

SIMULAÇÃO DE CAMADAS LIMITE ESTRATIFICADAS
EM TÚNEL DE VENTO

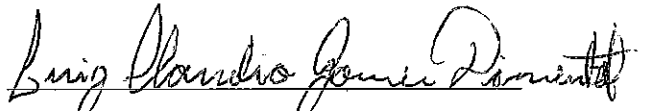
Marcio Cataldi

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

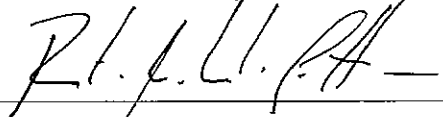
Aprovada por:



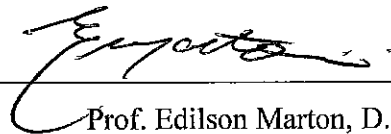
Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.



Prof. Luiz Cláudio Gomes Pimentel, D.Sc.



Prof. Renato Machado Cotta, Ph.D.



Prof. Edilson Marton, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

SETEMBRO DE 2002

Ao meu avô Luis Cataldi de Souza (in
memoriun).

CATALDI, MARCIO

Simulação de Camadas Limite estratificadas

Em Túnel de vento [Rio de Janeiro] 2002.

XV, 170 p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ, M.Sc.,
Engenharia Mecânica, 2002)

Tese – Universidade Federal do Rio de
Janeiro, COPPE

1. Turbulência
2. Camada Limite estratificada
3. Túnel de Vento
4. Anemometria de Fio-quente

I. COPPE/UFRJ II. Título (série)

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a Deus por ter me possibilitado cumprir mais essa etapa.

A minha Mãe Denise Cataldi por ter sempre acreditado em mim, e investido de maneira heróica na minha educação.

Ao meu irmão Marcelo Cataldi Palhares Rosa pela sua especial amizade e carinho em todos os momentos dessa jornada.

A minha futura esposa Renata Elisa da Silveira Soares pelo imenso companheirismo, amor e compreensão durante os momentos finais desse trabalho.

Ao meu orientador Atila P. Silva Freire pelo seu admirável conhecimento e entusiasmo, que muito me ajudaram a encontrar os caminhos para a execução desse trabalho.

Ao meu co-orientador Luiz Cláudio Gomes Pimentel que além de contribuir com o seu conhecimento e visão também se mostrou um amigo imprescindível.

Aos amigos do Laboratório de Mecânica da Turbulência pelo grande cooperação e amizade durante os últimos dois anos, em particular aos companheiros de trabalho “pesado” Daniel, Wagner Brasil, Juliana e Bruno e ao amigo Pedro Henrique Barbosa pelos valorosos ensinamentos.

A Ricardo Balian, técnico e desenhista industrial do Laboratório, que com suas geniais idéias tornou possível a criação do aparato experimental desse trabalho.

Aos amigos Eduardo Barbosa Corrêa e Marcelo Mejias (Sombra) pela ajuda e amizade na reta final desse estudo.

A todos que, de alguma forma, contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao CNPq pelos recursos alocados no desenvolvimento desta pesquisa.

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

SIMULAÇÃO DE CAMADAS LIMITE ESTRATIFICADAS EM TÚNEL DE VENTO

Marcio Cataldi

Setembro/2002

Orientador: Atila Pantaleão Silva Freire

Programa: Engenharia Mecânica

Este trabalho reporta um estudo experimental sobre o desenvolvimento, em túnel de vento, de camadas limite com diferentes graus de estabilidade, a fim de se simular estruturas presentes em camadas limite atmosféricas. São analisadas as características dinâmicas, térmicas e turbulentas das diferentes camadas limite apresentadas ao longo do trabalho. A obtenção da estratificação do escoamento é conseguida de duas maneiras: aquecimento da superfície interior do túnel e aquecimento do escoamento médio. O primeiro é obtido através da colocação de resistências elétricas em contato com superfície inferior do túnel, podendo-se obter um aumento de até 90° C na temperatura dessa superfície com relação à temperatura ambiente. Esse método é aplicado a 2000 mm e a 6000 mm de comprimento do túnel. O escoamento médio é aquecido colocando-se elementos eletroresistivos aquecidos individualmente no início da seção de testes, podendo-se obter um aumento de até 50° C no escoamento com relação à temperatura ambiente. Com esse sistema combinado podemos obter camadas limites instáveis, neutras e estáveis sobre superfícies lisas ou rugosas. O sistema de anemometria de fio-quente de dois canais foi utilizado, para a obtenção de medidas locais dos campos médios de temperatura e velocidade e suas grandezas turbulentas. Os parâmetros das camadas limite estratificadas apresentadas nesse estudo são qualificadas através do seu desenvolvimento, estrutura, equilíbrio, transporte turbulento de calor e momento e espectro de energia turbulento. São apresentados também os detalhes de todo o aparato experimental desenvolvido nesse estudo.

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

WIND TUNNEL SIMULATION OF STRATIFIED BOUNDARY LAYERS

Marcio Cataldi

September/2002

Advisor: Atila Pantaleão Silva Freire

Department: Mechanical Engineering

The present work reports an experimental study of techniques that can provide, in a wind tunnel environment, boundary layers with different states of stability that simulate the structure present in the atmospheric boundary layer. The work analyses the dynamic, thermal and turbulent characteristics of different types of turbulent boundary layers. The stratified boundary layers are obtained by two methods: wall surface heating and main flow heating. The wall surface heating, made through electrical resistances, can furnish an increase in wall temperature of up to 90 °C above the ambient temperature and can be applied over a 2000 mm and 6000 mm long surface with a controlled variation of ± 5 °C . The main flow heating is obtained by forcing the flow pass through a curtain of copper strings whose elements can be heated individually. The main flow can be heated up to 50 °C . The whole system can then be used to produce unstable, neutral and stable boundary layers over smooth or roughness surfaces. A two-channel hot-wire system was used to obtain the local measurements of mean velocity and temperature and its turbulent quantities. The parameters of the stratified boundary layer are qualified through: growth, structure, equilibrium, turbulent transport of heat and momentum and energy spectrum. The work describes in detail the experimental arrangement, including the geometry of the wind tunnel and its instrumentation.

Índice

1. INTRODUÇÃO.....	1
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
2.1 Camadas limite estratificadas e turbulência.....	5
2.2 Experimentos de CLA realizados em túneis de vento.....	12
2.3 Aplicações do estudo da camada limite atmosférica.....	16
3. Considerações teóricas.....	22
3.1 Turbulência e camada limite.....	22
3.2 Condições de similaridade e os parâmetros da CLA.....	27
3.3 Soluções para a CLA estratificada.....	33
3.4 Espectro de energia turbulento.....	36
4. Aparato experimental.....	40
4.1 Estrutura civil.....	40
4.2 Sistema elétrico.....	55
4.3 Aquisição de dados.....	60
5. Resultados.....	72
5.1 CL estratificadas sobre superfície lisa com espessamento artificial.....	72
5.2 CL estratificadas sobre superfície rugosa.....	97
5.3 Turbulência e teoria espectral.....	135
6. Conclusões.....	146
7. Referências bibliográficas.....	155
Apêndice A	
Apêndice B	

Lista de Símbolos e sua nomenclatura (ordem de aparição no texto).

u	= Velocidade do fluido
θ	= Temperatura potencial
T	= Temperatura absoluta
p	= Pressão
q	= Umidade relativa
Re	= Número de Reynolds
Ri	= Número de Richardson
Pr	= Número de Prandtl
U_{∞}	= Velocidade do fluido no escoamento potencial (corrente livre)
L_0	= Comprimento da seção “molhada”
ν	= Viscosidade
ρ	= Densidade
C_p	= Calor específico à pressão constante
g	= Aceleração da gravidade
x	= Posição da parcela
y, z	= Posição vertical da parcela de ar ou do sensor
l	= Comprimento de mistura
κ	= Constante de von Kármán
δ	= Espessura da CL
z_t	= Comprimento do turbilhão
u_{τ}	= Velocidade de atrito na parede
A	= Constante universal de valor empírico 5
y_0, z_0	= Comprimento de rugosidade aerodinâmico
G	= Fator de forma de Clauser
δ_1	= Espessura de deslocamento
δ_2	= Espessura de quantidade de movimento
H	= Fator de forma de von Kármán
L	= Comprimento de Monin-Obukhov

- q' = Fluxo de calor na superfície
 $\overline{w'\theta'}$ = Fluxo turbulento vertical de calor na superfície
 τ_0 = Cisalhamento na parede
 $\overline{u'v'}$ = Fluxo turbulento de quantidade de movimento de origem mecânica
 \overline{e} = Energia cinética turbulenta
 Ri_f = Número de Richardson de fluxo
 T_H = Temperatura média no topo da subcamada logarítmica
 T_B = Temperatura média no início da subcamada logarítmica
 U_H = Velocidade média no topo da subcamada logarítmica
 U_B = Velocidade média no início da subcamada logarítmica
 γ_m, γ_h = Constantes empíricas utilizadas no estudo de CL atmosféricas estáveis
 α_h = Constante empírica utilizada no estudo de CL atmosféricas estáveis e instáveis
 $\overline{\theta}(z_0)$ = Temperatura potencial média na altura do "comprimento de rugosidade"
 θ_τ, T_τ = Temperatura de atrito na parede
 R = Constante universal dos gases nobres
 p_s = Pressão na superfície
 β_m = Constante empírica utilizada no estudo de CL atmosféricas instáveis
 K_h = Coeficiente de difusão turbulenta de energia
 K_m = Coeficiente de difusão turbulenta de quantidade de movimento
 σ_A^2 = Variância
 $S_A(n)$ = Densidade de energia de uma função arbitrária A
 $E_A(n)$ = Energia relacionada à função arbitrária A
 n = Frequência
 Δn = Diferença entre frequências vizinhas
 $R(n)$ = Operador de Fourier no domínio de frequência.
 $F(x)$ = Operador de Fourier no domínio de número de onda
 k = Número de onda
 $\overline{u'^2}$ = Norma das flutuações turbulentas na direção x
 ε = Taxa de dissipação e deslocamento da origem

α	= Constante universal de valor empírico 0.45.
δ_T	= Espessura da Camada Limite térmica
δ_u	= Espessura da Camada Limite aerodinâmica
ΔT	= Gradiente térmico
K	= Altura do vale da superfície rugosa
Gr	= Número de Grashof
β	= Coeficiente de expansão volumétrica do ar
T_w	= Temperatura na parede
T_∞	= Temperatura no topo da região logarítmica
U_∞	= Velocidade do escoamento livre.
$u', \overline{u'^2}$	= Norma das flutuações de velocidade na direção x
$\overline{u'T'^2}$	= Norma do tensor de flutuações
IT	= Intensidade Turbulenta
Nu	= Número de Nusselt
E	= Voltagem
a,b	= Constantes de calibração

Lista de Tabelas (ordem de aparição no texto)

Página

Tabela 4.3.2.1 – Valores encontrados para as constantes de calibração de temperatura	65
Tabela 4.3.3.1 – Valores encontrados para as constantes de calibração de velocidade com compensação de temperatura.	68
Tabela 5.1.1 – Parâmetros calculados para CL Estáveis sobre superfície lisa	74
Tabela 5.1.2 – Parâmetros calculados para CL Instáveis sobre superfície lisa.	86
Tabela 5.2.1 – Parâmetros calculados para CL Estáveis sobre superfície rugosa.	99
Tabela 5.2.2 – Parâmetros calculados para CL Instáveis sobre superfície rugosa.	114
Tabela 5.2.3 – Relação entre os números de Grashof e de Reynolds.	134

