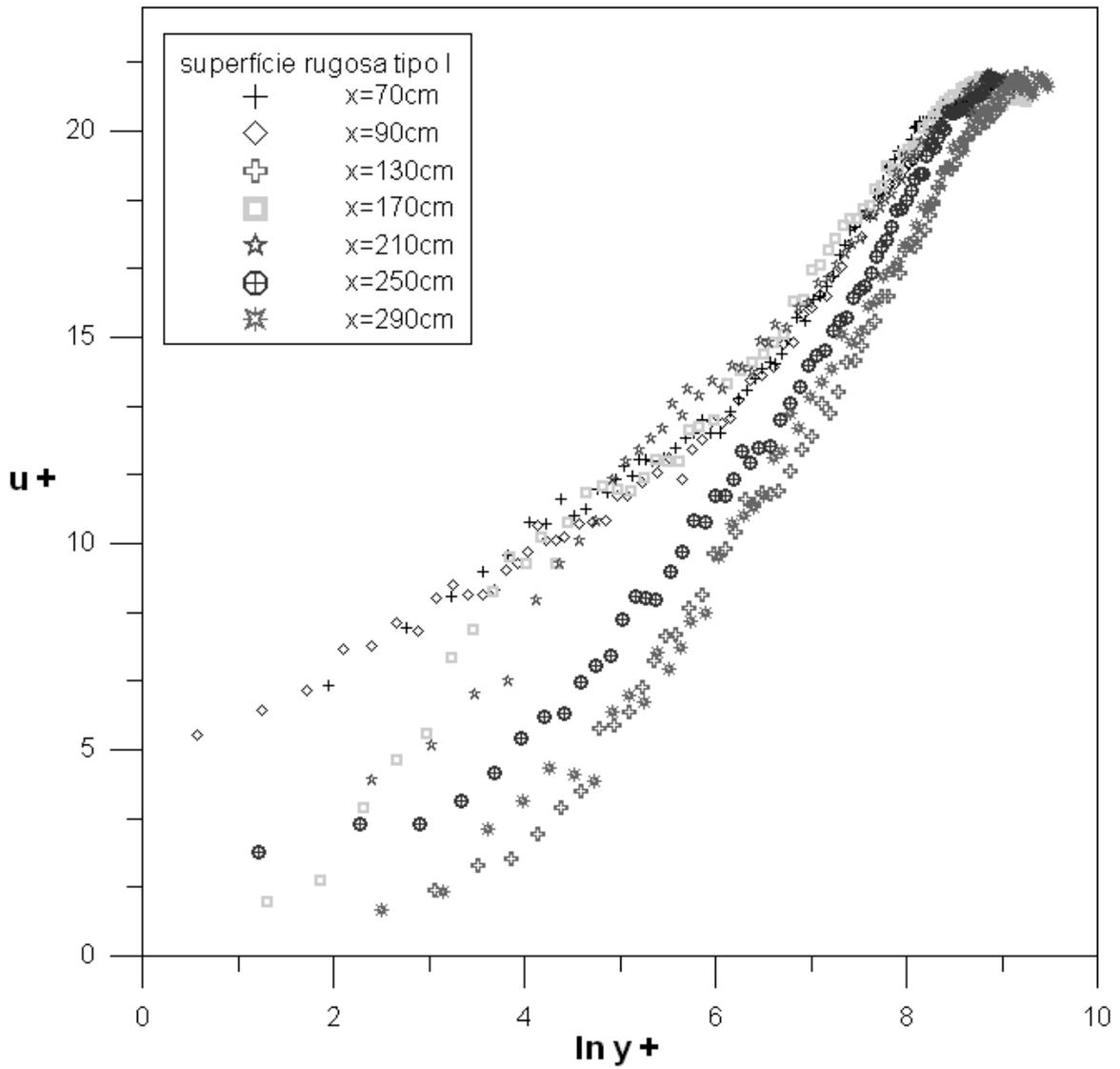


Figura 4.3: Função rugosidade para superfície com rugosidade tipo I

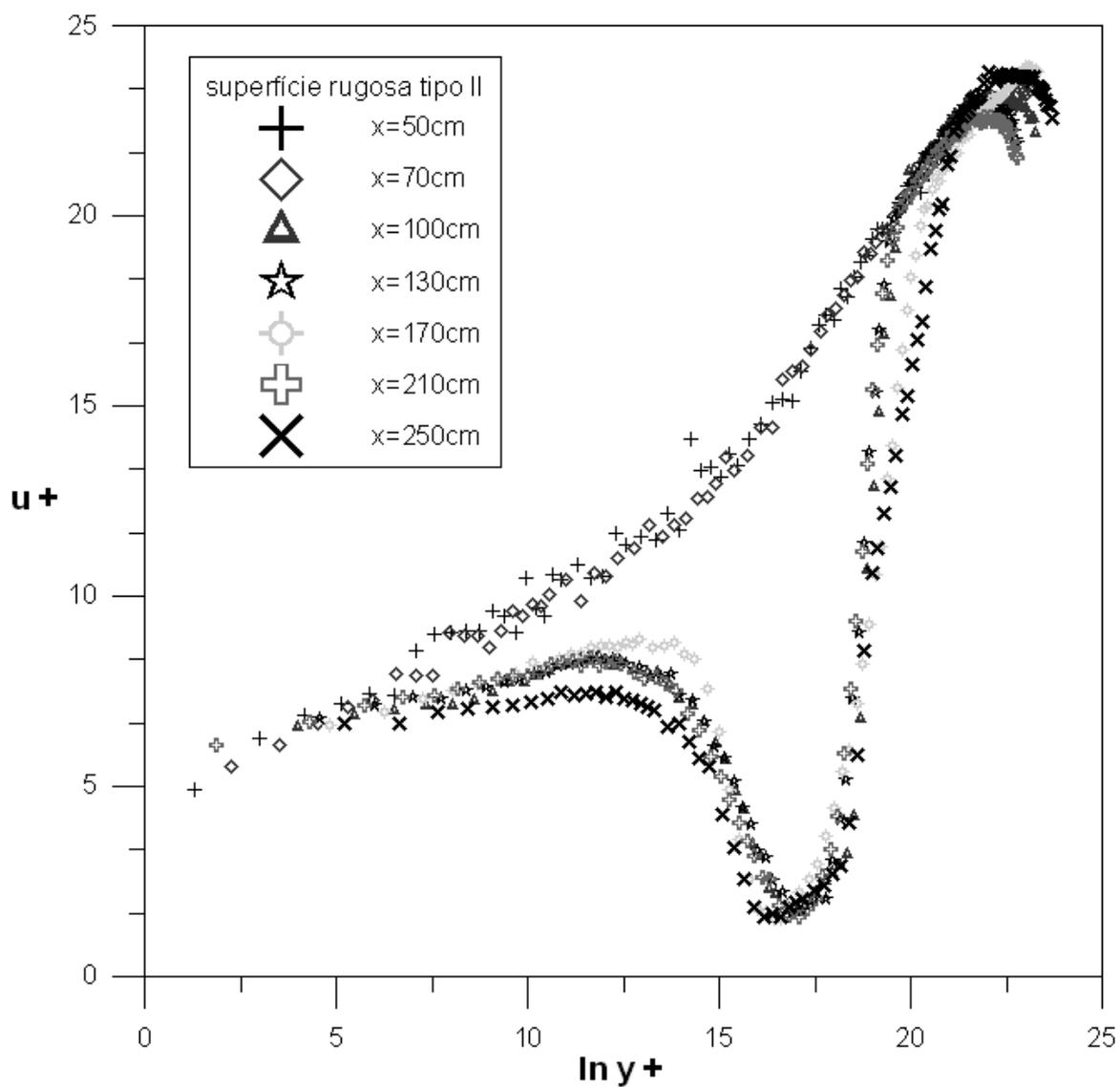


Figura 4.4: Função rugosidade para superfície com rugosidade tipo II

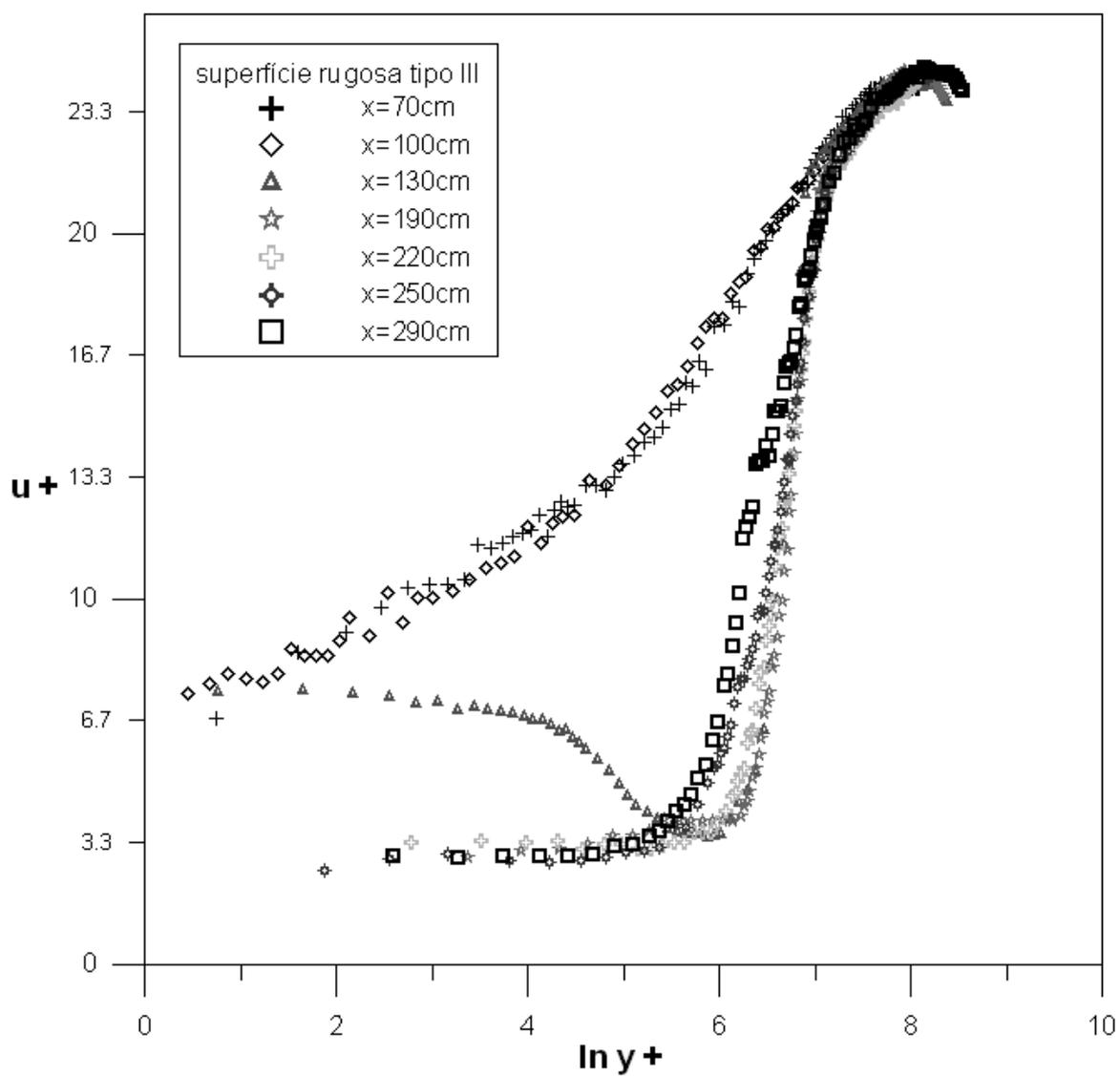


Figura 4.5: Função rugosidade para superfície com rugosidade tipo III

Nos desenvolvimentos a seguir é apresentada uma série de perfis de velocidade medidos no túnel de vento descrito na seção anterior, que nos leva ao cálculo do atrito na parede.

As figuras (4.6 a (4.9) apresentam os perfis de velocidade média de camadas limite que se desenvolvem sobre uma superfícies lisa e três superfícies com rugosidades floresta I, II e III. Esses perfis são apresentados em coordenadas dimensionais e na forma semi-logarítmica.

As figuras (4.10) a (4.13) apresentam o comportamento do escoamento de camda limite turbulenta sobre as superfícies estudadas. Estes gráficos são apresentados em coordenadas dimensionais e na forma linear para uma melhor compreesão e avaliação qualitativa da camada limite.