Lista de figuras (ordem de aparição no texto)	Página
Figura 4.1.1 – Foto do Túnel de Vento do laboratório de Mecânica da Turbulência - COPPE/UFRJ. Seção de testes de 5 metros de comprimento.	41
Figura 4.1.2 – Foto do Túnel de Vento do laboratório de Mecânica da Turbulência - COPPE/UFRJ. Seção de testes com 9 metros de comprimento.	42
Figura 4.1.3 – Foto dos equipamentos utilizados nas medições de velocidade, temperatura e suas flutuações.	43
Figura 4.1.4 – Posicionador 2D cartesiano	44
Figura 4.1.5 – Posicionador 2D cartesiano com maior alcance horizontal e vertical.	45
Figura 4.1.6 – Amplificador de sinal de corrente alternada.	45
Figura 4.1.7 – Foto das barras circulares no início da seção de testes	46
Figura 4.1.8 – Esquema ilustrativo da combinação das barras circulares e retangulares utilizadas no espessamento da CL	46
Figura 4.1.9 – Visualização do escoamento ao redor da “floresta” de barras circulares	47
Figura 4.1.10 – Gerador de fumaça	47
Figura 4.1.11 – Perfil adimensional hidrodinâmico para CLN – coordenadas internas.	49
Figura 4.1.12 – Perfil adimensional hidrodinâmico para CLN – coordenadas externas.	49
Figura 4.1.13 – Perfil adimensional hidrodinâmico para CLE – coordenadas internas.	50
Figura 4.1.14 – Perfil adimensional hidrodinâmico para CLE – coordenadas externas.	51
Figura 4.1.15 Perfil adimensional hidrodinâmico para CLI – coordenadas internas.	51
Figura 4.1.16 Perfil adimensional hidrodinâmico para CLI – coordenadas externas.	52
Figura 4.1.17 Espectro longitudinal de energia cinética turbulenta	53
Figura 4.1.18 Espectro longitudinal de temperatura turbulenta	53
Figura 4.2.1 – Foto da seção estratificada com as fitas eletroresistivas.	55
Figura 4.2.2 – Desenho com a configuração final da distribuição vertical das fitas eletroresistivas.	56
Figura 4.2.3 – Foto da seção de estratificação com os potenciômetros.	57
Figura 4.2.4 – Esquema de aquecimento da parte inferior do túnel.	58
Figura 4.2.4 – Esquema de aquecimento da parte inferior do túnel.	59
Figura 4.3.1 – Foto do fio-quente Dantec P76	62

Figura 4.3.2 – Organograma do procedimento completo de aquisição de dados	63
Figura 4.3.2.1 – Foto da seção de calibração e dos controladores de potência (Dimmers)	67
Figura 4.3.2.2 – Foto do túnel utilizado na calibração de velocidade. (seção de 0.3 x 0.3 x 3) m.	68
Figura 4.3.3.1 – Tela de medição simultânea de temperatura e velocidade e suas flutuações apresentada pelo de programa de aquisição de dados.	70
Figura 5.1.1. Esquema do túnel de vento com 5 metros de comprimento.	73
Figura 5.1.2. CL Estável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações.	75
Figura 5.1.3. CL Estável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.	76
Figura 5.1.4. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 1.	77
Figura 5.1.5. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 2.	78
Figura 5.1.6. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 3.	79
Figura 5.1.7. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 4.	80
Figura 5.1.8. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 1.	81
Figura 5.1.9. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 2.	82
Figura 5.1.10. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 3.	83
Figura 5.1.11. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 4.	84
Figura 5.1.12. CL Instável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações	86
Figura 5.1.13. CL Instável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.	87
Figura 5.1.14. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 1.	88
Figura 5.1.15. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 2.	89
Figura 5.1.16. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 3.	90
Figura 5.1.17. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 4.	91
Figura 5.1.18. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 1.	92
Figura 5.1.19. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 2.	93
Figura 5.1.20. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 3.	94
Figura 5.1.21. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 4.	95
Figura 5.2.1. Esquema do túnel de vento com 10 metros de comprimento.	98
Figura 5.2.2a e 5.2.2b – Visão superior e lateral dos elementos rugosos.	98
Figura 5.2.3. CL Estável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações.	100
Figura 5.2.4. CL Estável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.	101

Figura 5.2.5. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para a estação 1.	102
Figura 5.2.6. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para a estação 2.	103
Figura 5.2.7. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para a estação 3.	104
Figura 5.2.8. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para a estação 4.	105
Figura 5.2.9. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 1.	106
Figura 5.2.10. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 2.	107
Figura 5.2.11. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 3.	108
Figura 5.2.12. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 4.	109
Figura 5.2.13. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 1.	110
Figura 5.2.14. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 2.	111
Figura 5.2.15. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 3.	112
Figura 5.2.16. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 4.	113
Figura 5.2.17. CL Instável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações.	115
Figura 5.2.18. CL Instável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.	116
Figura 5.2.19. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de velocidade na estação 1.	117
Figura 5.2.20. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de velocidade na estação 2.	118
Figura 5.2.21. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de velocidade na estação 3	119
Figura 5.2.22. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de velocidade na estação 4	120
Figura 5.2.23. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de temperatura na estação 1.	121
Figura 5.2.24. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de temperatura na estação 2.	122

Figura 5.2.25. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de temperatura na estação 3	123
Figura 5.2.26. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de temperatura na estação 4.	124
Figura 5.2.27. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 1	125
Figura 5.2.28. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 2.	126
Figura 5.2.29. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 3	127
Figura 5.2.30. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 4	128
Figura 5.2.31. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 1	129
Figura 5.2.32. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 2.	130
Figura 5.2.33. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 3.	131
Figura 5.2.34. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 4.	132
Figura 5.3.1. CL Estável e Instável sobre superfície rugosa – Flutuações de temperatura.	136
Figura 5.3.2. CL Estável e Instável sobre superfície rugosa – Flutuações de velocidade.	137
Figura 5.3.3. CL Estável e Instável sobre superfície rugosa – Tensor de flutuações médio.	138
Figura 5.3.4. CL Estável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de temperatura.	139
Figura 5.3.5. CL Instável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de temperatura.	140
Figura 5.3.6. CL Estável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de velocidade.	141
Figura 5.3.7. CL Instável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de velocidade.	142
Figura 5.3.8. CL Instável sobre superfície lisa – Espectro longitudinal de velocidade.	143
Figura 5.3.8. CL Intensidade Turbulenta – Estação 4.	144
Figura 6.1. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 1 com diferentes condições de estabilidade.	148
Figura 6.2. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 2 com diferentes condições de estabilidade.	149

Figura 6.3. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 3 com diferentes condições de estabilidade.	150
Figura 6.4. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 4 com diferentes condições de estabilidade.	151

1. INTRODUÇÃO

O estudo de escoamentos sobre superfícies com variação de temperatura, ou simplesmente sobre superfícies cuja temperatura se diferencia da temperatura ambiente, vêm servindo como desafio para os cientistas há vários anos. Nesse trabalho, um caso especial desse tipo de escoamento será estudado: escoamento estratificado sobre superfícies com temperaturas uniformes.

Nesse tipo de escoamento, o fluido, no nosso caso o ar, é aquecido ou resfriado em camadas, formando próximo à superfície uma camada limite estratificada, que se diferencia pelo seu grau de estabilidade. Esse tipo de camada limite pode ser encontrada, por exemplo, na primeira camada da atmosfera, a troposfera, tanto durante o período de aquecimento que ocorre durante o dia devido a incidência de energia solar sobre a superfície terrestre, quanto no resfriamento da terra causada pela emissão de radiação infra-vermelha durante o período noturno.

O estudo desse tipo de escoamento mostrou-se ao longo dos anos ser de grande complexidade, principalmente em função do acoplamento de fenômenos mecânicos, térmicos e de transporte a que ele é submetido, o que exige uma solução simultânea dos processos de troca de quantidade de movimento, de calor e de umidade. No nosso caso, estaremos tratando de um escoamento estratificado e turbulento, isso é, submetido a altos números de Reynolds, a fim de simular experimentalmente alguns fenômenos de transporte que ocorrem na atmosfera.

Muitos esforços foram realizados para o entendimento desse fenômeno, alguns retratando as condições de similaridade as quais ele possa estar associado (*Kitaigorodskii, 1988*), outros buscando soluções numéricas para esse sistema de equações (*Deardorff, 1972*).

Devido a inerente complexidade do tratamento numérico das equações de Navier-Stokes e da equação da energia, e das limitações que a teoria de similaridade apresenta para um completo estudo desse tipo de escoamento, a simulação experimental de camadas limite atmosféricas em túneis de vento vêm sendo utilizada para auxiliar o entendimento desse fenômeno. Uma extensa revisão das instalações laboratoriais para a abordagem de camadas limite atmosféricas artificiais foi, por exemplo, feita por *Hunt e Fernholtz (1975)* em um

trabalho que viria a se tornar clássico. Neste trabalho, os autores trataram apenas de escoamentos sem efeitos térmicos.

A modelagem de escoamentos em túneis de vento fornece informações sobre o comportamento do escoamento próximo à superfície, bem como sobre fenômenos de separação e interações tridimensionais no escoamento. Além disso, a modelagem física utilizada nos túneis de vento possui um domínio contínuo, ao contrário do que ocorre na modelagem numérica, onde o domínio analisado é limitado pela capacidade de discretização computacional.

Será relatado ao longo desse trabalho os procedimentos e técnicas utilizadas na adaptação de um túnel de vento para o estudo de escoamentos estratificados, tanto de natureza estável quanto instável, assim como a confecção de todo o aparato de suporte experimental desenvolvido no próprio laboratório, para tornar possível o seu estudo.

O túnel de vento empregado para os experimentos situa-se no Laboratório de Mecânica da Turbulência/COPPE da Universidade Federal do Rio de Janeiro; ele possui circuito aberto, alta intensidade turbulenta (2%), tendo as dimensões de sua seção de testes sido estendidas de 670 x 670 x 5000 mm para 670 x 670 x 10000 mm. No processo de aquisição e tratamento de dados foi utilizada a anemometria de fio-quente de dois canais, para obtenção simultânea dos valores de médios de velocidade e temperatura, bem como as suas flutuações.

Para a realização desse tipo de simulação necessita-se de camadas limites com espessuras que possam ser comparadas através de leis de similaridade com escoamentos observados na natureza. Os primeiros experimentos realizados ao longo desse trabalho, utilizaram uma seção de testes com 5 metros de comprimento, onde a camada limite naturalmente desenvolvida não ultrapassava os 40 mm. Por este motivo, julgou-se necessário a obtenção de camadas limites mais espessas. Um dos recursos para a obtenção desse tipo de camada limite, seria aumentar o comprimento do túnel, o que não era possível durante os primeiros experimentos. Foi empregada então a técnica desenvolvida por *Barbosa(2000)*, para obtenção de camadas limite com alturas de até 140 mm. Após a bateria inicial de ensaios, e já com a seção de testes mais longa disponível foram realizados novos experimentos sobre uma superfície rugosa, obtendo-se camadas limite com até 220 mm de espessura sem o auxílio de espessamento artificial.

Para se obter o efeito de estratificação desejado, foram utilizadas resistências elétricas tanto no aquecimento da superfície inferior do túnel, quanto no aquecimento do ar na entrada da seção de testes.

Os resultados obtidos com essa nova configuração do aparato experimental serão apresentados, tanto no que diz respeito ao tratamento dos seus campos médios, quanto no tratamento dos termos de flutuação.

Vale ressaltar, que esse tipo de escoamento é amplamente encontrado na natureza, e o seu entendimento é de fundamental importância para o conhecimento das interações entre a camada limite estratificada e o escoamento potencial que se forma logo acima dela; interações essas que contém informações essenciais para o desenvolvimento de modelos numéricos, que tenham como objetivo simular e prever o escoamento atmosférico (*Plate, 1971*).

No capítulo 2 será apresentado uma breve revisão bibliográfica contendo os principais trabalhos referentes ao estudo de camadas limite turbulentas com diferentes graus de estabilidade, tanto as obtidas em túneis de vento, quanto as observadas na natureza. Serão apresentados também estudos sobre outros métodos de estratificação e de espessamento artificial realizados em diferentes túneis de vento, e sobre as técnicas de tratamento de sinal utilizadas nesse trabalho. Por fim, serão apresentados alguns trabalhos onde o conhecimento de camadas limite estratificadas é aplicado em estudos de meio ambiente, como os que envolvem a concentração e a dispersão de poluentes na atmosfera.

A discussão sobre as principais contribuições teóricas referentes a escoamentos turbulentos, estrutura assintótica da camada limite, condições de similaridade e a teoria espectral será apresentada no capítulo 3.

No capítulo 4 será apresentado com detalhes todo o aparato experimental desenvolvido ao longo desse trabalho; este capítulo será dividido em quatro partes. Na primeira parte, será apresentado o procedimento utilizado no espessamento artificial da camada limite desenvolvida no túnel de vento. Na segunda parte, a estrutura elétrica utilizada no aquecimento do escoamento será relatada, sendo apresentado a seguir as técnicas desenvolvidas para a aquisição e o tratamento de dados, além do procedimento para a calibração do fio-quente de dois canais.

No capítulo 5 os resultados obtidos ao longo do trabalho serão mostrados, sendo apresentados os campos médios de velocidade e de temperatura, para camadas limite estáveis e instáveis sobre superfícies lisas e rugosas, além do espectro de energia cinética turbulenta. Parâmetros como a velocidade e a temperatura de atrito na parede, o deslocamento da origem, o número de Richardson e o comprimento de Monin- Obukhov, também foram calculados para os diferentes tipos de perfis medidos, e serão mostrados nesse capítulo.

Por fim, uma breve avaliação dos experimentos realizados ao longo deste estudo será feita, destacando-se os principais resultados e relacionando-os com os teorias utilizadas em camadas limites naturais. Algumas sugestões de trabalhos futuros também serão apresentadas nesse capítulo, incluindo a aplicação desse estudo na simulação de escoamentos estratificados sobre colinas abruptas e suaves.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Antes de passarmos a uma breve revisão bibliográfica mais específica sobre o tema proposto para este trabalho, faremos uma breve revisão sobre os fundamentos teóricos que compõem o estudo de camadas limite turbulentas e estratificadas; o capítulo será, então, finalizado com uma descrição das principais aplicações que envolvem esse tema.

2.1 Camadas limite estratificadas e turbulência.

O conceito de camada limite foi formalmente introduzido no início do século XX. Em um trabalho magistral apresentado no 3º Congresso Internacional de Matemática, em 1904, L. Prandtl usando argumentos absolutamente originais para a sua época propôs as agora célebres equações de camada limite. Através de argumentos de escala Prandtl foi capaz de capturar em equações mais simples que as equações de Navier-Stokes os efeitos viscosos que sempre devem ser considerados em regiões próximas a contornos sólidos, independentes de quão pequena seja a viscosidade de um fluido. Em última instância, são estes efeitos que garantem a observância da condição de não-deslizamento ou aderência em um escoamento.

Durante algumas décadas, os estudos sobre o comportamento de escoamentos que envolvessem características não-lineares, ficaram restritos a teorias fenomenológicas, semi-empíricas e estatísticas (*Taylor, 1935*). Uma das principais contribuições dessa época foi realizada por Kolmogorov em 1941; novamente, graças a argumentos de escala e à medição do espectro unidimensional de energia cinética turbulenta, foi proposta a clássica lei para o decaimento de energia cinética em um escoamento turbulento, a lei dos $k^{-5/3}$. Esse resultado foi posteriormente confirmado por *Klebanoff em 1955*, que realizou estudos envolvendo a modelagem física do escoamento e a utilização de anemometria de fio-quente para medição de grandezas turbulentas.

A partir da contribuição de Klebanoff, a modelagem física de escoamentos passou a ser uma importante alternativa para o entendimento da estrutura da camada limite, estrutura essa que foi descrita detalhadamente por *Kline et al. em 1967*. Em seu artigo, Kline et al. revelam a importância da região próxima à parede para a formação de toda a

estrutura da camada limite, através da distribuição da taxa de produção de energia cinética turbulenta por unidade de volume; da análise desses autores resulta que a região da esteira da camada limite turbulenta contribui apenas com 20% da produção total de energia no escoamento.

A utilização da anemometria de fio-quente era, àquela época, a principal ferramenta no estudo de escoamentos turbulentos, devido não só a sua precisão e acurácia, mas principalmente pela possibilidade de se obter informações sobre os padrões de flutuação do escoamento. Uma importante contribuição ao assunto foi feita por *Comte-Bellot em 1976*, que publicou as teorias de condução de calor e de circuitos eletrônicos pertinentes aos princípios de operação da anemometria de fio-quente.

O conceito de camada limite também pode ser aplicado aos escoamentos atmosféricos, com base nas teorias descritas acima. Na troposfera, a primeira camada atmosférica, a região onde o escoamento é influenciado pela presença da superfície terrestre é denominada “Camada Limite Atmosférica (CLA)”. A altura da CLA não pode ser definida com precisão já que a presença de um escoamento potencial bem definido não pode ser detectada, mas sim um regime de padrões de ventos fictícios de mesmo comportamento, baseado em um equilíbrio de forças denominados padrões de ventos geostróficos. (*Stull, 1988*)

Não se pode estimar a espessura da CLA, sem se levar em consideração o regime do escoamento ligado à sua estrutura térmica vertical (estável, instável ou neutro), da rugosidade do terreno, das forças externas e das condições de contorno que compõem o ambiente a que ela está submetida, podendo sua espessura variar de algumas centenas de metros até pouco mais de um quilômetro altura (*Lemes e Moura, 1998*).

Quando pensamos em estudar a CLA, dificilmente conseguimos obter CLA neutras naturalmente desenvolvidas na atmosfera. Como o aquecimento da troposfera é realizado da superfície para a atmosfera, durante o ciclo diurno normalmente observamos CLA instáveis e convectivas, pois o ar mais aquecido da superfície – e, portanto, mais leve – tende a ganhar altura, ocorrendo uma grande mistura nas primeiras dezenas a centenas de metros acima da superfície, quebrando o equilíbrio entre as forças externas, de inércia e viscosas que agem sobre o ar. No ciclo noturno, a superfície perde calor rapidamente, o que ocorre de maneira mais lenta nas camadas de ar superiores, ocorrendo um efeito

inverso ao do ciclo diurno; permanecendo o ar mais frio e mais pesado próximo à superfície, e o ar mais quente e leve nas camadas superiores, forma-se um perfil de CLA estável (Stull, 1988).

Uma das primeiras e principais contribuições ao entendimento da CLA, foi realizado por Monin e Obukhov (1954), que propuseram várias relações de similaridade, principalmente para a região da camada de superfície. Através da utilização de grupos adimensionais, entre outras contribuições, foram propostas correlações universais entre perfis da componente zonal da velocidade em função da altura adimensionalizada z/L acima da superfície, sendo z a altura da porção de ar a ser analisada, e L o comprimento característico de Monin-Obukhov (como ficou conhecido mais tarde).

Classicamente, uma camada limite turbulenta desenvolvida sobre uma superfície lisa, satisfeita a condição de não-deslizamento ou aderência e sem gradiente vertical de temperatura, pode ser subdividida em três subcamadas. Na primeira camada, denominada subcamada viscosa, predominam os efeitos viscosos. A subcamada viscosa pode ser observada nos primeiros milímetros da camada limite, se estendendo até onde os efeitos viscosos e turbulentos entram em equilíbrio. A segunda camada, denominada subcamada turbulenta, responde por cerca de 10 % de toda a estrutura da camada limite; nela, governam os termos de turbulência, os quais se estendem até onde os efeitos turbulentos e de inércia se equilibram. A terceira e última camada, conhecida como região da esteira, pode ser observada desde o topo da subcamada turbulenta até o final de toda a camada limite, sendo dominada pelos efeitos de inércia. Vale a pena lembrar que a borda da camada limite é limitada pela observação de escoamentos potenciais, ou seja, escoamentos onde o gradiente de velocidade vertical é nulo (Schlichting, 1968).

Um trabalho pioneiro envolvendo a solução das equações de camada limite, foi publicado por Blasius em 1908. Nessa publicação, as equações de camada limite, de continuidade e de quantidade de movimento, foram simplificadas para a simulação de um escoamento laminar, incompressível, com ausência de gradientes térmicos e de pressão e ocorrendo sobre uma superfície plana e lisa. Nesta situação, a teoria de linhas de corrente e de similaridade puderam ser aplicadas na sua solução.

A aplicação do método numérico de diferenças finitas na solução das equações de camadas limite laminares, sem gradiente axial de pressão, incompressíveis e escoando

sobre placas planas e lisas, foi utilizado por *Krause (1967)*. Nesse estudo, as trocas térmicas e os fluxos de calor que ocorrem dentro da camada limite foram consideradas, sendo adicionadas ao sistema de equações de governo a equação da energia.

O estudo de camadas limite laminares, não será abordado nesse trabalho, por não se observar esse tipo de camada limite em escoamentos estratificados. (*Stull, 1988*)

A CLA também possui subdivisões semelhantes à de uma camada limite formada nas condições acima. Entretanto, a consideração do termo de empuxo deve levar a algumas modificações importantes em sua estrutura. Uma classificação bastante aceita pela comunidade científica, foi a proposta por *Wyngaard (1992)*, que considera quatro subdivisões distintas para a CLA. A primeira, uma subcamada molecular (da ordem de alguns centímetros) onde predominam os efeitos viscosos; a seguir, uma subcamada superficial, (que assim com a subcamada turbulenta compreende aproximadamente 10% da espessura total da CLA) onde os fluxos turbulentos são pouco modificados de seus valores na superfície. A terceira seria a subcamada de mistura, onde ocorre a maior parte das trocas convectivas; por fim, ocorreria uma subcamada interfacial, observada apenas em CLA estratificadas, ou seja, com gradiente térmico vertical não nulo, delimitada pelos pontos onde o fluxo de calor é nulo.

Pensando em uma CLA neutra, podemos perceber que as três primeiras subdivisões são análogas nos dois tipos de camadas limite, se diferenciando apenas pela nomenclatura

O que se pode perceber também é que em ambas as classificações para as subdivisões de uma camada limite, os termos de turbulência detém fundamental importância em sua estrutura e nos fenômenos de transporte que ocorrem em seu interior, sendo sua origem resultante tanto dos efeitos mecânicos provocados pelo atrito na parede, quanto aos efeitos de empuxo de origem térmica, ou a combinação de ambos (*Baas, 1990*). É importante ressaltar, que a turbulência se faz presente nos fluxos atmosféricos de uma maneira geral, atuando com grande variação de escala, podendo ser observada como responsável por desde os fluxos no interior da camada limite atmosférica até às variações climáticas globais (*Wyngaard, 1992*).

Existe na literatura, uma considerável quantidade de trabalhos responsáveis pela revisão crítica do estado da arte no estudo de camadas limite turbulentas (CLT). Um trabalho com grande destaque certamente é o de *Fernholtz e Finley (1996)*, onde uma

abordagem específica de CLT com gradientes nulos de pressão é apresentada para uma ampla faixa de números de Reynolds ($0,4 < Re_{\delta_s} \times 10^{-3} < 211$); este trabalho demonstra não haver uma correlação universal para as flutuações de velocidade variando-se o número de Reynolds do escoamento. No âmbito nacional, uma importante contribuição foi dada por *Silva Freire et. all em 1997*, onde o estado da arte da modelagem da turbulência foi apresentado, através de inúmeros dados coletados a partir de artigos de pesquisadores brasileiros.

Com relação à presença da turbulência na CLA, uma das principais contribuições pode ser constatada na publicação de *Wyngaard (1992)*, onde os diversos tipos de turbulência (com relação a sua origem) que ocorrem na atmosfera são retratados, com destaque ao grande número de escalas características que ela possui.