Verifica-se que as figuras para escoamentos sobre uma superfície lisa, quando apresentados em coordenadas mono-logarítmicas, apresentam uma região linear bem definida para todos os perfis. A figura (4.6) estabelece um padrão de comparação para as perturbações provocadas pela presença da superfície rugosa. Como esperado, observa-se nesta figura, que tanto os coeficientes lineares quanto os coeficientes angulares das expressões obtidas por redução linear para as regiões de comportamento logarítmico decrescem a medida em que o escoamento progride. Nas figuras (4.7) a (4.9), que apresentam escoamentos sobre superfícies rugosas, as regiões logarítmicas não podem mais ser observadas com a mesma abscissa utilizada no caso liso de referência, ou seja, com os perfis apresentados em u versus $\ln y$. Para que as regiões logarítmicas possam ser observadas com clareza, é necessário levar em conta uma nova origem para o eixo perpendicular à superfície rugosa. A considerável queda do nível das curvas é resultado do aumento da tensão na parede provocado pela rugosidade. A tensão na parede provocada pelos elementos rugosos decresce a medida em que as cavidades se tornam mais largas. As cavidades na superfície provocam o aumento do coeficiente de atrito em função do grau de participação do escoamento que ocorre dentro da cavidade no escoamento externo.

Os comentários acima implicam que, em princípio, o método gráfico de Clauser(1956) pode ser utilizado para calcular o coeficiente de atrito C_f sobre uma superfície lisa. Neste trabalho, considera-se que a formulação clássica para a lei da parede é válida e se a constante de von Kármán, κ , for realmente considerada constante e igual a 0,41, então a tensão na parede pode ser estimada diretamente da inclinação das retas representativas das regiões logarítmicas definidas na fig (4.6).

Para escoamentos sobre superfícies rugosas a tarefa de avaliar o coeficiente de atrito é muito

mais complexa, uma vez que o deslocamento da origem e a função rugosidade não são previamente conhecidos (Perry e Joubert(1963), Perry et alli(1969)). Se o escoamento está próximo da condição de equilíbrio de energia, o método gráfico de Clauser pode ser utilizado para calcular o coeficiente de atrito (Perry e Joubert, 1963). A maior dificuldade apresentada por este método é a do valor de C_f ser confirmado somente pela inclinação da linha logarítmica e não por sua posição. Em algumas estações próximas à variação da rugosidade, o escoamento ainda não atingiu o estágio de equilíbrio, desta forma, qualquer método que admita a existência de uma região logarítmica que forneça o valor do coeficiente de atrito pela inclinação da linha logarítmica deve ser utilizado com cuidado.

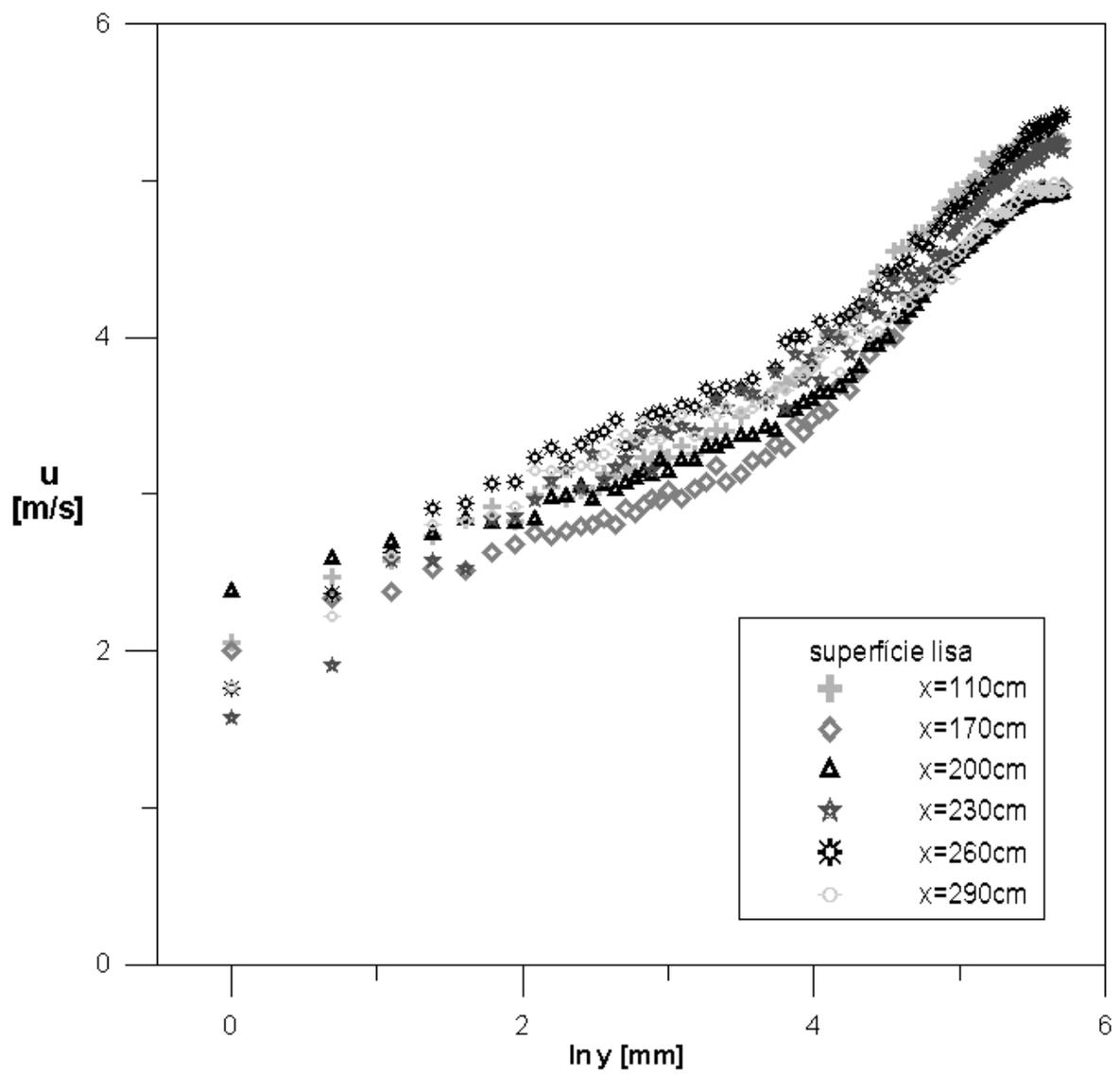


Figura 4.6: Perfil de velocidade média na forma semi-logarítmica para superfície lisa

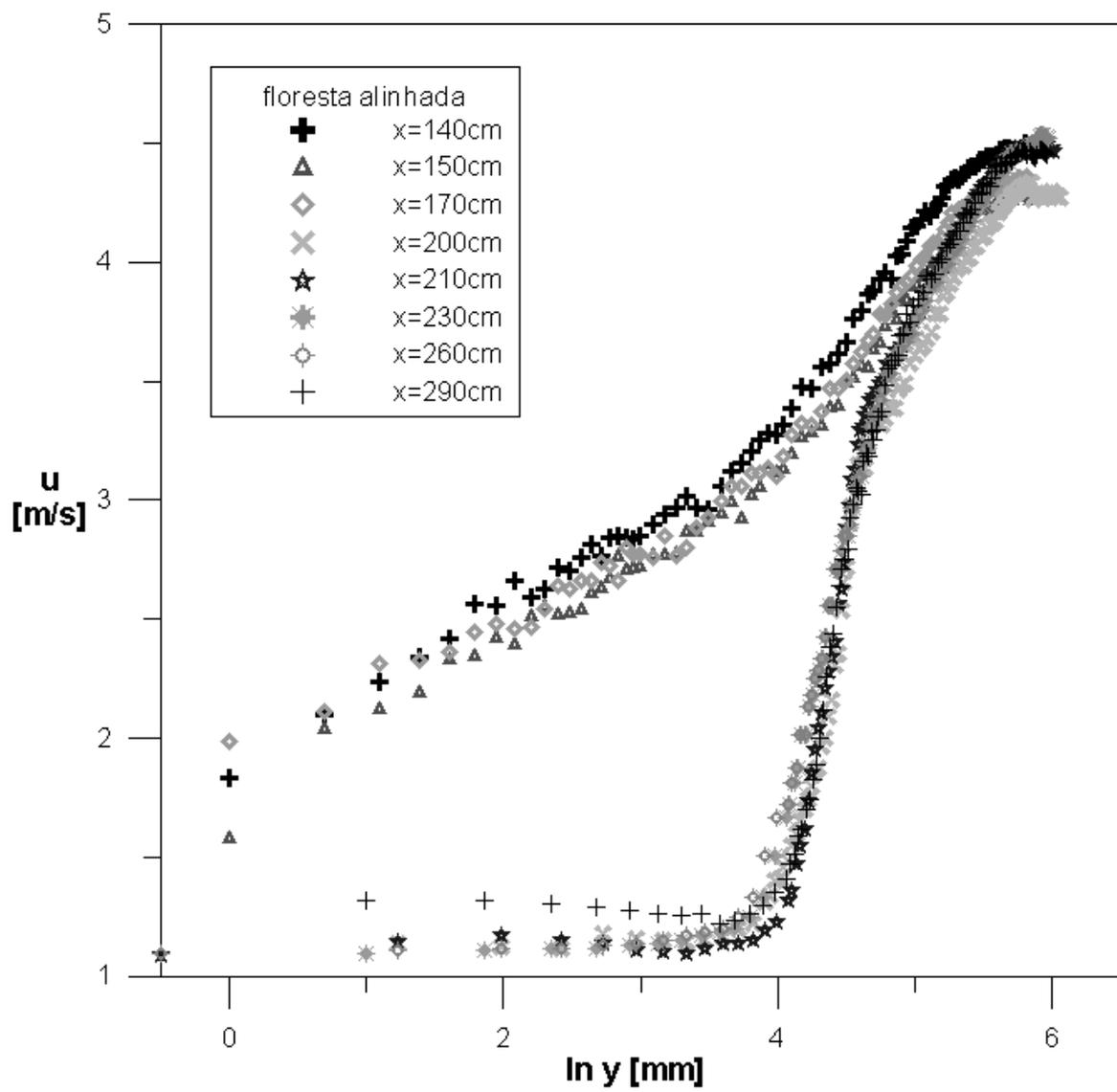


Figura 4.7: Perfil de velocidade média na forma semi-logarítmica para superfície rugosa tipo I

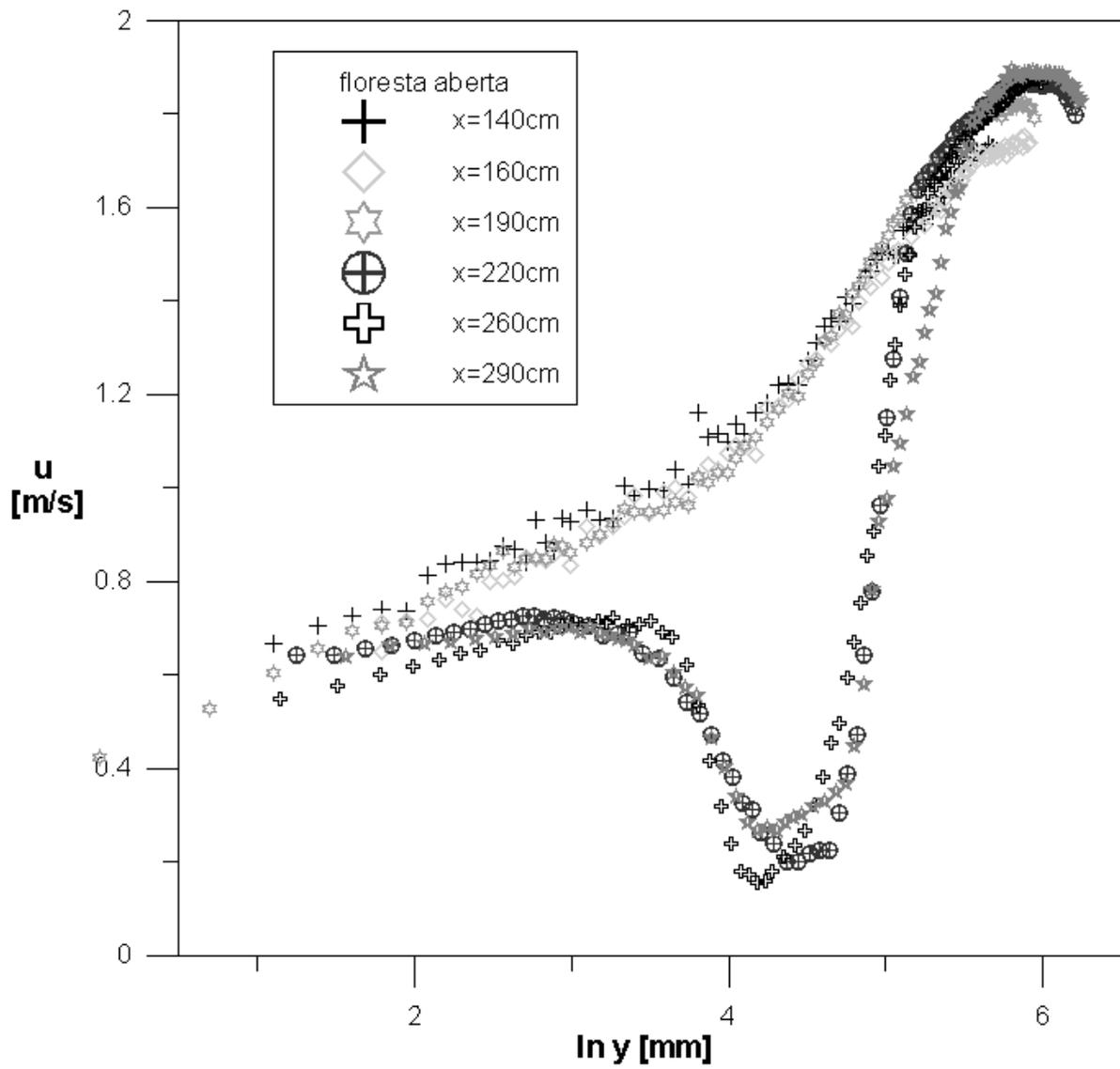


Figura 4.8: Perfil de velocidade média na forma semi-logarítmica para superfície rugosa tipo II