A estimativa de parâmetros e de fluxos, dentro de camadas limite, sempre foi objeto de interesse na comunidade científica. As enormes dificuldades envolvidas na solução analítica das equações de Navier-Stockes e o alto custo envolvido na preparação de simulações experimentais implicam que as principais ferramentas empregadas no estudo da CLA's vêm sendo os métodos numéricos juntamente com os experimentos em escala reduzida realizados em túneis de vento.

Grande parte das publicações referentes a CLA, retrata os ciclos diurnos e noturnos de maneira desacoplada. Podemos encontrar nos trabalhos de *Howcroft et. all (1955)*; *Mahrt (1988)*; *Etling (1990)* e *Mahrt (1998)*, uma descrição do comportamento da CLA em diferentes graus de estabilidade. Em *Howcroft et. all (1955)* pode ser encontrada uma das primeiras divisões propostas para as subdivisões da CLA; em *Mahrt (1998)* uma descrição mais detalhada do comportamento estratificado da CLA é abordada.

Com relação ao comportamento de uma CLA estável, uma grande quantidade de publicações pode ser citada, como no trabalho de *Yamada (1976)*, onde uma relação de parâmetros de similaridade, baseados no comprimento característico de Monin- Obukhov, são propostos.

Uma descrição teórica do comportamento da CLA foi realizada por *Weinstock (1978)*, objetivando estudar o mecanismo atmosférico de geração de turbulência em altos níveis da atmosfera em dias de céu claro ("clean atmospheric turbulence"), sendo este um importante fenômeno atmosférico na área de meteorologia aeronáutica.

No estudo feito por *Arya (1981)*, uma análise numérica das transferências de fluxo de calor, de massa e de quantidade de movimento, entre a superfície da terra e a atmosfera foi realizada no sentido de se estimar a altura de uma CLA estável, formada no ciclo noturno.

No estudo feito por *Kim e Mahr (1992)*, os fluxos da CLA estável também foram o foco do trabalho, sendo que neste trabalho foram coletados dados da CLA em um experimento de campo; os fluxos foram estimados com o auxílio de grupos adimensionais como o número de Richardson e de Prandtl.

Uma outra tentativa de se estimar a estrutura da CLA estável foi proposta por *Zilitinkevich et. all (1998)* baseando-se em: i) leis de similaridade propostas para uma CLA estável, e ii) experimentos de campo de CLA, realizados sobre o oceano.

Com relação à modelagem numérica da CLA estável, o estudo realizado por *Jacobitz et. all (1996)*, se mostra como uma das principais contribuições nessa área, por se tratar da simulação direta da CLA estável. Neste trabalho, a discretização espacial foi definida em termos de escalas obtidas a partir de modelos espectrais, apresentando uma boa correlação para vários números de Richardson com parâmetros observados na natureza.

A descrição do comportamento de CLA instáveis, pela complexidade do fenômeno e suas características não lineares, tanto no seu comportamento térmico quanto dinâmico, é de difícil tratamento analítico e numérico sendo feita muitas vezes através das teorias de similaridade. (*Lalas, 1996*)

Uma investigação numérica do comportamento desse tipo de camada limite, em comparação com CLA neutras, foi realizado por *Deardoff (1972)*, sendo esse um dos pioneiros na tentativa da simulação numérica de CLA instáveis utilizando o método de diferenças finitas.

Uma outra tentativa de simulação numérica desse fenômeno foi realizada por *Wyngaard e Coté (1974)*, através do uso de modelos de fechamento em equações de transporte para os fluxos turbulentos (“higher-order-closure technique”), discutidos inicialmente por *Reynolds (1970)*. Nesse trabalho foram realizadas simulações com diferentes proposições de modelos, utilizando-se a chamada “higher-order-closure technique” que mostrou apresentar uma boa representação qualitativa do fenômeno.

Essa mesma técnica de modelagem, foi utilizada com sucesso por *Pleim e Chang (1992)*, com o objetivo de se medir a concentração de poluentes na atmosfera.

Assim como em CLA estáveis, um dos grandes interesses no estudo de CLA instáveis, está em se estimar a espessura da camada. Para isso, a utilização de dados provenientes de medições de perfis verticais na atmosfera são utilizados, tanto para a estimativa direta da CLA (*Beyrich, 1994*), quanto para o fornecimento de fluxos para a modelagem numérica da estrutura da CLA (*Abdella e McFarlane, 1996*)

Devido à complexidade e ao custo envolvidos na realização de experimentos de campo para se obter informações sobre a CLA, poucas são as publicações que desenvolvem esse tipo de estudo, como na recente publicações de *Moraes (2000)*, onde é feita uma descrição do comportamento térmico e dinâmico da CLA sobre uma superfície com vegetação rasteira.

O tratamento espectral dos termos de flutuação dos perfis de velocidade e de temperatura vem se mostrando como uma ferramenta eficaz no entendimento do comportamento das escalas turbulentas, e no processo de transferência de energia dentro da CLA (*Hinze, 1975*). A utilização desse tipo de análise e do estudo do comportamento ondulatório de escoamentos turbulentos teve seu início no final da década de 60, tendo como principais contribuições nesse período os trabalhos realizados por *Justus (1969)*; *Kaimal et. all (1972)*; *Fulachier e Dumas (1976)* e *por Rikiish (1978)*. Em todos os trabalhos, experimentos em laboratórios foram utilizados para obtenção de camadas limite turbulentas tendo os dados sido obtidos através de anemometria de fio-quente; desta forma, dados de flutuação para os perfis de velocidade e de temperatura medidos nessas camadas limite foram obtidos. Somente no trabalho de *Kaimal et. all (1972)*, foi realizado um estudo de camadas limite com variação vertical de temperatura.

Recentemente, o estudo espectral de CLA vem se tornando uma importante ferramenta em diversos tipos de estudo, como o realizado por *Panofsky, et. all (1982)*, onde o espectro de energia turbulento foi medido em uma CLA desenvolvida sobre um terreno complexo. No trabalho de *Berkowicz e Prahm (1983)*, um modelo de funções ortogonais trigonométricas foi desenvolvido para as equações de uma camada limite convectiva, com base na representação espectral das flutuações de velocidade dentro da CLA.

Em *Moraes (1987)*, um modelo espectral também foi desenvolvido para CLA estáveis sobre superfícies com vegetação rasteira, baseando-se na análise espectral obtida a partir de dados observacionais, com uma boa representação do decaimento de Komolgorov.

O desenvolvimento de modelos de turbulência baseados no estudo espectral das flutuações de velocidade e de temperatura vem sendo de importante relevância na compreensão desse tipo de fenômeno, como demonstrado no trabalho de *Mangia et. all (2001)*. Neste trabalho, mostra-se que a teoria espectral consegue descrever de maneira contínua todo o comportamento da CLA, sem requerer leis específicas para cada subcamada, e em diferentes graus de estabilidade.

2.2 Experimentos de CLA realizados em túneis de vento.

O entendimento do comportamento dos campos de vento e de temperatura dentro da CLA vem sendo um importante objeto de estudo para pesquisadores de todo o mundo. A necessidade de se desenvolver teorias, parametrizações, ou leis de similaridade que possam auxiliar no entendimento de CLA estratificadas requer uma grande quantidade de experimentos de campo. Essas informações podem servir como base, seja para a modelagem direta da CLA (para o estudo da dispersão de poluentes atmosféricos, por exemplo), ou para a modelagem de fenômenos de meso e de larga escala,

Devido ao alto custo e a grande complexidade que envolve tais experimentos, uma das ferramentas utilizadas a partir da década de 70 para o estudo de CLA, foi a realização de experimentos de escala reduzida, tendo como principal forma de estudo, os realizados em túneis de vento.

O avanço das teorias de similaridade e a confecção de leis que assimilam tais teorias (*Monin e Zilitinkevich 1974*), possibilitam a comparação entre perfis de CL medidos em túneis de vento e na atmosfera.

Um dos principais trabalhos relatando esse tipo de estudo foi realizado por *Cermark (1975)* enfatizando a importância de se estudar CLA em túneis de vento e visando o entendimento de fenômenos de micrometeorologia, como a dispersão de poluentes em CLA com diferentes graus de estabilidade e tornados.

Uma importante contribuição nas funções de similaridade que possibilitam a comparação entre perfis medidos em túneis de vento e na atmosfera, foi conduzida por *Counihan et. al (1974)*, através do desenvolvimento analítico de uma “função de parede” baseada na similaridade entre a altura da camada limite (z) e o comprimento de rugosidade aerodinâmico (z_0).

A utilização de túneis de vento no início da década de 80, se estendeu para o estudo de microfísica de nuvens, mas especificamente no desenvolvimento artificial de cristais de gelo (*Rasmussen e Pruppacher, 1981*), visando a melhoria na previsão de precipitações em forma neve, sendo que no trabalho realizado por *Takahasi e Chikara (1985)*, que contou com a utilização de um túnel de vento vertical, se observou a geração de cristais de gelo com até 2 mm de diâmetro. Atualmente, esse tipo de estudo vem se tornando mais escasso, devido principalmente à dificuldade experimental que o envolve.

Um túnel de vento pioneiro preparado para o estudo de escoamentos atmosféricos estratificados foi construído na Universidade de Karlsruhe. Os detalhes de seu projeto são encontrados nas publicações de *Rau et. al (1992)* e de *Morel et. al (1991)*; esses detalhes foram de grande importância para a construção desse trabalho, principalmente no que diz respeito à utilização de fitas eletroresistivas no início da seção de testes

Uma metodologia diferente para o estudo de CLA estratificadas em túneis de vento é descrita por *Morel et. al (1991b)*. Nesse trabalho, a estratificação é obtida através da injeção de nitrogênio líquido em pontos igualmente espaçados da CL. Os resultados obtidos nesse trabalho, apresentaram uma excelente concordância com perfis de CL analíticos, sendo que só os casos de CL neutra e estável foram realizados.

O acompanhamento da evolução de escalas características de turbulência em CL estáveis foi realizado por *Kyunghwan e Warhaft (1990)* em um túnel de vento estratificado de dimensões 0,91 x 0,91 x 9,14 m. Nesse experimento, também foram utilizadas fitas aquecidas eletricamente e espaçadas verticalmente no túnel gerando um gradiente térmico de até 52 °C. Os resultados obtidos foram comparados com perfis obtidos através de teorias de similaridade, envolvendo o comprimento característico de Monin-Obukhov e a frequência de Brunt-Väisälä, utilizados no estudo de CLA estratificadas, apresentando boa concordância.

A construção de maquetes para a simulação dos efeitos da estratificação atmosférica na dispersão de poluentes em túneis de vento começou a ser utilizada na década de 90, servindo como importante ferramenta para o planejamento de instalação de usinas e indústrias, entre outros. O trabalho realizado por *Ohba et. al (1990)*, apresenta um estudo qualitativo através da visualização do escoamento, da dispersão de um particulado sobre uma maquete construída dentro de um túnel de vento de dimensões 1,0 x 2,5 x 19,5 m. Nesse estudo foram simuladas CLA estáveis e neutras.

Um estudo da dispersão de poluentes em túneis de vento sobre superfícies irregulares também foi realizado por *Huber (1990)* com a finalidade de calibração de um modelo de dispersão baseado na teoria de pluma gaussiana. Os resultados apresentados nesse trabalho demonstram uma razoável concordância entre a teoria e os dados médios obtidos no túnel, sendo que esse estudo se limita ao caso de CLA neutras.

A utilização dos dados medidos em túneis de vento para a calibração de modelos de CLA não se restringe a modelos de CLA baseados somente na teoria de pluma gaussiana, ou ao estudo de CLA neutras. No trabalho de *Morel et. al (1991)*, um modelo de turbulência do tipo k-ε para a simulação de CLA estáveis é calibrado baseando-se nos dados obtidos em túnel de vento, verificando-se uma concordância entre os perfis médios experimentais e numéricos, mas uma concordância somente qualitativa entre os termos turbulentos.

Em *Ohya et. al (1995)*, são apresentados os resultados preliminares de um túnel de vento construído para o estudo de CLA estratificadas, através da estratificação de massa específica com a utilização de diferentes gases. Nesse tipo de estratificação o principal objetivo é o estudo qualitativo do escoamento através de sua visualização.

Uma outra contribuição importante na simulação de CLA em túneis de vento foi realizada por *Grainger e Meroney (1994)*. Nesse trabalho eles apresentam os primeiros resultados da simulação de CLA estáveis no túnel estratificado construído na Universidade de Monash (Austrália). As dimensões desse novo túnel são 5 x 10 x 40 m, sendo o aquecimento realizado por elementos elétricos finos (semelhantes a fitas), distribuídos verticalmente a partir da metade até o teto do túnel, que também é aquecido. Os resultados medidos no túnel são validados através de perfis logarítmicos dimensionais de velocidade versus altura da camada limite.

Dentre as simulações realizadas em túneis de vento, um número reduzido delas se destina ao estudo de escoamentos instáveis, como é o caso do trabalho realizado por *Federovich et. all (1995)*, desenvolvido em um túnel de vento de seção fechada, localizado na Universidade de Karlsruhe (Alemanha), que vem sendo nos últimos anos, um dos mais importantes no estudo de camadas limites atmosféricas estratificadas. As dimensões desse túnel são de 1,5 x 1,5 x 10 m, sendo a estratificação obtida através de elementos elétricos independentes, colocados na seção de retorno e no chão do túnel. As medidas de velocidade e suas flutuações foram obtidas com Laser Doppler, e a medida de temperatura através do sistema de fio-frio (cold-wire). Os resultados obtidos foram comparados com medições feitas na atmosfera e em tanques de água, e obtidos através de simulações numéricas.

Outro túnel de vento utilizado na simulação de CLA estratificadas, está localizado na Universidade de Kyushu (Japão). No estudo feito por *Ohya et. all (1995)*, os detalhes de construção do túnel de dimensões 1,2 x 1,5 x 13,5 m são mostrados, com destaque para o sistema de estratificação que utiliza uma potência elétrica superior a 100 Kw. Nesse trabalho, é descrita a simulação de uma CL estável, com especial atenção para os perfis dimensionais de temperatura e velocidade, e para a visualização do escoamento.

Um exemplo de simulação tridimensional de CL é descrito na publicação de *Shaw et. All (1995)*, onde é realizada a simulação de uma CL neutra, sobre uma superfície com variação de rugosidade. Nesse trabalho, as medições foram realizadas com um fio-quente de três canais (Dantec 55P63), com o objetivo de se obter informações sobre a região de separação do escoamento, através de correlações estatísticas espaciais e temporais das três componentes de velocidade.

No estudo realizado por *Neuman e Maljaars (1996)*, uma grande quantidade de particulados é adicionada a uma CL neutra simulada em túnel de vento, com o objetivo de se verificar a resposta dos perfis de velocidade da CL à presença dos particulados. O túnel localizado na Universidade de Trent (Canadá), de dimensões 0,7 x 0,76 x 12,5 m foi utilizado nessa simulação, que teve como principal contribuição a verificação de que somente a região da esteira da CL apresentou modificações devido à presença de grandes concentrações de particulados.

No trabalho apresentado por *Piccirillo e Van Atta (1996)*, a simulação de CLA estáveis em túnel de vento também é realizada, destacando-se o gradiente de temperatura de

até 200 °C que pode ser obtido no túnel, através dos elementos elétricos de aquecimento independente localizados no início do túnel. Uma contribuição importante dos resultados obtidos nesse trabalho, é a estimativa direta do fluxo de calor na superfície através da medição de $\overline{v'\theta'}$, que possibilita resultados mais precisos no cálculo do comprimento de Monin-Obukhov. Vale também ressaltar nesse trabalho, a perspectiva de realização de novos estudos abrangendo CLA instáveis.

Dentre as mais recentes publicações envolvendo simulações em túneis de vento, podemos destacar as realizadas por *Vohl et. all (2002)* e por *Novak et. all (2000)*. Na primeira foram realizadas simulações envolvendo o estudo de microfísica de nuvens e no trabalho de *Novak et. all (2000)* é avaliada a variação do regime turbulento de CLA neutras sobre superfícies rugosas tipo florestas. Nesse estudo, vale a pena ser ressaltado que as escalas turbulentas da CLA diminuem em escoamentos sobre florestas.

2.3 Aplicações do estudo da Camada Limite Atmosférica.

Dentre as inúmeras aplicações do estudo de CLA, será destacado nessa seção o estudo das variações ocorridas na CLA sobre terrenos de topografia irregular, o estudo da dispersão de poluentes e as parametrizações de CLA utilizadas em modelos prognósticos de mesoescala.

As variações sofridas na CLA quanto o escoamento esco sobre uma colina são de grande importância para a construção de projetos visando à utilização de energia eólica e para a modelagem atmosférica como um todo, tendo em vista que grande parte das superfícies terrestres são irregulares. (*Loureiro et. all, 2001*)

Um dos trabalhos pioneiros na modelagem da CLA sobre colinas suaves foi o realizado por *Taylor e Gente (1974)*. Nesse trabalho, um modelo numérico foi desenvolvido baseando-se no conceito de linhas de corrente, e o conceito de “speed up”, que mais tarde tornou-se conhecido por esse nome, começou a ser abordado. Esse conceito está ligado ao ponto de máximo aumento na velocidade do escoamento quando este esco sobre uma colina. Os autores concluíram com esse trabalho, que esse problema não se tratava de um

fenômeno simples, e que muitos estudos ainda deveriam ser feitos para que parametrizações mais realísticas sobre esse mecanismo pudessem ser propostas.

Uma das maiores contribuições analíticas sobre esse tema foi dada no trabalho de *Jackson e Hunt (1975)*. Nesse estudo eles propuseram soluções baseadas em métodos de perturbação para o campo médio de velocidade na região interna e externa de uma CLA neutra, bidimensional e adiabática observada sobre colinas com pouca declividade (suaves). A solução proposta nesse trabalho foi comparada com medições realizadas em túneis de vento e na atmosfera, se mostrando eficiente na determinação do parâmetro de rugosidade (z_0) e das variações sofridas no campo médio de velocidade sobre uma colina com essas características.

Três anos após o estudo de Jackson e Hunt, a teoria por eles desenvolvida foi expandida por *Maison e Syres (1978)* para escoamentos de CLA tridimensionais. Os resultados obtidos nesse estudo foram motivadores para os autores, principalmente na determinação do “speed up”, mas ainda apresentavam sérias restrições devido ao tipo de escoamento e de geometria a que se aplicavam.

Zeman e Jensen (1986) propuseram novas soluções para o problema estudado por *Jackson e Hunt (1975)*, baseados na teoria de linhas de corrente e compararam seus resultados teóricos com os medidos na clássica expedição experimental realizada na montanha de Askervien, obtendo boa concordância. O modelo desenvolvido por Zeman e Jensen é bastante simples, quando comparamos com o desenvolvido por Jackson e Hunt, tendo apresentado resultados bastante confiáveis também para a estimativa do “speed up”; este modelo, infelizmente, também apresentava as mesmas limitações de geometria e de escoamento (sendo também bidimensional, e desenvolvido para uma atmosfera neutra e adiabática e para colinas suaves).

Uma evolução mais recente do estudo desse tipo de problema está relatada em *Hunt et. all (1988)*, onde são propostas soluções para escoamentos tridimensionais em CLA estáveis sobre colinas suaves. Nesse trabalho, as soluções foram obtidas segundo a teoria de métodos de perturbação, utilizando parametrizações baseadas na teoria de similaridade de Monin-Obukhov, para a estratificação atmosférica. Os resultados apresentados nessa publicação ainda são bastante preliminares, mas já se mostram como importante ferramenta

para o estudo qualitativo desse tipo de fenômeno e para calibrações de modelos de turbulência.

O estudo do comportamento de particulados na atmosfera também detém uma importante quantidade de publicações envolvendo o estudo de CLA, principalmente CLA estratificadas.

Pela dificuldade em se realizar experimentos que possam medir a concentração de poluentes em uma porção significativa da atmosfera e associar os seus padrões com o grau de estabilidade atmosférica, as formas mais utilizadas para abordar esse problema são as simulações em escala reduzida e a modelagem numérica. O primeiro tipo de abordagem já foi relatado na seção anterior; o segundo terá algumas referências importantes discutidas a seguir.

Um importante trabalho que relaciona o fenômeno de mesoescala de brisa e a concentração de poluentes na CLA foi desenvolvido por *Papageorgiu (1988)*. Nesse estudo um modelo de turbulência de primeira ordem é associado a um modelo tridimensional de circulação de brisa levando em consideração as variações topográficas da região de estudo. Os modelos acoplados são integrados durante três ciclos diurnos, apresentando boa concordância analítica para os perfis de velocidade nos casos de atmosfera instável e estável a que são submetidos. Os valores de concentração de poluentes em ambos os casos também apresentaram boa concordância analítica, no que diz respeito a maior concentração de poluentes na CLA estável noturna, e a maior dispersão na CLA instável diurna.

A utilização de modelos baseados na teoria de grandes escalas de vórtices turbulentos (*large-eddy simulation*), também é utilizada na simulação da dispersão de poluentes na CLA, como no trabalho de *Kemp e Thomson (1995)*. Nesse caso, apenas CLA neutras e estáveis foram modeladas, sendo os resultados comparados com soluções analíticas simplificadas que descrevem o fenômeno, apresentando boa coerência para as estruturas de baixa frequência.

Um outro tipo de abordagem do problema é o acompanhamento “Lagrangeano” dos particulados dentro da CLA. Uma boa revisão desse tipo de estudo pode ser encontrada em *Wilson e Sawford (1995)*, onde os autores expõem as teorias de base para esse tipo de estudo e as suas vantagens, principalmente no que diz respeito ao grande número de

problemas a que ele pode ser aplicado, inclusive em atmosfera com diferentes graus de estabilidade e sobre terrenos heterogêneos.

Um tradicional esquema numérico-estatístico de modelagem atmosférica (funções de densidade de probabilidade – PDF) é utilizado no estudo do transporte de poluentes no trabalho de *Lewis e Catwin (1996)*, onde novos parâmetros de distribuição são testados nesse tipo de modelagem aplicada a CLA com diferentes graus de instabilidade. Nesse trabalho, os resultados obtidos com esses novos parâmetros aumentam a aplicação de PDFs, já que antes esse tipo de função só era aplicada a CLA neutras.

Um estudo de caso, baseado na necessidade de se prever ocorrência de altos índices de concentração de poluentes na atmosfera foi realizado por *Wakamatsu et. all (1997)*. Modelos de dispersão de poluentes, prognósticos de mesoescala para dispersão de poluentes e fotoquímicos foram utilizados na previsão de concentrações de dióxido de nitrogênio (NO_2) na cidade de Osaka (Japão). Os resultados obtidos através dessa metodologia, foram comparados com dados coletados em vários postos distribuídos pela cidade, apresentando uma boa representação das concentrações de NO_2 na CLA, mas subestimando esses valores na maioria dos casos estudados.

Uma metodologia semelhante a essa é proposta no trabalho de *Ferreira et. all (2002)*, onde o estudo da dispersão de poluentes é realizado através da combinação de um modelo prognóstico de mesoescala MM5 (Meteorological Model versão 5), e dos modelos diagnósticos de poluição CALMET e CALPUFF. Uma descrição mais abrangente desse tipo de metodologia pode ser encontrada em *Seaman (2000)*.

A aplicação do método numérico da técnica da transformada integral generalizada (GITT) no estudo do transporte de poluentes na CLA sob diferentes graus de estabilidade, pode ser encontrada nos trabalhos publicados por *Cataldi et. all (2000)* e *Ribeiro et. all (2000)*. Em ambos os trabalhos, o problema de transporte de poluentes é simplificado assumindo o coeficiente de difusão turbulento variável somente na direção vertical, e a técnica da GITT é aplicada na solução do problema, apresentando resultados quantitativamente coerentes com a solução analítica que descreve o fenômeno no seu caso mais simples, com um reduzido esforço computacional.