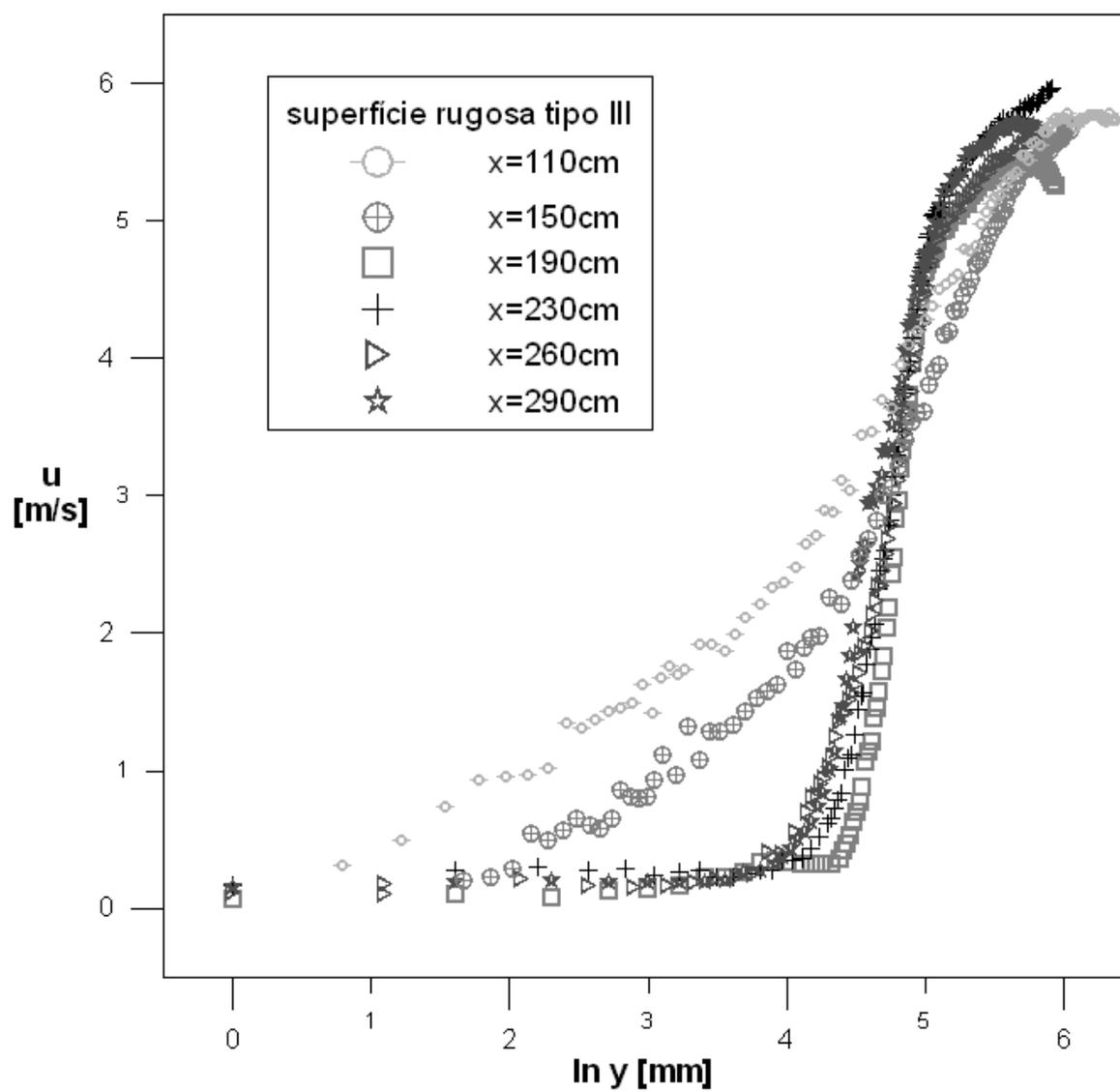


Figura 4.9: Perfil de velocidade média na forma semi-logarítmica para superfície rugosa tipo III

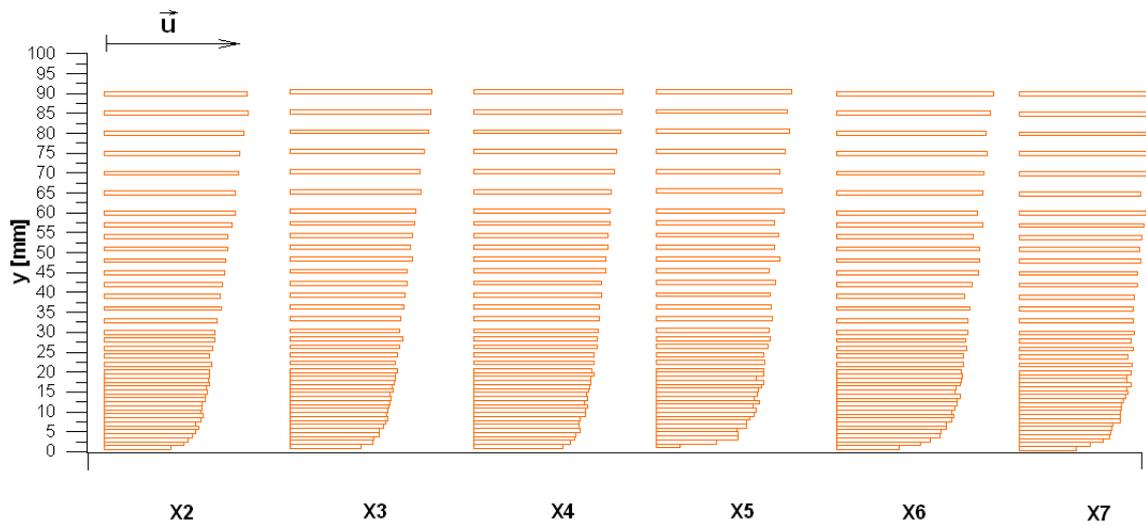


Figura 4.10: Comportamento do escoamento de camada limite turbulenta que se desenvolve sobre superfície lisa

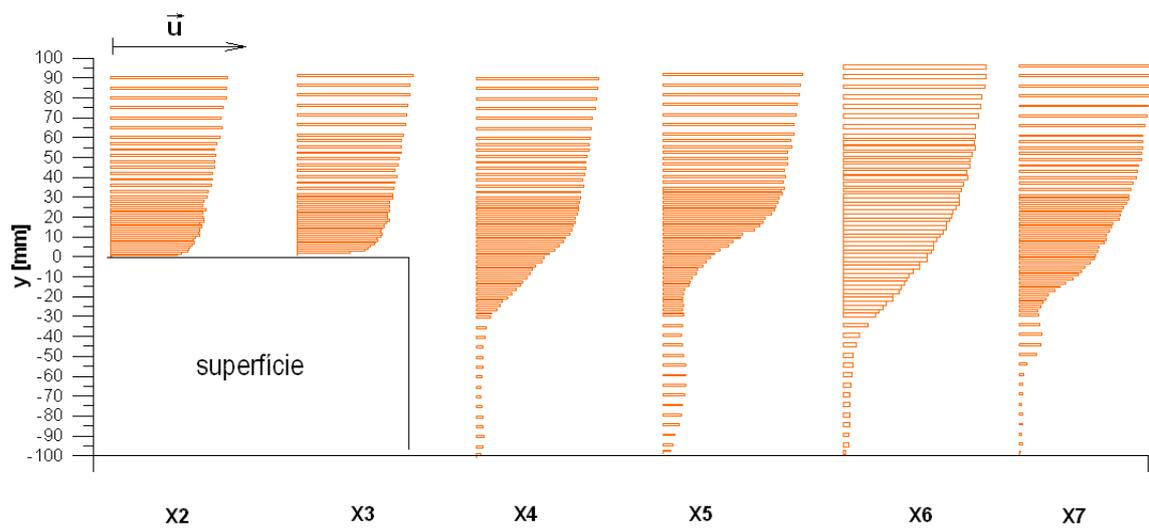


Figura 4.11: Comportamento do escoamento de camada limite turbulenta que se desenvolve sobre superfície rugosa tipo I

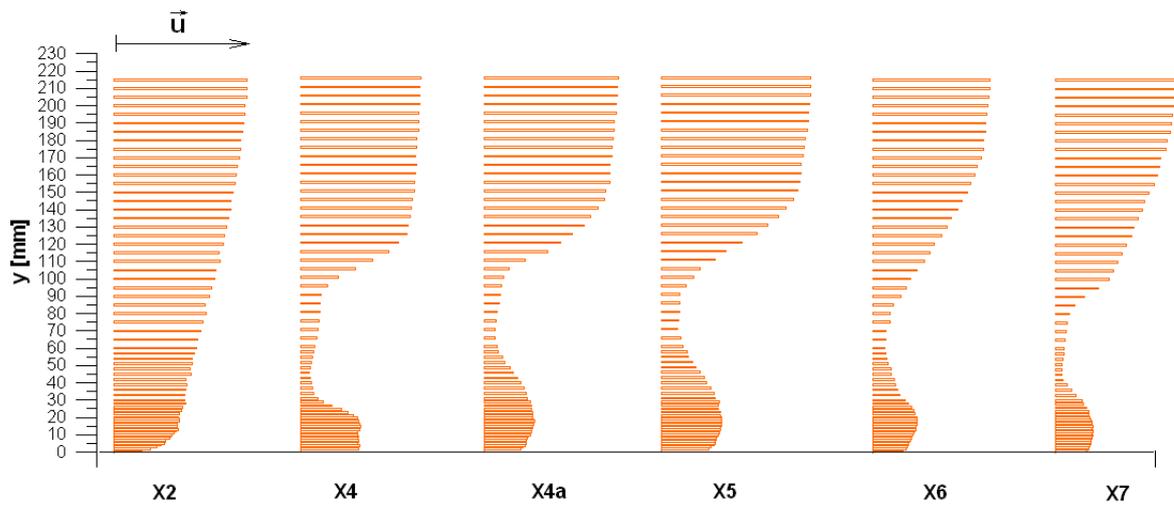


Figura 4.12: Comportamento do escoamento de camada limite turbulenta que se desenvolve sobre superfície rugosa tipo II

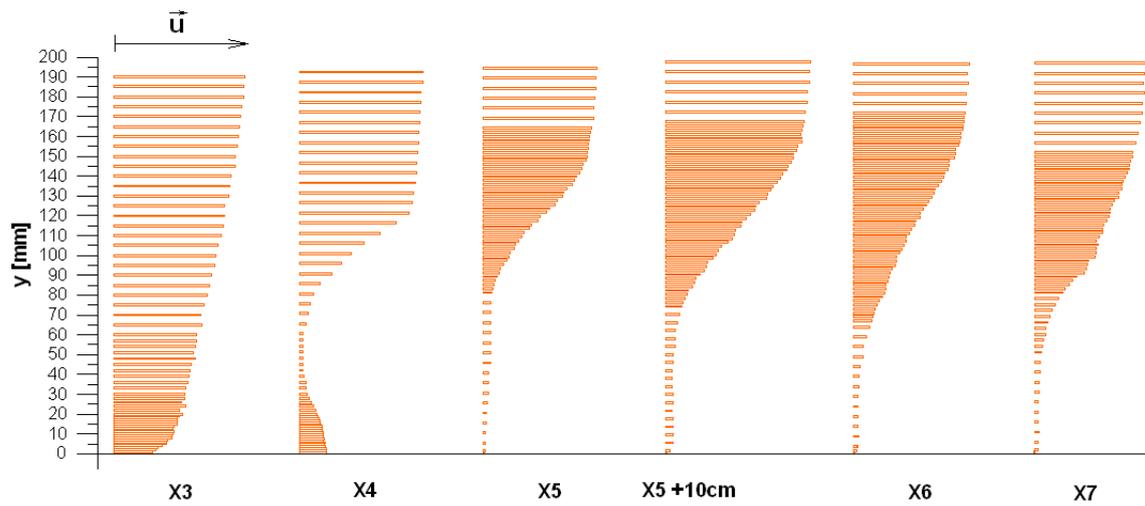


Figura 4.13: Comportamento do escoamento de camada limite turbulenta que se desenvolve sobre superfície rugosa tipo III

4.2 A determinação da tensão na parede

Uma das razões pelas quais o estudo de escoamentos sobre paredes rugosas tem sido dificultado é o fato das técnicas utilizadas para a determinação da tensão na parede não poderem ser aplicadas sem o conhecimento do comportamento do escoamento no regime rugoso. Além dos quatro métodos citados anteriormente para a cálculo do atrito na parede, um quinto método aparentemente muito simples, o método de balanço integral da taxa de variação da quantidade de movimento também é utilizado neste estudo. Este método é muito impreciso, pois depende fortemente de uma correta caracterização do comportamento da espessura da quantidade de movimento e do gradiente de pressões, assim o valor do coeficiente de atrito será calculado a partir de uma derivada da espessura de quantidade de movimento. Estas dificuldades motivam o desenvolvimento de uma maneira mais geral de obtenção de dados para escoamentos sobre superfícies rugosas.