Para finalizar a revisão bibliográfica a que se propôs esse trabalho serão apresentados a seguir as principais publicações que descrevem as parametrizações da CLA utilizadas nos principais modelos prognósticos de mesoescala utilizados atualmente.

No trabalho de *Ballard et. All (1991)* é apresentada uma parametrização cujos fluxos são utilizados nos modelos RAMS (Regional Atmospheric Meso-scale Model) e MM5 (Meso-scale Model versão 5). Essa parametrização sugere uma relação linear entre os fluxos turbulentos e os gradientes verticais de temperatura, velocidade e umidade. A variação topográfica do terreno também está presente nessa parametrização, através de uma função cossenoidal do terreno. Os resultados obtidos com essa parametrização em modelos de mesoescala, apresentam uma grande dependência de uma grade vertical bastante fina para a obtenção de resultados coerentes com os observados.

Uma das mais utilizadas e testadas parametrizações de CLA utilizadas em modelos de mesoescala é apresentada por *Janjic (1993)*. Essa parametrização da CLA envolve não só as parametrizações de velocidade, umidade e temperatura, mas também uma eficiente parametrização de nuvens. Na CLA é subdividida em 4 níveis, e a parametrização de cada nível é feita baseada no seu grau de estabilidade. A informação da topografia do terreno é obtida para colinas com diferentes curvaturas. Os resultados apresentados nesse estudo demonstram que essa parametrização se mostra bastante eficiente quando utilizada em modelos de mesoescala, mas, em alguns casos, tende a aumentar a quantidade de precipitação acumulada prevista pelo modelo.

Para circulações de brisa, a parametrização proposta recentemente por *Shafraan et. all (2000)*, vem se mostrando como uma boa opção no estudo de CLA em regiões onde esse tipo de fenômeno ocorre. Essa parametrização se diferencia das anteriormente apresentadas, por se tratar de uma parametrização cujas constantes foram aferidas por dados medidos em campo. A necessidade de um maior número de modelagens envolvendo essa parametrização se faz necessária, no sentido de se verificar a universalidade das constantes envolvidas nas parametrizações.

Em todos os trabalhos citados anteriormente, a necessidade de se obter informações precisas sobre o grau de estabilidade da CLA estudada é de fundamental importância para o sucesso das parametrizações apresentadas. O comprimento característico de Monin-Obuchov, os números de Richardson, Reynolds, Froud, Prandtl turbulento e a frequência de

Brunt-Väisälä estão presentes em todas as parametrizações de CLA, e uma breve discussão sobre esses parâmetros pode ser encontrada em *Monin e Zilitinkevich (1974)*, *Yamada (1976)*, *Hoffert e Sud (1976)* e *Zilitinkevich et. all (1998)*. Maiores detalhes sobre esses parâmetros serão apresentados no próximo capítulo, sendo que uma discussão específica sobre os parâmetros de estabilidade na cidade do Rio de Janeiro pode ser encontrada em *Barbarioli et. all (2001)*.

3. Considerações teóricas

Neste capítulo será abordado, de maneira sucinta, as principais teorias desenvolvidas para o estudo de camadas limites turbulentas. Serão apresentadas as equações de quantidade de movimento e energia aplicadas no estudo de CLA, bem como os parâmetros e as condições de similaridade utilizadas ao longo desse estudo. Também será abordada a teoria espectral utilizada no entendimento da transferência de energia entre as diferentes escalas turbulentas.

3.1 Turbulência e camada limite

Como já descrito no capítulo anterior, o conceito de camada limite foi introduzido inicialmente por *Ludwig Prandtl (1904)*. Em um trabalho seminal, Prandtl utilizou aproximações matemáticas provenientes das hipóteses de que próximo a contornos sólidos as forças viscosas não devem ser desprezadas, e que longe desses contornos os efeitos de cisalhamento podem ser desprezados, para desenvolver um arcabouço matemático para a redução das equações de Navier-Stokes a um conjunto de equações mais simples chamado de equações de camada limite – termo introduzido por ele próprio. Neste novo sistema de equações, de formulação mais simples, a condição de não deslizamento ou aderência passava a poder ser imposta ao contrário das equações de Euler.

Para o estudo da CL turbulenta, considerando a hipótese do “gap” espectral, (*Stull, 1988*) os campos de velocidade, temperatura, pressão e umidade devem ter seus valores decompostos, seguindo a técnica clássica introduzida por Reynolds e conhecida como a “promediação de Reynolds” (maiores detalhes podem ser encontrados em *Stull, 1988; Holton, 1992 e Lemes e Moura, 1998*).

Esses campos passam então a ser descritos como a soma do seu valor médio (identificado por uma barra) e das suas flutuações (identificados por uma linha). (equações 3.1.1, 3.1.2, 3.1.3 e 3.1.4).

$$u_j = \overline{u_j} + u_j' \quad (3.1.1)$$

$$\theta_j = \overline{\theta}_j + \theta_j' \quad (3.1.2)$$

$$p_j = \overline{p}_j + p_j' \quad (3.1.3)$$

$$q_j = \overline{q}_j + q_j' \quad (3.1.4)$$

Utilizando a “promediação de Reynolds” e considerando que a densidade do fluido é função somente da temperatura (aproximação de Boussinesq), pode-se chegar a equações adimensionais de conservação de massa, quantidade de movimento e energia considerando-se os campos médios de velocidade, temperatura e pressão (equações 3.1.5 a 3.1.7 respectivamente) (Stull, 1988):

$$\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1.5)$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{1}{Ro} 2\Omega \varepsilon_{ijk} \overline{u}_j = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{u_j' u_i'}] \quad (3.1.6)$$

I
II
III
IV
V
VI

I – Termo médio de inércia

II – Advecção da componente média de velocidade feita pelo vento médio

III – Influência da rotação da Terra

IV – Força média do gradiente de pressão

V – Influência dos efeitos viscosos na componente média da velocidade

VI – Divergente dos fluxos turbulentos (tensor de Reynolds)

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} = \frac{1}{R_e P_r} \frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{u_j' T'}] \quad (3.1.7)$$

VII
VIII
IX
X

VII – Acúmulo médio de calor

VII – Advecção de temperatura feita pelo vento médio

IX – Difusão média molecular de calor

X – Divergente dos fluxos de calor turbulentos

Os números adimensionais que aparecem nas equações 3.1.6 3.1.7 são, respectivamente, o número de *Rossby* (*Ro*), o número de *Reynolds* (*Re*) e o número e *Prandtl* (*Pr*). Uma breve análise desses termos será apresentada ainda nessa seção.

Os termos das equações 3.1.5 a 3.1.7 tem seus significados tradicionais, sendo o termo $-\overline{u'_i u'_j}$ conhecido como o “tensor de Reynolds” (*Lemes e Moura, 1998*); este termo é o responsável pelo transporte turbulento de quantidade de movimento no interior da camada limite. As equações para os fluxos turbulentos podem ser encontradas em (*Stull, 1988*) e através da sua análise pode-se perceber que o termo de empuxo está introduzido na sua solução, o que explica o seu não aparecimento nas equações 3.1.5 a 3.1.7.

Uma outra grandeza importante no estudo de CL turbulentas é a Energia Cinética turbulenta (ECT), e sua equação adimensional é apresentada a seguir (eq.3.1.8)

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = -(1 - Ri_f) \left(\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial (\overline{u'_i e})}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i p'})}{\partial x_i} - \frac{1}{Re} \quad (3.1.8)$$

XI
XII
XIII
XIV
XV
XVI

XI – Descreve a tendência de acúmulo da ECT, onde $\bar{e} = \frac{1}{2} \overline{u_i'^2}$

XII – Advecção da ECT feita pelo vento médio

XIII – Termo de produção ou consumo dos efeitos turbulentos de origem térmica e mecânica

IV – Transporte turbulento da ECT

XV – Representa a maneira como a ECT é redistribuída devido às perturbações de pressão

XVI – Resultado da adimensionalização.

Na equação acima, pode-se perceber a presença de um novo grupo adimensional conhecido como número de *Richardson* (Ri), apresentado nessa equação como o número de *Reynolds de fluxo* (Rif). A seguir será feita uma descrição dos principais grupos adimensionais relevantes no estudo de CL turbulentas (equações 3.1.9a a 3.1.19d).

$$\text{Número de Rossby:} \quad Ro = \frac{U_{\infty}}{L_0 \Omega} \quad (3.1.9a)$$

$$\text{Número de Reynolds:} \quad Re = \frac{U_{\infty} L_0}{\nu} \quad (3.1.9b)$$

$$\text{Número de Prandtl:} \quad Pr = \frac{\nu \rho C_p}{\kappa} \quad (3.1.9c)$$

$$\text{Número de Richardson:} \quad Ri = \frac{(g/\bar{T})(\overline{w'T'})}{(\overline{u'u'_j})(\partial u_i / \partial x_j)} \quad (3.1.9d)$$

Todos esses grupos adimensionais possuem importância em relação à descrição da natureza do escoamento, podendo ser encontrados em diversas bibliografias tais como *Stull (1988)*, *Holton (1992)*, *Kaimal e Finnigan (1994)* e *Lemes e Moura (1998)*.

O número de *Rossby* representa a relação entre a aceleração local e a aceleração de Coriolis, não possuindo influência em estudos de CLA em túneis de vento.

O número de *Prandtl* relaciona a viscosidade do fluido com a sua condutividade térmica, sendo, portanto, apenas uma função do fluido de trabalho; neste caso, como sempre estaremos trabalhando com o ar ele passa a ser automaticamente satisfeito.

Uma atenção especial será dada nesse trabalho aos números de *Reynolds* e de *Richardson*, ressaltando que na equação 3.1.12c. O primeiro, que representa a razão entre as forças inerciais e viscosas do escoamento, indica a natureza do escoamento caracterizando-o como laminar ou turbulento. O escoamento é considerado laminar quando *Reynolds* for menor do que um valor crítico (normalmente variando entre 3000 e 5000), e

turbulento quando for acima dele, podendo esse valor variar de acordo com a geometria do túnel de vento.

Apenas a análise do número de *Reynolds* não é capaz de identificar a natureza do escoamento, por identificar somente as forças de origem mecânica que atuam sobre ele, sendo necessárias informações sobre o comportamento térmico da CL, para que o escoamento possa ser caracterizado. Nesse caso, o número de *Richardson* e o comprimento característico de Monin-Obuhkov possuem fundamental importância, por determinarem a relação entre os termos turbulentos de origem térmica e dinâmica que atuam no fluido. Para escoamentos onde a convecção, relacionada com a turbulência de origem térmica, for mantida, o número de *Richardson* irá possuir valores negativos, caracterizando uma CLA como instável. Quando o efeito oposto acontecer, os valores de *Richardson* serão positivos, indicando uma CLA estável. Para valores de *Richardson* iguais a zero a CLA será classificada como neutra. O comprimento característico de Monin-Obuhkov será descrito na seção seguinte, assim como soluções para os perfis médios de velocidade e temperatura que satisfazem as equações 3.1.12 e 3.1.13, baseadas na teoria da similaridade e na característica assintótica de CL turbulentas.

O estudo de CLA em túneis de vento se mostra como uma importante ferramenta no entendimento do comportamento dos perfis médios de velocidade e de temperatura, assim como das suas flutuações. Os primeiros registros desse tipo de estudo apontam para o túnel de vento construído pelo professor LeCour, na Universidade de Askov (Dinamarca), em 1895 (*Grainer e Meroney, 1994*).

Para a simulação de escoamentos atmosféricos em túneis de vento, uma importante contribuição foi dada por *Cermak em 1971*, onde foram relatadas as condições para que esse tipo de simulação possa ser válida: 1) quando for guardada a semelhança na rugosidade superficial da área de interesse, 2) quando o gradiente de pressão longitudinal for o mesmo para os dois escoamentos (no caso de simulação de CLA em túneis de vento é necessário que $\partial \bar{P} / \partial x \cong 0$) e, 3) quando as distribuições de temperatura e de velocidade verticais forem preservadas iguais em ambos os sistemas, sendo ainda os efeitos de radiação e de transferência de calor devido às mudanças de fase na CLA desprezados.

3.2 Condições de similaridade e os parâmetros da CLA

Dentre as classificações apresentadas no capítulo 2 para as subcamadas da CLA, a subcamada de superfície, ou subcamada turbulenta/logarítmica é de fundamental importância para o comportamento de toda a CLA, pois nela os fluxos turbulentos são praticamente constantes e suas propriedades delimitam, entre outros parâmetros, a espessura da CLA. Soluções baseadas na teoria do comprimento de mistura, a ser apresentada a seguir, foram propostas para essa subcamada por Taylor em 1916, e subsequentemente por Prandtl em 1925 e por von Kármán em 1930 (*Silva Freire, 1997*).

A teoria do comprimento de mistura considera uma função do tipo $f(x,y,z,t)$, conservativa para cada parcela de ar, cuja média dependa somente da coordenada z . Essa aproximação não se observa quando percebemos a atuação da força de Coriolis ou de gradiente de pressão no escoamento (*Lemes e Moura, 1998*). O comprimento de mistura, l , pode ser interpretado como a distância na direção transversal, que um turbilhão percorre sem perder suas características iniciais. Várias definições de acordo com a região onde ele é calculado podem ser encontradas na literatura. Uma das definições mais clássicas para escoamentos próximos a paredes sólidas bidimensionais é dada pela equação 3.2.1; para CLA tridimensionais observa-se a equação 3.2.2.

$$l = \kappa y \quad (3.2.1)$$

$$l = \sqrt{(\delta z_t)^2} \quad (3.2.2)$$

Na equação 3.2.1, κ é a constante de von Kármán e y é a altura (*Deshamps, 1998*).

Na equação 3.2.2, δ é a espessura da CL sendo z_t é o comprimento do turbilhão (*Lemes e Moura, 1998*).

Com base nessa teoria foram propostas soluções para os campos de velocidade na subcamada turbulenta, conhecidas posteriormente como leis da parede. Esse tipo solução, a princípio, se aplica para um escoamento bidimensional, permanente, incompressível, sobre uma superfície lisa, com gradiente de pressão nulo e sem variação de temperatura (equação 3.2.3).

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y u_\tau}{\nu} \right) + A \quad (3.2.3)$$

Nessa equação, u_τ é definido como a velocidade de atrito na parede; κ é a constante de von Kármán (com seu valor clássico de $\kappa=0,41$) e A uma constante arbitrária (com valor clássico $A=5$).

A equação 3.2.3 pode ser reescrita para uma superfície não lisa, com *comprimento de rugosidade aerodinâmico* y_0 , de acordo com

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right) \quad (3.2.4)$$

onde y_0 é uma função apenas da rugosidade do terreno; valores típicos de y_0 podem ser encontrados em *Garratt, (1977)*; *Hicks et al., (1975)*; *Kondo e Yamazawa, (1986)*; *Nappo, (1977)*; *Smedman-Högström e Högström, (1978)* e *Thompson, (1978)*.

Uma outra solução para o perfil médio de velocidades sobre uma superfície lisa, foi proposta por *Coles (1956)*, sendo que essa solução não se aplica somente à subcamada turbulenta, mas também à subcamada imediatamente superior a ela, onde os perfis de velocidade não colapsam mais em coordenadas internas. Esta camada externa mais conhecida com região da esteira (equação 3.2.5) possui solução da forma

$$\frac{\bar{U}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y u_\tau}{\nu} \right) + A + \frac{\Pi}{\kappa} W(\eta), \quad (3.2.5)$$

onde $\eta = y/\delta$ e a função $W(\eta)$ é definida como a *Lei da Esteira de Coles*, sendo uma função positiva e de caráter universal. Sua apresentação foi dada por Coles em forma tabular, sendo mais tarde aproximada pela equação abaixo:

$$W(\eta) = 1 - \cos(\pi \eta). \quad (3.2.6)$$

Uma análise dos dados experimentais revela que Π possui um valor constante (e igual a 0,55) somente para $Re_{\delta_2} > 5600$ (Silva Freire e Cruz, 1998).

As soluções propostas nas equações acima se aplicam somente a CL neutras, sendo que, juntamente a elas, alguns parâmetros devem ser calculados para um completo entendimento do comportamento e do equilíbrio de uma CL. Esses parâmetros serão brevemente comentados a seguir, pois foram calculados nesse trabalho a fim de se observar a possibilidade de aplicá-los a escoamentos não neutros.

Clouser (1954) denominou toda a camada limite que apresente equilíbrio entre os termos de produção de energia cinética turbulenta e os termos de dissipação como “camada limite em equilíbrio”. Para caracterizar esta classe particular de escoamento ele introduziu um parâmetro de caracterização do equilíbrio definido por

$$\Delta = \int_0^{\infty} \frac{U_{\infty} - \bar{U}}{u_{\tau}} dy \quad . \quad (3.2.7)$$

Posteriormente, o autor definiu o que ficou conhecido como Fator de Forma de Cluser (G), para caracterizar CL turbulentas em equilíbrio (equação 3.2.7).

$$G = \frac{1}{\Delta} \int_0^{\infty} \left(\frac{U_{\infty} - \bar{U}}{u_{\tau}} \right)^2 dy \quad (3.2.8)$$

De acordo com a teoria do fator de forma de Cluser (G), para uma CLT estar em equilíbrio, G deve possuir valores próximos a 7.

Outro parâmetro importante na caracterização de CLT é a espessura de deslocamento, δ_1 , expresso na equação 3.2.9

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_{\infty}} \right) dy \quad . \quad (3.2.9)$$

Mais tarde, outra importante relação no entendimento de CL em equilíbrio foi proposta por von Kármán, denominada fator de forma de von Kármán, H. Este fator é definido como a razão entre as espessuras de deslocamento (δ_1) e de quantidade de movimento (δ_2) conforme a equação abaixo.

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (3.2.10)$$

onde

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{\bar{U}}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_{\infty}} \right) dy \quad (3.2.11)$$

Nesse trabalho, o cálculo desses parâmetros foi realizado com a utilização do manipulador matemático Mathematica 4.0, podendo ser encontrado no apêndice A.

É importante ressaltar que as relações para a lei da parede, equações 3.2.3 e 3.2.4, podem ser obtidas através da teoria de similaridade, com o auxílio de grupos adimensionais que regem o fenômeno, obtidos a partir do teorema Pi de Bukinham. Uma discussão detalhada desse procedimento pode ser encontrada em *Calder (1966)* e em *Ribeiro (2002)*.

Para o estudo de CL estratificadas, um importante parâmetro foi definido por Monin-Obuhkov, ficando conhecido mais tarde como o comprimento característico de Monin-Obuhkov, L, cuja expressão será apresentada a seguir (maiores detalhes podem ser encontrados em *Monin e Obukhov, (1954)*; *Zilitinkevith et. all (1998)* e *Pahlow et. all (2001)*).

$$L = \frac{u_{\tau}^3 \bar{\theta}}{\kappa g \frac{q'}{\rho c_p}} \quad (3.2.12)$$

Na equação 3.2.12, q' é o fluxo de calor na superfície e $\bar{\theta}$ é a temperatura potencial média da parcela do fluido. A definição de $\bar{\theta}$ pode ser encontrada em Holton (1992) e Stull (1988), sendo apresentada na seção seguinte (equação 3.3.3), e seu valor só se diferencia da temperatura absoluta média \bar{T} quando o escoamento está sujeito a gradientes verticais de pressão muito intensos, o que não ocorre em simulações de CL em túneis de vento. Esse comprimento pode ser considerado como o comprimento vertical onde os efeitos de geração turbulenta, de origem mecânica e de origem térmica são equilibrados. Um comprimento L muito grande, tendendo a infinito, significa uma CL neutra; comprimentos positivos indicam uma CL estável, enquanto comprimentos negativos indicam uma CL instável. Quanto menor o comprimento de L , maior o grau de estabilidade ou instabilidade da CL.

A interpretação de L , está relacionada com os termos que caracterizam as origens das estruturas turbulentas de um escoamento, como o cisalhamento na superfície sólida τ_0/ρ , os termos de empuxo $g\theta/\bar{\theta}$, os fluxos na superfície $\overline{w'\theta'}$ e a altura z de referência da CL. O termo τ_0 que indica o cisalhamento na parede, é definido como

$$\tau_0 = u_\tau^2 \rho. \quad (3.2.13)$$

estando diretamente ligado aos fluxos turbulentos de quantidade de movimento de origem mecânica, conforme a equação abaixo.

$$u_\tau = \sqrt{\tau_0 / \rho} = (-\langle u'_i u'_k \rangle)^{1/2} \quad (3.2.14)$$

O fluxo de calor q' presente na equação 3.2.12, pode ser escrito em função dos termos de flutuação de origem térmica $q' = -\overline{w'\theta'} \rho c_p$, sendo a equação 3.2.12 reescrita como (Pahlow et. all, 2001)

$$L = -\frac{u_\tau^3 \bar{\theta}}{\kappa g \overline{w'\theta'}} \quad (3.2.15)$$

O comprimento característico de Monin-Obuhkov foi de fundamental importância para a proposição de soluções baseadas na teoria da similaridade e em dados empíricos, para a descrição dos comportamentos médios dos perfis de velocidade e temperatura no interior da subcamada turbulenta, ou camada de superfície, como veremos a seguir. Antes porém, deve-se ressaltar que o comprimento característico de Monim-Obuhkov pode ser relacionado com o número de Richardson através do número de Richardson de fluxo e do número de Prandtl turbulento conforme as equações a seguir (Stull, 1988).

$$L = \frac{y}{Ri_f}, \quad (3.2.16)$$

onde y denota a altura da porção da camada limite a ser avaliada e Ri_f pode ser relacionado diretamente com o número de Richardson apresentado na equação 3.1.14b através da equação 3.2.17 a seguir

$$Ri_f = \left(\frac{1}{Pr_t}\right) Ri. \quad (3.2.17)$$

O número de Prandtl turbulento depende das características do escoamento, possuindo valores típicos para uma atmosfera instável (0.76) e para uma atmosfera estável (0.72) (Mahrt, 1999).

É importante ressaltar que o número de Richardson para cada perfil medido nesse trabalho foi calculado através de uma adaptação do número de Richardson de gradiente para túneis de vento, feita por *Golder em 1972* (equação 3.2.18). Nessa equação, as derivadas são substituídas por diferenças, o que torna mais simples a sua manipulação.

$$Ri = \frac{g(T_H - T_B)(H - B)}{T(U_H - U_B)}. \quad (3.2.18)$$

Na equação acima, g é a aceleração da gravidade, H a posição superior do sensor, com T_H e U_H sendo respectivamente, a temperatura e a velocidade medidas nesta posição, B a posição inferior da medição com T_B e U_B sendo as medidas de temperatura e velocidade nesta posição, e por fim, T a temperatura média absoluta do perfil em Kelvin.

3.3 Soluções para a CLA estratificada.

Com base nas relações de similaridade apresentadas na seção anterior, as leis da parede e da esteira, várias soluções foram propostas para a subcamada de superfície de uma CLA estratificada. Todas essas soluções são baseadas nas características logarítmicas dos perfis médios de velocidade e de temperatura, bem como no comprimento característico de Monin-Obuhkov (L).

Uma das principais soluções para os perfis médios de velocidade e temperatura dentro da camada de superfície, foi apresentada por *Paulson (1970)*. Posteriormente, as constantes apresentadas nessas soluções foram ajustadas através de dados experimentais por *Businger et. all (1971)* e por *Dyer (1975)*, ficando esse conjunto de soluções conhecido como as relações de Businger-Dyer. Essas relações consideram um escoamento bidimensional, respeitando-se as aproximações de escalas válidas na CL.