Neste estudo, foi utilizado uma avaliação do valor do coeficiente de atrito, C_f , através do método baseado em técnicas integrais

A abordagem integral é adequada para este problema pois o gradiente externo de pressão é nulo. Para uma camada limite bidimensional, onde o escoamento se dá paralelamente ao eixo x , com y sendo a direção perpendicular à parede, admitindo a hipótese básica da camada limite, $\delta(x) \ll x$, pode-se facilmente verificar que as equações básicas da turbulência,

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{V}} = 0, \quad (4.21)$$

e

$$\rho D \frac{\bar{\mathbf{V}}}{Dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \tau_{ij}, \quad (4.22)$$

onde

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_i u'_j}, \quad (4.23)$$

onde os termos em **negrito** indicam grandezas vetoriais, se reduzem às aproximações de camada limite para um escoamento bidimensional, incompressível, em regime permanente

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0, \quad (4.24)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \overline{U_\infty} \frac{\partial \overline{U_\infty}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y}, \quad (4.25)$$

onde

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'}. \quad (4.26)$$

A partir das equações acima pode-se obter uma formulação diferencial para a equação da taxa de variação de quantidade de movimento. Esta equação foi escrita por von Kármán em 1921, na forma

$$\frac{d\theta}{dx} + (2 + H) \frac{\theta}{U_\infty} \frac{dU_\infty}{dx} = \frac{\tau_w}{\rho U_\infty^2} = \frac{C_f}{2}, \quad (4.27)$$

onde θ é a espessura da quantidade de movimento em sua definição clássica e H é o fator de forma de von Kármán, U_∞ é a velocidade do escoamento potencial, τ_w é a tensão na parede e ρ é a massa específica do fluido. A equação (4.27) contém três variáveis, θ , H e C_f . Para os quatro casos estudados neste trabalho, o de superfície lisa, e os três casos com diferentes padrões de rugosidade considerados, os comportamentos de θ e de H foram calculados. Então, a partir desses valores, foram estimados os valores do coeficiente de atrito. A esta metodologia chamaremos simplesmente de método integral. Os resultados encontrados utilizando esta abordagem integral são apresentados nas figs (4.14) a (4.17).

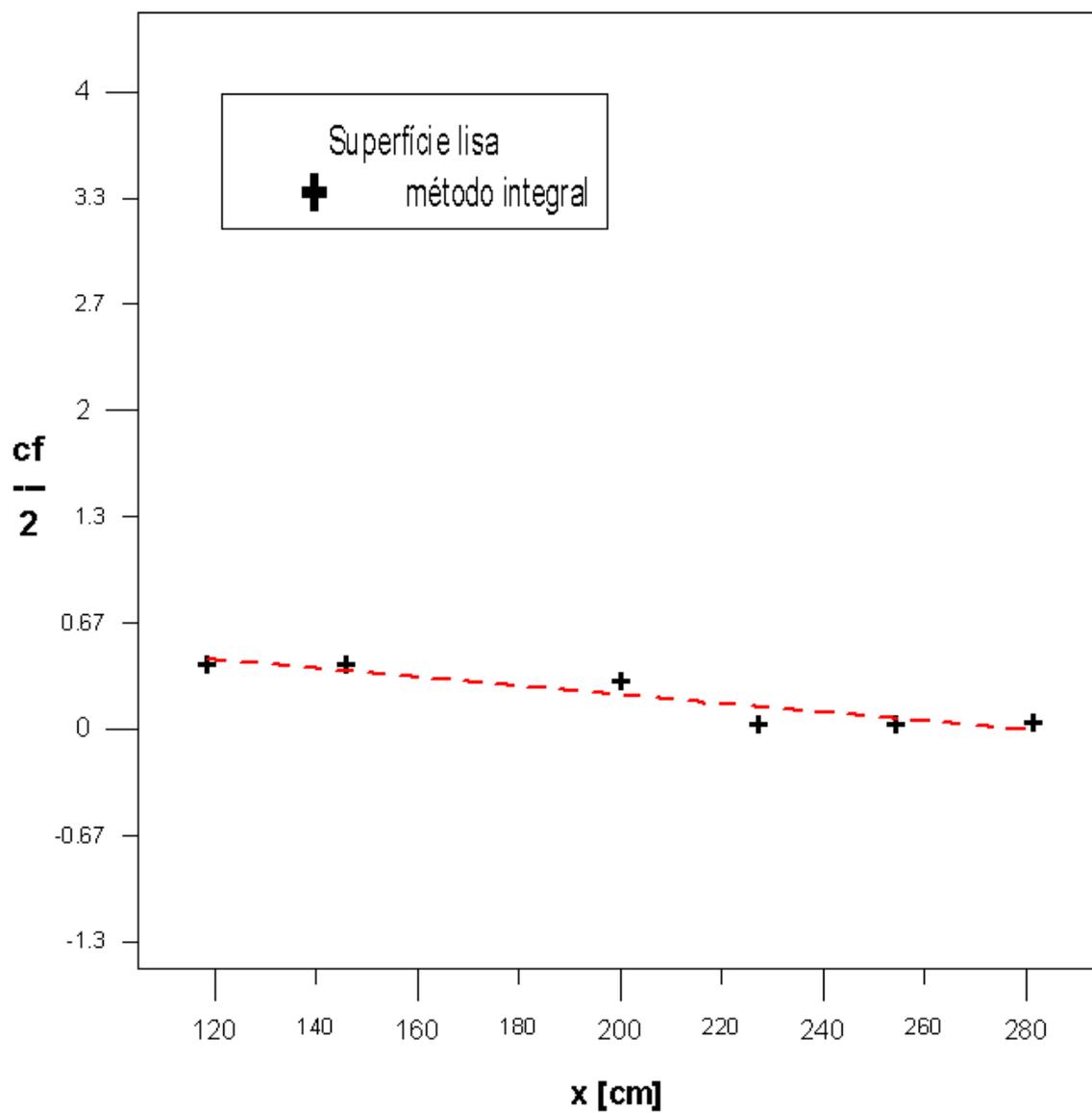


Figura 4.14: Comportamento do coeficiente de atrito para superfície lisa

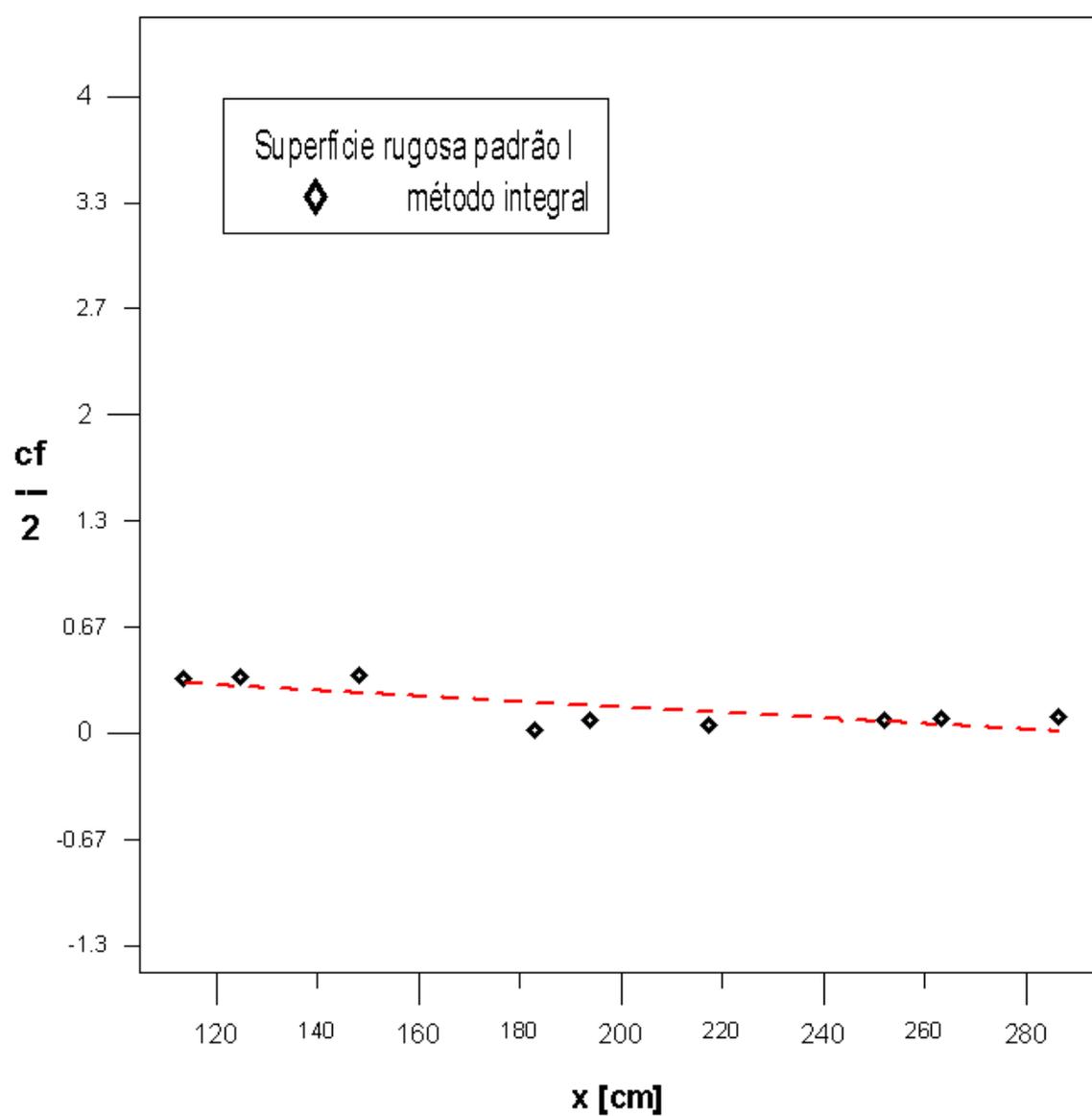


Figura 4.15: Comportamento do coeficiente de atrito para superfície rugosa tipo I

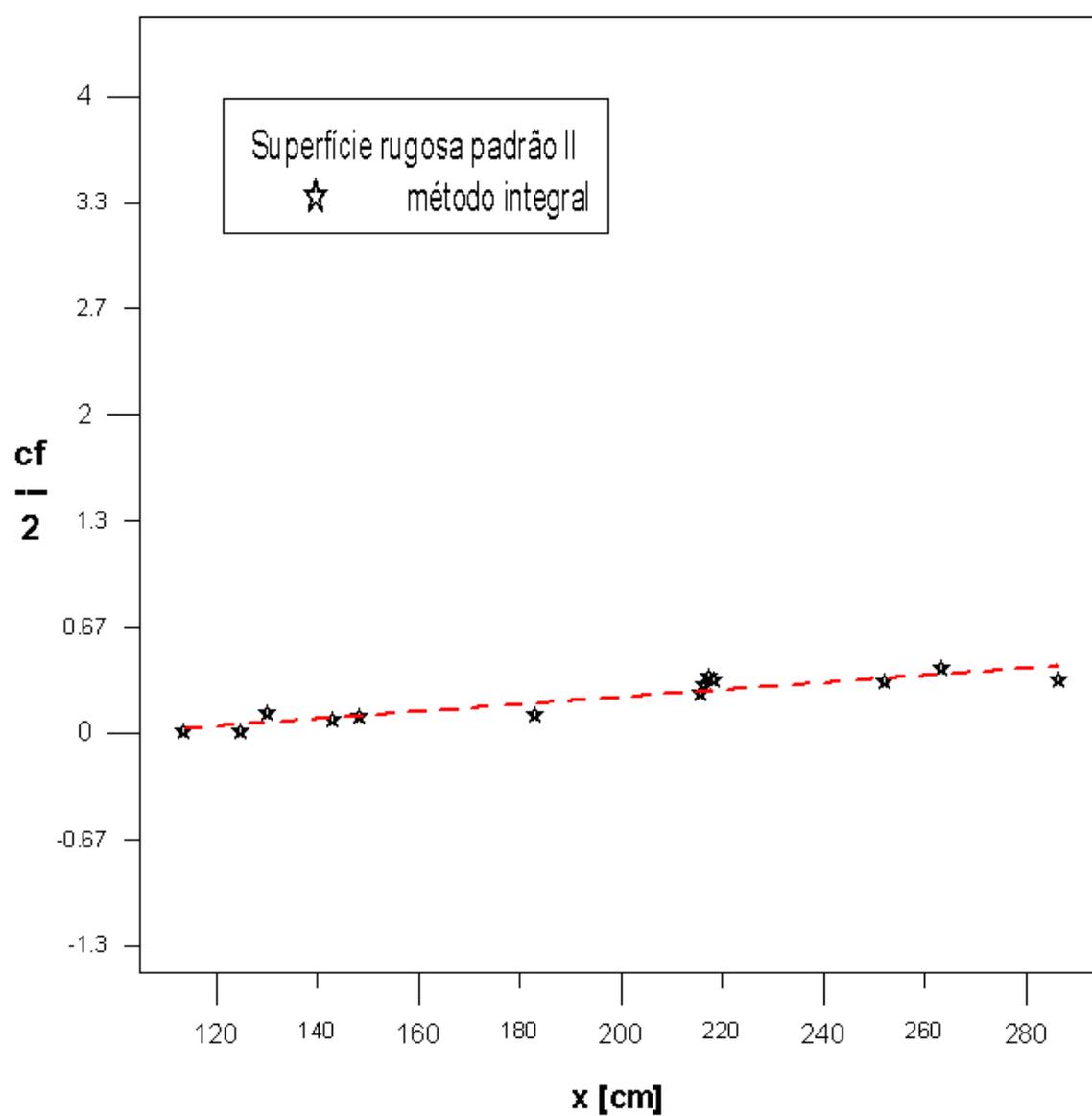


Figura 4.16: Comportamento do coeficiente de atrito para superfície rugosa tipo II

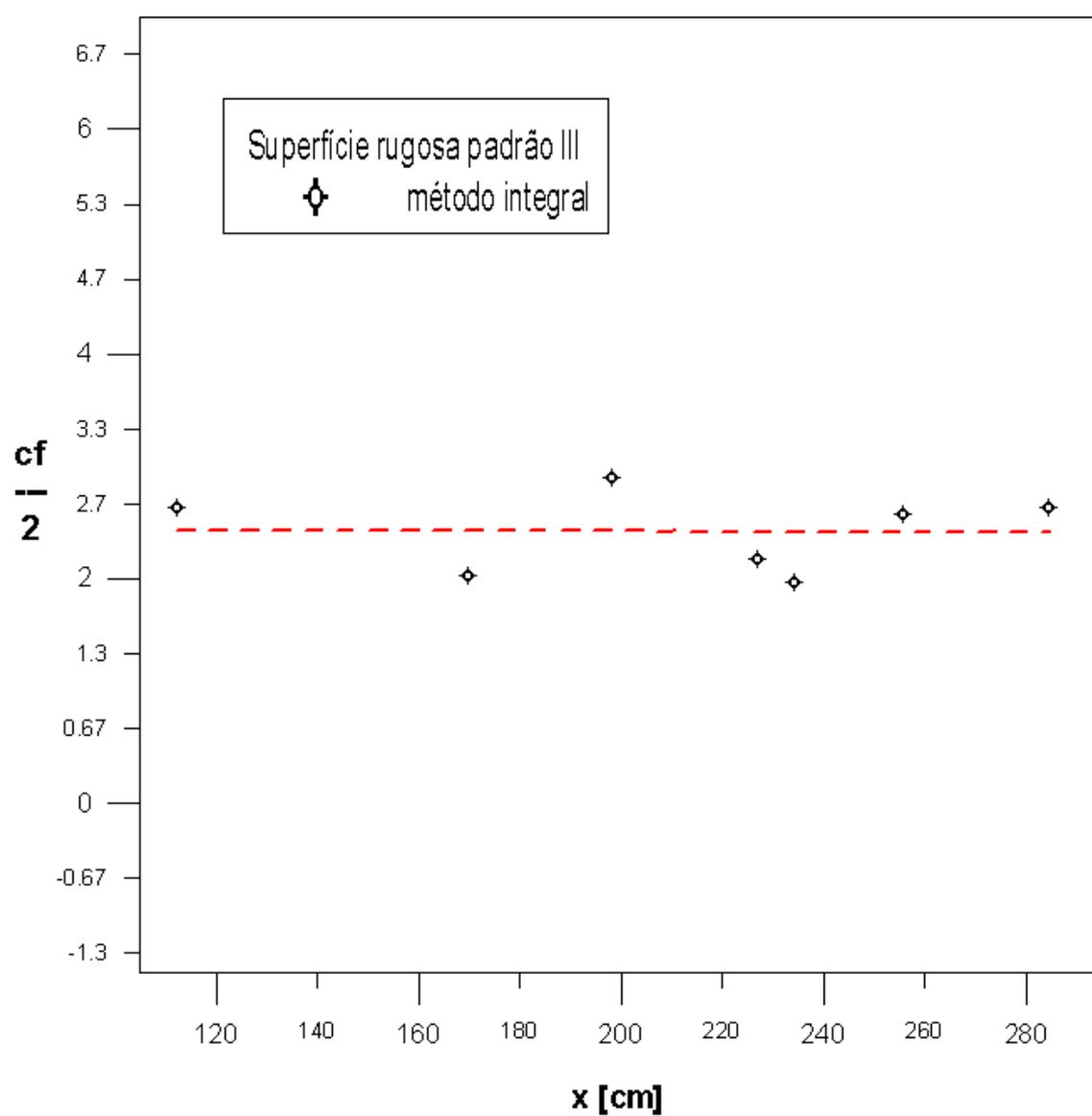


Figura 4.17: Comportamento do coeficiente de atrito para superfície rugosa tipo III

Tendo já determinado o coeficiente de atrito, podemos agora examinar o perfil de velocidades em coordenadas externas. Para a região externa da camada limite é mais adequado considerar o perfil de velocidades adimensionalizado com variáveis externas na forma $(U_\infty - u)/u_\tau$. Para a região completamente turbulenta, Clauser(1956) examinou dados experimentais de diferentes autores para paredes lisas e rugosas e propôs a relação universal (4.28)

$$\frac{U_\infty - u}{u_\tau} = -2,44 \ln \frac{y}{\delta} + 2,5 \quad (4.28)$$

Em Hama(1954) é proposta uma expressão empírica simples para prever o comportamento do perfil de velocidade média na região onde $y/\delta > 0,15$,

$$\frac{(U_\infty - u)}{u_\tau} = 9,6 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2. \quad (4.29)$$

Do ponto de vista de aplicação da Lei da Esteira de Coles existem duas dificuldades na abordagem da Lei da Esteira de Clauser:

1. A forma dos perfis de velocidade em escoamentos que não estão em equilíbrio não é similar.
2. Mesmo as formas dos perfis em escoamentos em equilíbrio não apresentam formulação analítica simples para aplicações em engenharia.

Estes pontos foram resolvidos por Coles(1956), que propôs escrever

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{yu_\tau}{\nu}\right) + B + \frac{2\Pi}{\kappa} W\left(\frac{y}{\delta}\right). \quad (4.30)$$

A quantidade Π , chamada parâmetro de Coles, é relacionada ao parâmetro de equilíbrio ϕ , definido na equação(3.8). Para escoamentos em equilíbrio, Π deve variar somente com ϕ . A análise de dados experimentais revela que $\Pi = 0,55$ para $Re_\theta > 5600$, onde Re_θ representa o número de Reynolds baseado na espessura de quantidade de movimento local.

A expressão para o perfil de velocidades, expressão(4.30), pode ser escrita em variáveis externas, assim

$$\frac{U_\infty - u}{u_\tau} = -\frac{1}{\varkappa} \ln\left(\frac{y}{\delta}\right) + \frac{\Pi}{\varkappa} [2 - W(\frac{y}{\delta})]. \quad (4.31)$$

A função universal $W(y/\delta)$, conhecida como a lei da esteira, foi apresentada de forma tabelada, entretanto pode ser aproximada pelas expressões (4.32) ou (4.33)

$$W\left(\frac{y}{\delta}\right) = 1 + \operatorname{sen}\left(\frac{2(y/\delta) - 1}{2}\right), \quad (4.32)$$

ou

$$W\left(\frac{y}{\delta}\right) = 1 - \cos\left(\pi \frac{y}{\delta}\right). \quad (4.33)$$

A Lei da Esteira de Coles é uma expressão completa e razoavelmente precisa para qualquer perfil de camada limite turbulenta bidimensional, em equilíbrio ou não.

A Lei da Esteira pode ser usada em diferentes teorias de escoamento turbulento. Sua simplicidade resulta, por exemplo, em expressões precisas para o cálculo de parâmetros integrais. Integrando a Lei da Esteira através da camada limite temos

$$\frac{\delta^*}{\delta} \approx \frac{1 + \Pi}{\varkappa \Lambda} \quad \Lambda = \sqrt{\left(\frac{2}{C_f}\right)} \quad (4.34)$$

$$\frac{\theta}{\delta} \approx \frac{\delta^*}{\delta} - \frac{2 + 3,2 \Pi + 1,5 \Pi^2}{\varkappa^2 \lambda^2}. \quad (4.35)$$

De forma análoga, o coeficiente de atrito local, $C_f = 2\tau_w/\rho U_\infty^2$, pode ser relacionado à Π e ao número de Reynolds local, $Re_\delta = U_\infty \delta/\nu$, calculando a lei da esteira, e obtendo

$$\frac{U_\infty}{u_\tau} = \Lambda = \left(\frac{2}{C_f}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\varkappa} \ln\left(\frac{Re_\delta}{\lambda}\right) + B + \frac{2\Pi}{\varkappa} \quad (4.36)$$

As figuras (4.18) a (4.21) apresentam perfis de velocidade sobre superfícies lisa e rugosas. Os gráficos semi-logarítmicos apresentam perfis de velocidade obtidos experimentalmente adimensionalizados com variáveis externas. Os perfis são apresentados na forma $(U_\infty - u)/u_\tau$ como

função de y/δ . Também são observadas as expressões universais de Coles(1956), equação (4.31), de Clauser(1956), equação (4.28), e de Hama(1954), equação (4.29).

Observa-se claramente das figs (4.18) a (4.21) que os perfis de velocidade, tanto para escoamentos sobre superfície lisa quanto para superfícies rugosas, podem ser bem representados em toda a extensão da camada limite. Para $y/\delta < 0,15$, correspondente à região completamente turbulenta do escoamento, os dados apresentam boa concordância com o perfil universal de Clauser, e para $y/\delta > 0,15$, a porção externa da camada limite turbulenta, o perfil empírico proposto por Hama(1954) representa bem os perfil de velocidades nesta região.

Os perfis de velocidade em variáveis externas apresentam similaridade desde a segunda estação ($x = 130$ cm) para a superfície lisa, e as estações subsequentes coincidem em toda a extensão da camada limite. Nos escoamentos sobre superfícies com elementos rugosos nos padrões I e II, os perfis atingem similaridade a partir da estação 150 cm, enquanto para a parede com rugosidade III, os perfis em estações anteriores a $x = 160$ cm não atingiram ainda a similaridade.

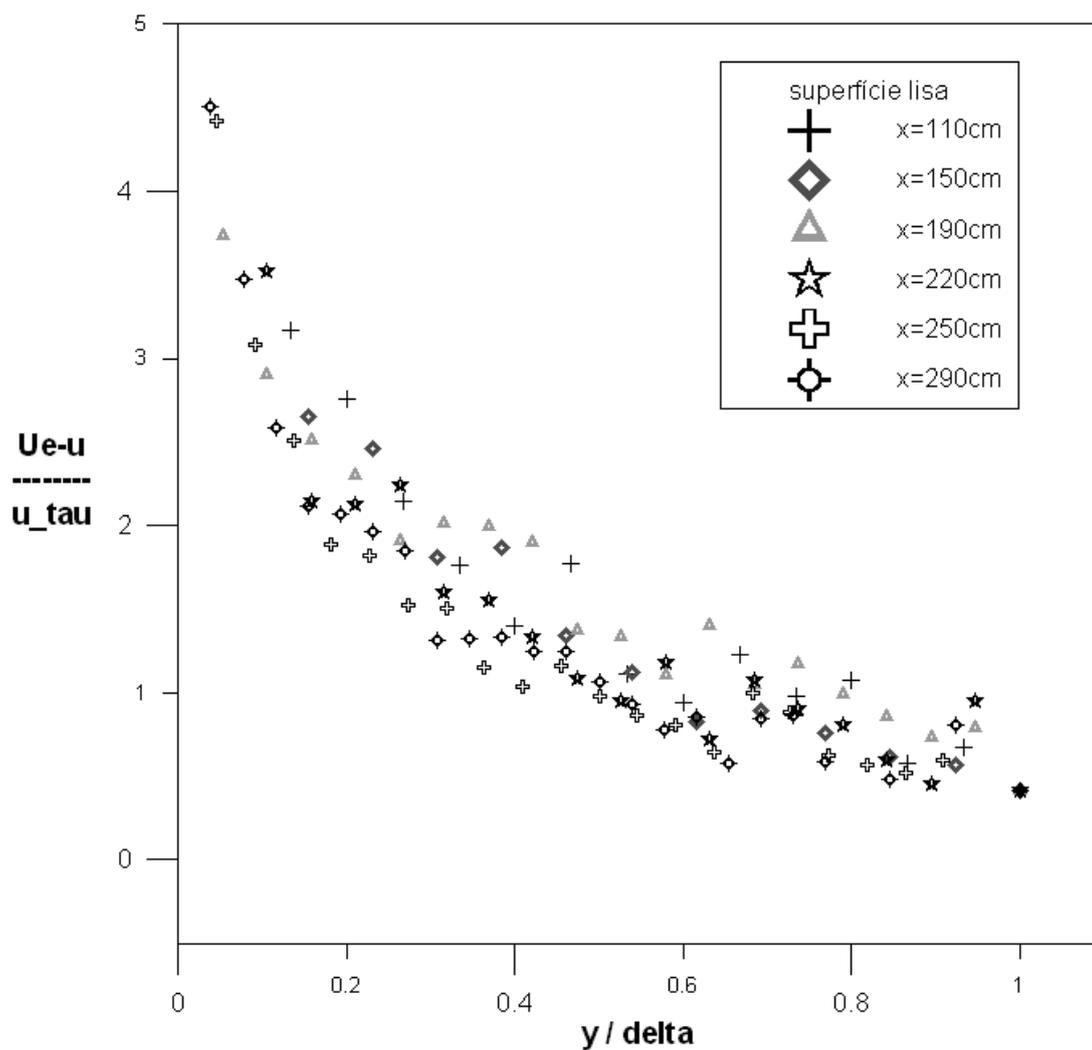


Figura 4.18: Perfis de velocidade média adimensionalizado com variáveis externas para o escoamento sobre superfície lisa

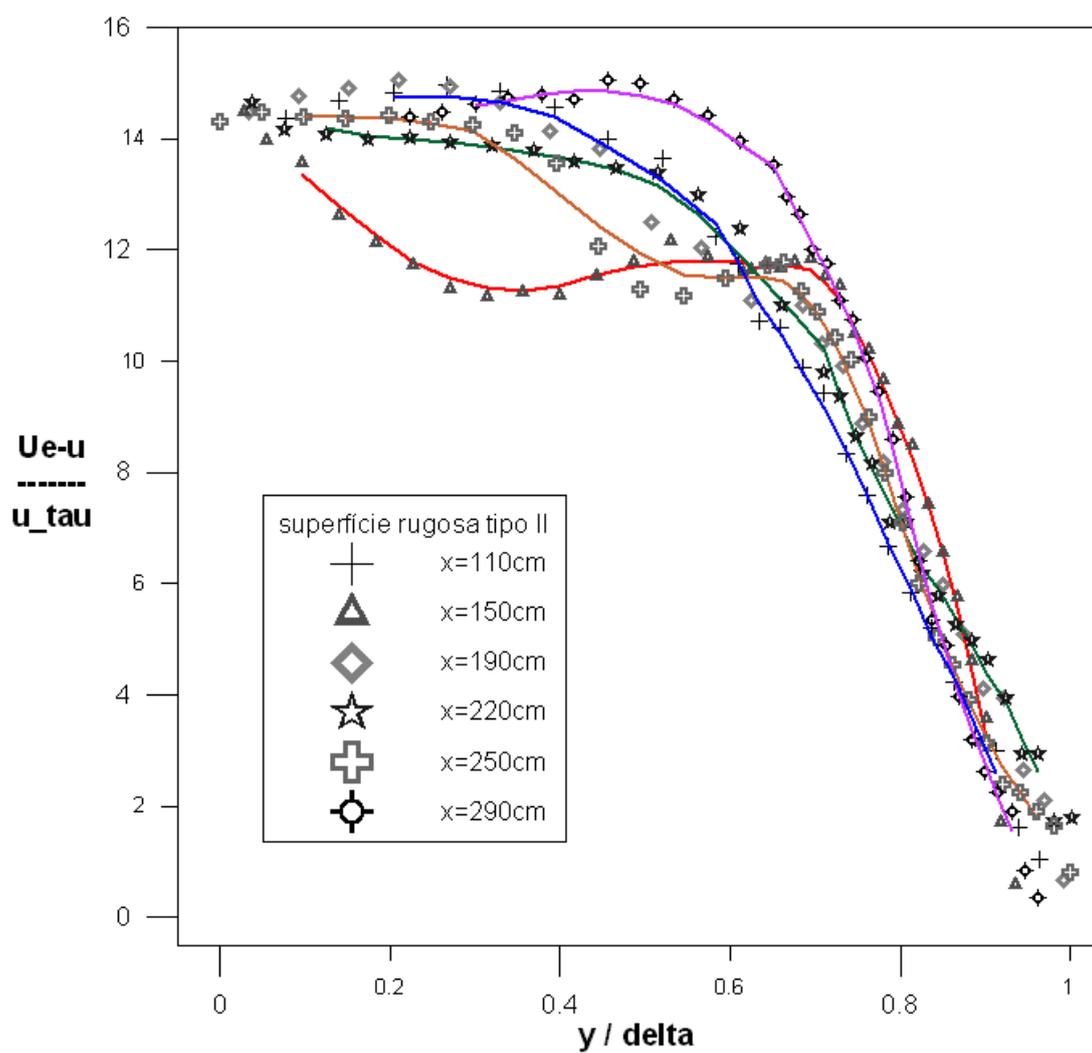


Figura 4.19: Perfis de velocidade média adimensionalizado com variáveis externas para o escoamento sobre superfície rugosa tipo I

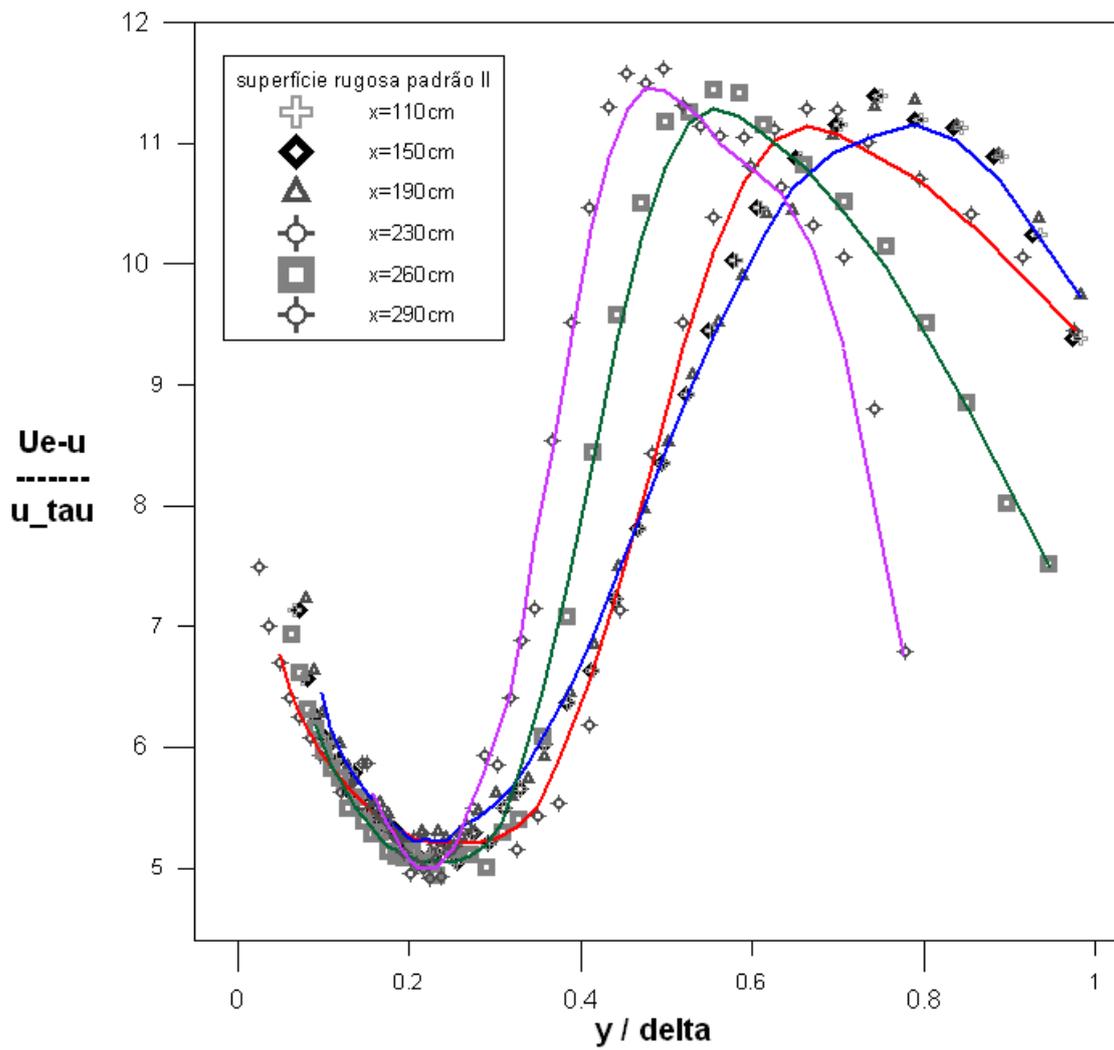


Figura 4.20: Perfis de velocidade média adimensionalizado com variáveis externas para o escoamento sobre superfície rugosa tipo II

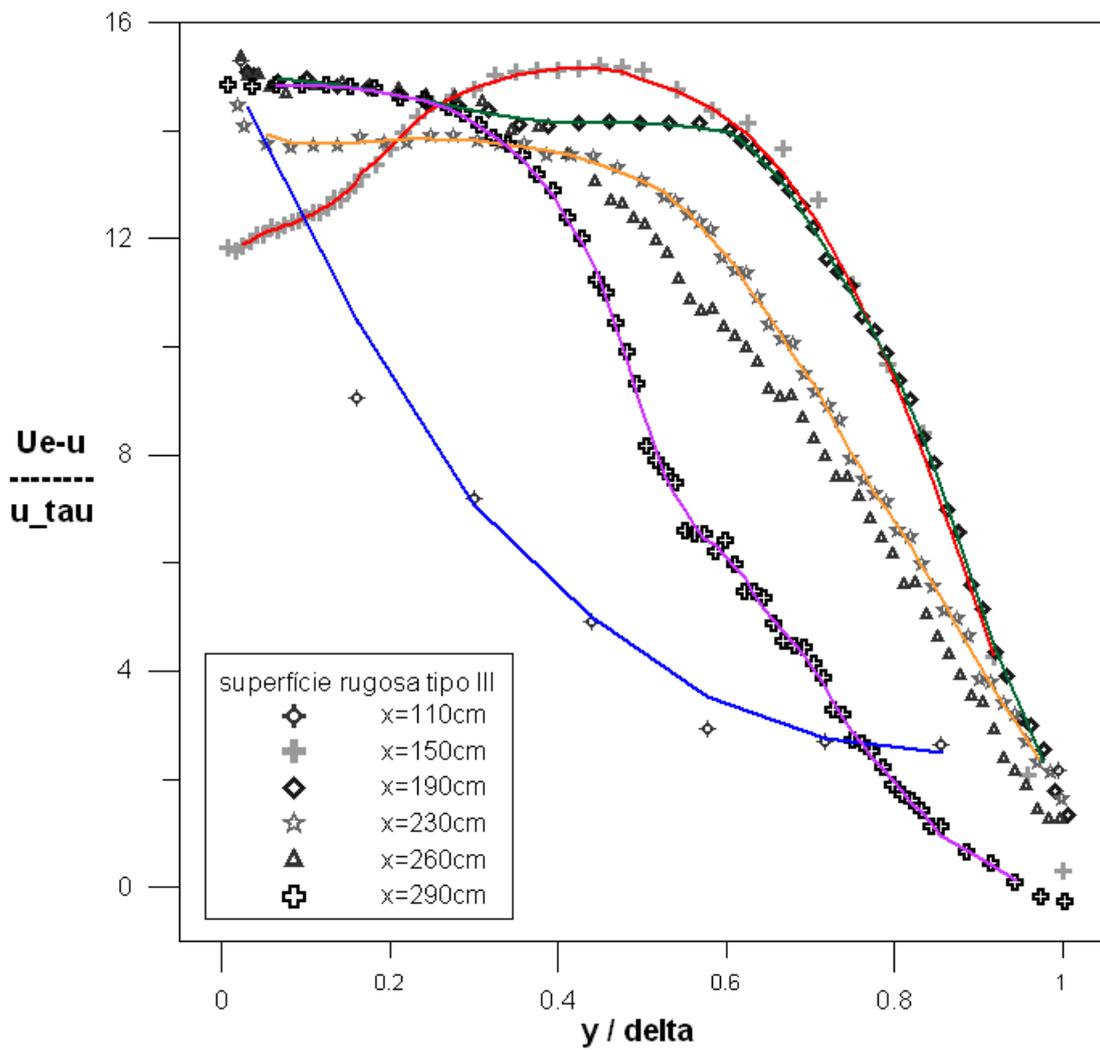


Figura 4.21: Perfis de velocidade média adimensionalizada com variáveis externas para o escoamento sobre superfície rugosa tipo III

Capítulo 5

Conclusão

Foram realizadas medições de propriedades das camadas limite de velocidade nas quatro configurações superficiais anteriormente descritas. Foi possível interpretar o comportamento do escoamento quando sujeito às variações abruptas das condições de contorno superficiais.

Os perfis de velocidade apresentados na forma semi-logarítmica nas figs (4.6) a (4.9) mostram nitidamente que a região linear que caracteriza a lei da parede no escoamento que se desenvolve sobre superfície lisa não pode ser observado nos escoamentos sobre superfície rugosa em nenhum dos três tipos de rugosidades investigados, a menos que aos perfis fossem adicionados valores para os deslocamentos na origem. O decaimento considerável nos perfis de velocidade sugere um aumento da tensão na parede, fato que se confirma com a posterior determinação do coeficiente de atrito.

O comportamento da tensão na parede para as diferentes rugosidades, se comparadas entre si, indicam um aumento do coeficiente de atrito a medida em que os elementos rugosos se aproximam. Este fato se dá devido à maior interação entre o escoamento principal e o escoamento secundário, que toma lugar nas cavidades rugosas.

Os dados apresentados nas figura anteriores são de natureza experimental, estes dados são extremamente difíceis de se obter. As medições diretas são muito sensíveis a pequenas variações nas condições do escoamento e precisam ser obtidas com um posicionador de sensores extremamente sensível para o posicionamento do sensor de fio-quente. Mesmo com todo o cuidado tomado, a obtenção de resultados confiáveis e consistentes é sempre uma tarefa difícil e elaborada. O fio quente teve que ser repetidamente calibrado e toda a instrumentação checada continuamente. Os resultados que dependem que algum tipo de processamento também são bastante sensíveis à

teoria usada na redução.

Ao elaborar os gráficos apresentados aqui, todas as dificuldades acima foram fortemente sentidas. Os resultados, entretanto, foram tomados com excessivo cuidado, apresentando, assim, uma descrição correta do fenômeno.

Os resultados experimentais apresentados confirmam muitas das características dos escoamentos indicados na literatura por outros autores. As quatro geometrias estudadas aqui fornecem informações muito ricas do escoamento de uma camada limite turbulenta sobre superfícies rugosas que apresentam variação brusca de rugosidade, e podem ser usadas em futuras formulações da física deste problema.

Capítulo 6

Referências bibliográficas

ANTONIA, R.A. e Luxton, R.E., 1971. "The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness Part 1. Smooth to Rough", J. Fluid Mech., Vol. 48, pp. 721–761.

ANTONIA, R.A. e Luxton, R.E. , 1972. "The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness Part 2. Rough to Smooth", J. Fluid Mech., Vol. 53, pp. 737–757.

ANTONIA, R.A. and Wood, D., 1975, Measurements in a Turbulent Boundary Layer over a d-type Surface Roughness, " Journal of Application Mechanics.", Vol., pp. 591–569.

AVELINO, M.R., 1996. "Sobre a modelagem diferencial de camadas limite turbulentas com transpiração", Msc. Thesis, PEM/COPPE/UFRJ.

AVELINO, M.R., 1998. "Numerical Study of Turbulent Boundary Layer Flows over a Surface with Step Change in Roughness - A Comparison with Experimental Data", Anais da I Escola de Primavera em Transição e Turbulência, Vol. II, pp. 377-390, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

AVELINO, M.R., 2000. "An Experimental/Numerical Study of the Turbulent Boundary Layer Development Along a Surface with a Sudden Change in Roughness", RBCM, no prelo.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1997. "Characteristics of a Turbulent Boundary Layer when Subjected to a Step Change in Surface Roughness and Temperature", Proc. XIV COBEM - 14th Brazilian Congress of Mechanical Engineering, Vol. 1, pp. 74–91, Bauru.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1998a. "On the Displacement in Origin for Turbulent Boundary Layers on a Surface Downstream of Step Changes in Wall Temperature

and Roughness”, Anais do V Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste , Vol. III, pp. 461-468, Fortaleza, CE, Brasil.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1998b. “Experimental Characterisation of a Turbulent Boundary Layer Subjected to a Step Change in Surface Roughness”, Anais do VII Congresso Nacional de Engenharia e Ciências Térmicas , Vol. II, pp. 1369–1374, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1999a. “Characteristics of the Turbulent Boundary Layer over Surfaces with Abrupt Variation in Properties”, Trends Heat Mass Transf., Vol. 5, pp. 63–80.

AVELINO, M.R. e Silva Freire, A.P., 1998. “A Wind Tunnel Study of Boundary Layer Flow over a Sudden Change in Surface Roughness”, Anais. X Congresso Brasileiro de Meteorologia, Brasília.
AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1995. “A Modified Near Wall Kappa-epsilon Turbulence Model”, Anais em CD do XIII Congresso Brasileiro e II Congresso Ibero Americano de Engenharia Mecânica, Belo Horizonte, MG, Brasil.

AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1996. “A Consistent Solution for the kappa-epsilon Model for Transpired Turbulent Flows”, Anais do VI Encontro Nacional de Ciências Térmicas e VI Congresso Latino Americano de Transferência de Calor e Massa, Vol. III, pp. 1839–1844, Florianópolis, SC, Brasil.

AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1998. “An Asymptotic Solution for the kappa-epsilon Equations for Transpired Turbulent Flows”, Anais do VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Vol. II, pp. 1392–1396, Rio de Janeiro, Brasil.

AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1999b. “An Analytical Near Wall Solution for the kappa-epsilon Model for Transpired Boundary Layer Flows”, Int. J. Heat Mass Trans., Vol. 1, pp.1–11.

BANDYOPADHYAY, P.R., 1987. “Rough wall Turbulent Boundary Layers in the Transition Regime”, J. Fluid Mech., Vol. 180, pp. 231–266.

BANDYOPADHYAY, P.R. e Watson, R.D., 1988. “Structure of Rough-wall Turbulent Boundary Layers”, Phys. Fluids, Vol. 31, No.7, pp. 1877–1883.

- BERKOWICZ, R. e Prahm, P., 1984. "Spectral representation of the vertical structure of turbulence in the convective boundary layer", *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 110, pp. 35–52.
- BEVINGTON, P.R., 1969. "Data reduction and error analysis for the physical sciences", McGraw-Hill, Inc., Nova York.
- BONNET, J.P., Delville, J., Glauser, M.N. et al., 1998. "Collaborative Testing of Eddy Structure Identification Methods in Free Turbulent Shear Flows", *Exp. Fluids*, Vol. 25, pp. 197–225.
- BOTTEMA, M., Klaassen, W. e Hopwood, W.P., 1998. "Landscape roughness parameters for Sherwood forest - experimental results", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 89, pp. 285–316.
- BRADLEY, E.F., 1968. "A Micrometeorological Study of Velocity Profiles and Surface Drag in the Region Modified by a Change in Surface Roughness", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 94, pp. 361–379.
- BRADSHAW, P., Ferriss, D. e Atwell., 1967. "Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation". *J. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 593–616.
- BUSINGER, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. e Bradley, E. F., 1971. "Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer", *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 28, pp. 181–189.
- BYUN, D., 1991. "Determination of similarity functions of the resistance laws for the planetary boundary layer using surface-layer similarity functions", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 57, pp. 17–48.
- CHAMBERLAIN, A.C., 1983. "Roughness length of sea, sand, and snow", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 25, pp. 405–409.
- CERMAK, J.E., 1971. "Laboratory simulation of the atmospheric boundary layer", *AIAA Journal*, Vol. 9, pp. 1746–1754.
- CERMAK, J.E., 1975. "Applications of fluid mechanics to wind engineering - A freeman scholar lecture", *Journal of Fluids Engineering*, pp. 9–38.
- CLAUSER, F.H., 1954. "Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients", *J. Aero Sci.*, Vol. 21, pp. 91–108.

- CLAUSER, F.H., 1956. "The Turbulent Boundary Layer", Adv. in Appl. Mech., Vol. 4, pp. 1–51, Academic, New York.
- CLAUSSEN, M., 1987. "The flow in a turbulent boundary layer upstream of a change in surface roughness", Boundary Layer Meteorology, Vol. 40, pp. 31–86.
- COLES, D., 1956. "The Law of the Wake in the Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 1, pp. 191–226.
- COLEMAN, H.W., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1977. "The Accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 82, pp. 507–528.
- COMPTON, D.A., Eaton, J.K., 1977. "Near-wall measurements in a three-dimensional turbulent boundary layer", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 350, pp. 189–208.
- DAWKINS, R.A. e Davies, D.R., 1981. "The effects of surface topography on momentum and mass transfer in a turbulence boundary layer", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 108, pp. 423–442.
- DEGRAZIA, G.A., Moraes, O.L.L., 1992. "A model for eddy diffusivity in a stable boundary layer", Boundary Layer Meteorology, Vol. 58, pp. 205–214.
- DOS ANJOS, G.R., Mangiavacchi, N. and Avelino, M.R., 2003. "Simulação Experimental de Camada Limite Atmosférica Costeira em Túnel de Vento", II Congresso Sobre Planejamento e Gestão da Zona Costeira dos Países de Expressão Portuguesa, Recife.
- DYER, A.J., 1974. "A review of flux-profile relationships", Boundary Layer Meteorology, Vol. 7, pp. 363–372.
- ELLIOTT, W.P., 1958. "The growth of the atmospheric internal boundary layer", Trans. Amer. Geophys. Union, Vol. 39, No. 6, pp. 1048–1054.
- FLESH, T.K. e Wilson, J.D., 1992. "A two-dimensional trajectory-simulation model for non-gaussian, inhomogeneous turbulence within plant canopies", Boundary Layer Meteorology, Vol. 61, pp. 349–374.
- FLORYAN, J.M., 1997. "Stability of wall-bounded shear layers in the presence of simulated distributed surface roughness", J. Fluid Mech., Vol. 335, pp. 29–55.

- GARRAT, J.R., 1978. "Flux profile relations above tall vegetation", *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 104, pp. 199–211.
- GARRAT, J.R., 1980. "Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer", *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 106, pp. 803–819.
- GARRAT, J.R., 1990. "The internal boundary layer - a review", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 50, pp. 171–203.
- GARTSHORE, I.S. e Croos, K.A., 1977. "Roughness element geometry required for wind tunnel simulations of the atmosphere wind", *Journal of Fluids Engineering*, pp. 480–485.
- GOWEN, R.A. e Smith, J.W., 1968. "Turbulent Heat Transfer from Smooth and Rough Surfaces", *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 11, pp. 1657–1673.
- GUIMARÃES, J.H.D., Santos Jr., S.J.F., Su, J., Silva Freire, A.P., 1999. "The Turbulent Boundary Layer Subjected to a Sudden Change in Surface Roughness and Temperature", *Proc. IMECE99*, November 12-14, Tennessee, USA.
- HAMA, F.R., 1954. "Boundary Layers Characteristics for Smooth and Rough Surfaces", *Trans. Soc. Nav. Arch. Mar. Engrs.*, Vol. 62, pp. 333.
- HEALZER, J.M., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1974. "The Turbulent Boundary Layer on a Rough, Porous Plate: Experimental Heat Transfer with Uniform Blowing", Report No HMT-18, Stanford University.
- HOLMAN, J.P. e Gajda, Jr., W.J., 1989. "Experimental methods for engineers", McGraw-Hill, Inc., 5a Ed., Singapura.
- HOLZTSLAG, A.A.M. e Nieuwsatdt, F.T.M., 1986. "Scaling the atmospheric boundary layer", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 36, pp. 201–209.
- HUNT, J.C.R. e Fernholtz, H., 1975. "Wind-tunnel simulation of the atmospheric boundary layer: a report on Euromech 50", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 70, pp. 543–559.
- JACKSON, P.S., 1978. "Wind structure near a city center", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 15, pp. 323–340.

JENSEN, N.O., 1978. "Change surface roughness and the planetary boundary layer", *Quart. J. R. Met. Soc.*, Vol. 104, pp. 351–356.

JIANMIN M.A. e Daggupaty, S.M., 1998. "Stability dependence of height scales and effective roughness length of momentum and heat transfer over roughness changes", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 88, pp. 145–160.

KAIMAL, J.C. e Finningan, J.J., 1994. "Atmospheric Boundary Layer Flows - Their structure and Measurement", *Oxford Uni. Press. Nova York*, 302.

KAIMAL, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. e Coté, O.R., 1972. "Spectral characteristics of surface-layer turbulence", *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 98, pp. 536–589. KAPLUN, S., 1967,

"Fluid mechanics and singular perturbations", *Academic Press*.

KRADER, B.A., 1981. "Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers", *Inter. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, no.9, pp. 1541–1544.

KROGSTAD, P.A. e Antonia, R.A., 1994. "Structure of Turbulent Boundary Layers on Smooth and Rough Walls", *J. Fluid Mech.*, Vol. 277, pp. 1–21.

KROGSTAD, P.A. e Antonia, R.A., 1999. "Surface Roughness Effect in Turbulent Boundary Layers", *Exp. Fluids*, Vol. 27, pp. 450–460.

KROGSTAD, P.A., Antonia, R.A. e Browne, L.W. , 1992. "Comparison between Rough- and Smooth-Wall Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 245, pp. 599–617.

LASSAHN, G.D., 1985. "Uncertainty definition", *J. Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, Vol. 107, pp. 179-180.

LIGRANI, P.M. e Moffat, R.J., 1979. "Artificially Thickening a Smooth-Wall Turbulent Boundary Layer", *AIAA J.*, Vol. 17, pp. 907–910.

LIGRANI, P.M. e Moffat, R.J., 1985. "Thermal Boundary Layers on a Rough Surface Downstream of Step in Wall Temperature", *Boundary Layer Meteor.*, Vol. 31, pp. 127–147.

LIGRANI, P.M. e Moffat, R.J., 1986. "Structure of Transitionally Rough and Fully Rough Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 162, pp. 69–98.

- LIGRANI, P.M., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1979. "The Thermal and Hydrodynamic Behavior of Thick Rough-Wall Turbulent Boundary Layers", Report No HMT-29, Stanford University.
- LIGRANI, P.M., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1983. "Artificially Thickened Turbulent Boundary Layers for Studying Heat Transfer and Skin Friction on Rough Surfaces", J. Fluids Eng., Vol. 105, pp. 146–153.
- LOGAN, E. e Jones, J.B., 1963. "Flow in a pipe following an abrupt increase in surface roughness", Trans. ASME, Ser. D, J. Basic, Vol. 85, pp. 35–40.
- MAKITA, H., 1968. "Response of a Turbulent Boundary Layer to a Dudden Change in Surface Roughness", Mech. Eng. Thesis, Uni. of Tokyo.
- MARYON, R.H., 1989. "The effect of grid resolution upon the numerical modeling of the convective boundary layer", Boundary Layer Meteorology, Vol. 46, pp. 69–91.
- MOORE, W.L., 1951. "An Experimental Investigation of the Boundary Layer Development Along a Rough Surface", Ph.D. Thesis, State University of Iowa.
- MOFFAT, R.J., 1985. "Using uncertainty analysis in the planing of an experiment", J. Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Vol. 107, pp. 173-178.
- MULHEARN, P.J., 1977. "Relations between surface fluxes and mean profiles of velocity, temperature and concentration, downwind of a change in surface roughness", Quart. J. Met. Soc., Vol. 103, pp. 785–802.
- MULHEARN, P.J., 1978. "A wind-tunnel boundary layer study of the effects of a surface roughness change: rough to smooth", Boundary Layer Meteorology, Vol. 15, pp. 3–30.
- MONTGOMERY, D.C., 1991. "Design and analysis of experiments", John Wiley & Sons, 3a Ed., Singapura.
- NAKRA, B.C. e Chaudhry, K.K., 1985. "Instrumentation measurement and analysis", McGraw-Hill, Inc., Nova Deli.
- NIKURADSE, J., 1933. "Stromungsgesetze in Rauhen Rohren", V. D. I. Forschungsheft No. 361.

OLIVEIRA, A.P. e Fitzjarrald, D.R., 1994. "The Amazon river breeze and the local boundary layer: II. linear analysis and modeling", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 67, pp. 75-96.

ORLANDO, A.F., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1974. Report No HMT-16, Stanford University.

PANOFSKY, H.A., 1972. "Tower Micrometeorology", in D. Haugen(ed.), *Workshop on Micrometeorology*, American Meteorological Soc..

PANOFSKY, H.A., Larko, D., Lipschutz, R., et al., 1982. "Spectra of velocity components over complex terrain", *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 108, pp. 215-230.

PANOFSKY, H.A. e Townsend, A.A., 1963. "Change of terrain roughness and the wind profile", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 90, pp. 147-155.

PANOFSKY, H.A., Dutton, J.A, 1984. "Atmospheric turbulence", John Wiley & Sons, pp. 415.

PERRY, A.E. e Abel, C.J., 1977. "Asymptotic Similarity of Turbulence Structures in Smooth and Rough-Walled Pipes", *J. Fluid Mech.*, Vol. 79, pp. 785-799.

PERRY, A.E., Henbest, S.M. e Chong, M.S., 1986. "A Theoretical and Experimental Study of Wall Turbulence", *J. Fluid Mech.*, Vol. 165, pp. 163-199.

PERRY, A.E. e Joubert, P.N., 1963. "Rough-Wall Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients", *J. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 193-211.

PERRY, A.E., Lim, K.L. e Henbest, S.M., 1987. "An Experimental Study of the Turbulent Structure in Smooth- and Rough-wall Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 437-466.

PERRY, A.E., Schofield, W.H. e Joubert, P.N., 1969. "Rough-Wall Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 37, pp. 383-413.

PERIC e Schreurer(1989)

PLATE, E., 1982. "Engineering Meteorology", Elsevier, pp. 771.

PLATE, E. Hidy, G.M., 1967. "Laboratory Study of Air Flowing over a smooth surface onto small water waves", *J. Geophys. Res.*, Vol. 72, pp. 4627-4641.

PRANDTL, L. e Schlichting, H., 1934. "Das Widerstandagesetz rouher Platten", Werf Reederer Hafen, Vol. 15, pp. 1–4.

RAO, K.S., Wyngaard, J.C. e Coté, O.R., 1974a. "Local Advection of Momentum, Heat and Moisture in Micrometeorology". *Boundary Layer Meteorol.* Vol. 31, pp. 738–746.

RAO, K. S., Wyngaard, J.C., Coté, O.R., 1974b. "The structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness", *J. of Atmospheric Sciences*, Vol. 31, pp. 738–746.

RAUPACH, M.R., Finningan, J.J. e Brunet, Y., 1996. "Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 78, pp. 351–382.

RIDER, N.E., Philip, J.R. e Bradley, E.F., 1963. "The horizontal transport of heat and moisture - a micrometeorological study", *Advection of heat and moisture*, pp. 507–531.

RUSSEN, R.D. e Takle, E.S., 1989. "A moving grid finite-element model of the bulk properties of the atmospheric boundary layer", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 46, pp. 113–132.

SCHOFIELD, W.H., 1975. "Measurements in Adverse-Pressure-Gradient Turbulent Boundary Layers with a Step Change in Surface Roughness", *J. Fluid Mech.*, Vol. 70, pp. 573–593.

SHAFI, H.S. e Antonia, R.A., 1997. "Small-Scale Characteristics of a Turbulent Boundary Layer over a Rough-Wall", *J. Fluid Mech.*, Vol. 342, pp. 263–293.

SHAO, Y.H.J.M. and Schwerdtfeger, P., 1991, "The Structure of Turbulence in a Coastal Atmospheric Boundary Layer", *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 70, pp 573–593.

SILVA FREIRE, A.P. e Hirata, M.H., 1990. "Analysis of Thermal Turbulent Boundary Layers over Rough Surfaces", *Proc. III ENCIT*, pp. 313–316.

SILVA FREIRE, A.P., Avelino, M.R., Castanheira, L.C.S., 1998. "The State of Art in Turbulence Modeling in Brazil", *RBCM*, Vol. XX, No. 1, pp. 1–38.

SMITS, A.H. e Wood, D.H., 1985. "The response of turbulent to sudden perturbations", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 321–358.

- SORBJAN, Z., 1986. "On similarity in the atmospheric boundary layer", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 34, pp. 377–397.
- SU, J., Avelino, M.R., Silva Freire, A.P., 1999. "Analytical Prediction of Friction Factors and Heat Transfer Coefficients of Turbulent Forced Convection in Rod Bundles with Surface Roughness", XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM).
- TANI, I., 1968. "AFOSR-IFP- Stanford Conference on Computation of Boundary Layers", Stanford University.
- TAYLOR, P.A., 1969a. "On wind and shear stress profiles above a change in surface roughness, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 95
- TAYLOR, P.A., 1969b. "On planetary boundary layer flow under conditions of neutral thermal stability, 427–431
- TAYLOR, P.A., 1969c. "The Planetary Boundary Layer above a Change in Surface Roughness", *J. Atmos. Sci.*, Vol. 26, pp. 432–440.
- TAYLOR, R.P., Coleman, H.M. e Hodge, B.K., 1989. "Prediction of Heat Transfer in Turbulent Flow over Rough Surfaces", *J. Heat Trans.*, Vol. 111, pp. 568–572.
- THOMPSON, R.S., 1978. "Note on the Aerodynamic Roughness Length for Complex Terrain", *J. Appl. Meteorol.*, Vol. 17, pp. 1402–1403.
- TOWNSEND, A.A., 1965. "The response of a turbulent boundary layer to abrupt change in surface conditions", *J. Fluid Mech.*, Vol. 22, part 4, pp. 799–822.
- TOWNSEND, A.A., 1966. "The flow in turbulent boundary layer after a change in surface roughness", *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, part 2, pp. 255–266.
- VENKATRAMAN, A., 1986, An Examination of Methods to Estimate the Height of the Coastal Internal Boundary Layer, "Boundary Layer Meteorology.", Vol. 36, pp. 149–156
- WOOD, D.H., Antonia, R.A., 1975. "Measurements in turbulent boundary layer over a d-Type surface roughness", *Journal of Applied Mechanics*, pp. 591–593.

WRIGHT, S.D., Elliot, L., Ingham, D.B. e Hewson, M.J.C., 1998. "The adaptation of the atmospheric boundary layer to a change in surface roughness", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 89, pp. 175–195.

WYNGAARD, J.C., 1973. "On surface layer turbulence", in D. Haugen(ed.), *Workshop on Micrometeorology*, American Meteorological Soc., pp. 101–148.

WYNGAARD, J.C., 1990. "Scalar fluxes in the planetary boundary layer - theory, modeling, and measurement", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 50, pp. 49–75.

WYNGAARD, J.C., 1992. "Atmospheric turbulence", *Annuary Review of Fluid Mechanics*, Vol. 24, pp. 205–233.