Para uma atmosfera estável, a solução para os campos de velocidade na direção longitudinal em função de uma altura z dentro da CL pode ser descrita pela equação abaixo:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_\tau}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \gamma_m \frac{z}{L} \right), \quad (3.3.1)$$

onde z_0 e u_τ possuem seus significados clássicos, κ é a constante de von Kármán e a constante γ_m possui valores específicos para esse tipo de estratificação. Segundo os experimentos de *Businger et. all (1971)* esse valor é 4,7; segundo *Dyer (1975)*, o mesmo passa a 5,0.

Por analogia com o tratamento dos grupos de similaridade, a equação para os perfis médios de temperatura em função da altura z pode ser expresso pela equação 3.3.2 a seguir.

$$\bar{\theta}(z) = \bar{\theta}(z_0) + \alpha_k \frac{\theta_r}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \gamma_h \frac{z}{L} \right). \quad (3.3.2)$$

Na equação acima, a temperatura está sendo novamente expressa como uma temperatura potencial, ou seja, o seu valor independe das variações que as alterações de pressão possam vir a causar, sendo sua relação com a temperatura absoluta expressa pela equação 3.3.3. O valor de $\bar{\theta}(z_0)$ representa a temperatura potencial média na altura do "comprimento de rugosidade", θ_r a temperatura de atrito. As constantes α_h e γ_h possuem valores determinados empiricamente por Businger et. all (1971) (0.74 e 4.7 respectivamente) e por Dyer (1974) (1.0 e 5.0),

$$\theta = T \left(\frac{p_s}{p} \right)^{R/cp}. \quad (3.3.3)$$

Na equação 3.3.3, R e cp possuem seu significado clássico da termodinâmica, p_s é a pressão na superfície e p a pressão na altura da parcela a ser estudada. Como nesse trabalho as variações de pressão na direção longitudinal foram desprezadas, a temperatura potencial terá rigorosamente o mesmo valor da temperatura medida no experimento.

Dentro das relações de Businger-Dyer, as equações a seguir representam soluções para os perfis médios de vento e temperatura, respectivamente, para CLA instáveis

$$\bar{u}(z) = \frac{u_r}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} - \psi_m \frac{z}{L} \right) \quad (3.3.4a)$$

onde,

$$\psi_m = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \frac{1+x^2}{2} - 2 \tan^{-1} x + \frac{x}{2} \quad (3.3.4b)$$

com

$$x = \left(1 - \beta_m \frac{z}{L}\right)^4. \quad (3.3.4c)$$

O conjunto de equações acima, 3.3.4a a 3.3.4c, representa uma simplificação no estudo do comportamento da componente média de vento na direção longitudinal, dentro de uma CLA instável, sendo que a constante β_m também possui valores empíricos diferentes; em *Businger et. all (1971)* $\beta_m=15$, e em *Dyer (1974)*, $\beta_m=16$.

O conjunto de soluções para os valores médios de temperatura será apresentado a seguir através das equações 3.3.5a a 3.3.5c.

$$\bar{\theta}(z) = \bar{\theta}(z_0) + \alpha_h \frac{\theta_r}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} - \psi_h \frac{z}{L}\right) \quad (3.3.5a)$$

onde,

$$\psi_h = \ln \frac{1+y}{2} \quad (3.3.5b)$$

com

$$y = \left(1 - \beta_h \frac{z}{L}\right)^2. \quad (3.3.5c)$$

A constante β_h possui valores $\beta_h=9$ (*Businger et. all 1971*) e $\beta_h=16$ (*Dyer 1974*).

Outros estudos apresentaram diferentes relações as soluções apresentadas acima, que são na verdade adaptadas da solução desenvolvida por Paulson (1970). Essas relações podem ser encontradas nos trabalhos de *Abdela e McFarlane (1996)*, e *Zilitinkevich e Mironov (1996)*, sendo porém as relações de Businger-Dyer as que mais utilizadas no estudo de CLA estratificadas (*Stull, 1988; Holton, 1992; Kaimal e Finnigan, 1994; Lalas, 1996; Lemes e Moura 1995 e Mahrt, 1999*).

3.4 Espectro de energia turbulento.

O tratamento das flutuações das componentes de velocidade, e de temperatura, requer uma certa sofisticação matemática, muitas vezes incluindo o auxílio da estatística e de funções de probabilidade (*Kaimal e Finnigan, 1994*), onde os fluxos turbulentos são parametrizados a partir de coeficientes de difusão turbulenta e dos gradientes dos potenciais (*Ballard et. all, 1991*). Um exemplo do cálculo desses coeficientes pode ser encontrado nas equações 3.4.1a e 3.4.1b a seguir:

$$\overline{w'\theta'} = -K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (3.4.1a)$$

$$\overline{w'u'} = -K_m \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (3.4.1b)$$

Na equação 3.4.1a o fluxo de calor turbulento na direção transversal é relacionado com o coeficiente de difusão turbulenta de energia K_h . Da mesma forma, o fluxo turbulento de quantidade de movimento na direção transversal pode ser relacionado com o coeficiente de difusão turbulenta de quantidade de movimento, através da equação 3.4.1b.

Com relação ao espectro de energia turbulenta, as flutuações são tratadas de maneira a se entender as transferências de energia entre os diversos vórtices turbulentos que caracterizam uma CLA. Esses vórtices podem possuir estruturas coerentes ou não, escalas espaciais e temporais extremamente distintas, podendo a transferência de energia ocorrer tanto das maiores escalas para as menores (transferência em cascata), como o inverso, sendo este último caso mais raro e mais difícil de se perceber. (*Hinze, 1975; Stull, 1988 e Kaimal e Finnigan, 1994*).

Para obtermos o espectro de energia de qualquer parâmetro devemos transformar a equação do domínio físico para o domínio matemático, mais especificamente para o domínio de frequência ou de número de onda. Este processo normalmente é feito através da Transformada de Fourier, ou mais especificamente da “Fast Fourier Transform (FFT)”.

Em uma FFT, o quadrado da sua norma aplicada a uma função arbitrária A, para uma frequência qualquer n pode ser dado por:

$$|F_A(n)|^2 = [F_{real}(n)]^2 + [F_{imag}(n)]^2 \quad (3.4.2)$$

Assumindo que o termo da esquerda da equação (3.4.2) seja o somatório nas frequências de n=1 até N-1 de todas as variações da série temporal original, pode-se reescrever a equação (3.4.2) como sendo (Stull, 1988).

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{N-1} (A_k - \bar{A})^2 = \sum_{n=1}^{N-1} |F_A(n)|^2 \quad (3.4.3)$$

onde σ_A^2 é a variância.

Para encontrarmos a densidade de energia da função arbitrária A, basta integrarmos a equação (3.4.3) ao longo de todo o domínio de frequência (equação 3.4.4).

$$\sigma_A^2 = \int_n S_A(n) dn \quad (3.4.4)$$

Podemos chamar então $S_A(n)$ de densidade de energia da função A, que pode ser relacionada com a energia pela equação 3.4.5 a seguir

$$S_A(n) = \frac{E_A(n)}{\Delta n} \quad (3.4.5)$$

onde $E_A(n)$ é a energia relacionada à função arbitrária A. Sendo n a frequência e Δn a diferença entre frequências vizinhas, podemos dizer que $\Delta n=1$. A equação (3.4.4) pode ser reescrita então como:

$$\sigma_A^2 = \int_n E_n dn \quad (3.4.6)$$

No estudo do espectro unidimensional de velocidade, podemos dizer que em um escoamento turbulento,

$$\sigma_A^2 = \overline{u'^2} \quad (3.4.7)$$

onde u' é a flutuação da velocidade na direção longitudinal. Podemos então reescrever a equação (3.4.6) como (Hinze, 1975):

$$\overline{u'^2} = \int_n E_n dn. \quad (3.4.8)$$

Aplicando a Transformada de Fourier na equação (3.4.8) podemos obter:

$$E(n) = 4\overline{u'^2} \int_0^\infty R(n) \cos 2\pi n t dt \quad (3.4.9)$$

onde $R(n)$ é o operador de Fourier desta transformação.

Podemos modificar o domínio temporal da equação (3.4.9) para um domínio espacial, para isso devemos levar em consideração a hipótese de Taylor (equação 3.4.10)

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\overline{U} \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (3.4.10)$$

Aplicando novamente a transformada de Fourier na equação (3.4.8) e utilizando a hipótese acima podemos obter:

$$E(n) = \frac{4\overline{u'^2}}{\overline{U}} \int_0^\infty F(x) \cos \frac{2\pi n x_i}{\overline{U}} dx_i \quad (3.4.11)$$

onde $F(x)$ é o novo operador de Fourier.

Para o cálculo da função $E(n)$ neste trabalho, o domínio de frequência foi passado para o domínio de número de onda k , seguindo também a hipótese de Taylor que nos permite escrever:

$$k = \frac{2\pi n}{U}. \quad (3.4.12)$$

A equação 3.4.11 pode ser reescrita então como:

$$E(k) = \frac{4\overline{u'^2}}{U} \int_0^{\infty} F(x) \cos kx_i dx_i \quad (3.4.13)$$

A equação 3.4.13 pode ser interpretada como o espectro de energia turbulenta longitudinal (se fizermos $x_1=x_2$) no domínio do número de onda k . Para o cálculo do operador de Fourier $F(x)$ foram utilizados os manipuladores matemáticos Matlab Vr 5.3. e o Mathematica 4.0.

Os resultados encontrados no trabalho, foram comparados com a lei de Kolmogorov para um intervalo inercial unidimensional, onde o operador $F(x)$ na equação 3.4.11 é escrito da forma (Kaimal et al., 1972):

$$F(x) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (3.4.14)$$

onde k é o número de onda, ε é a taxa de dissipação e α é uma constante universal de valor empírico 0.45.

4. Aparato experimental

Nesse capítulo será descrito detalhadamente o aparato experimental desenvolvido durante este trabalho. Na sua primeira parte será relatada a estrutura civil que compõe o túnel de vento do Laboratório de Mecânica da Turbulência da COPPE/UFRJ, juntamente com as técnicas de espessamento artificial utilizadas para o aumento da altura da camada limite gerada pelo túnel de vento. O sistema elétrico criado para a estratificação do escoamento será tratado na segunda parte. Já na terceira parte, será relatado o desenvolvimento das teorias de aquisição de dados envolvendo anemometria de fio-quente de dois canais.

4.1 Estrutura civil

Os experimentos realizados durante o período de execução deste trabalho foram realizados no túnel de vento situado no Laboratório de Mecânica da Turbulência da COPPE/UFRJ. O túnel é de circuito aberto, sem recirculação de ar, de alta intensidade turbulenta (aproximadamente 2 %), com uma seção de testes de 67 cm de largura e 67 cm de altura. Inicialmente o comprimento do túnel foi de 5 metros. Posteriormente esse comprimento foi estendido para 10 metros. A parede superior apresenta altura ajustável, permitindo a realização dos experimentos com um gradiente de pressão bem próximo a zero.

O túnel é equipado com um inversor de frequências SIEMENS *MicroMaster mod.: 6SE3121-0CC40*, que elimina os efeitos de oscilação da tensão da rede elétrica sobre a rotação do ventilador, além de um controle preciso e refinado da sua frequência de rotação, que está linearmente ligada à velocidade do escoamento. A frequência de operação deste inversor varia de 0 a 60 Hz, o que possibilita uma velocidade de até 4 m/s dependendo intrinsecamente da temperatura ambiente, que deve ser sempre monitorada e controlada de maneira a não ser observada uma variação maior do que 1° C durante o experimento.

Na figura 4.1.1, observamos o túnel de vento em sua configuração inicial com um comprimento de 5 metros. Na figura 4.1.2, ele é visto em sua configuração final com 10

metros. Na figura 4.1.3 é mostrada uma foto dos principais instrumentos que compõem a configuração utilizada no túnel nas medições realizadas neste trabalho.

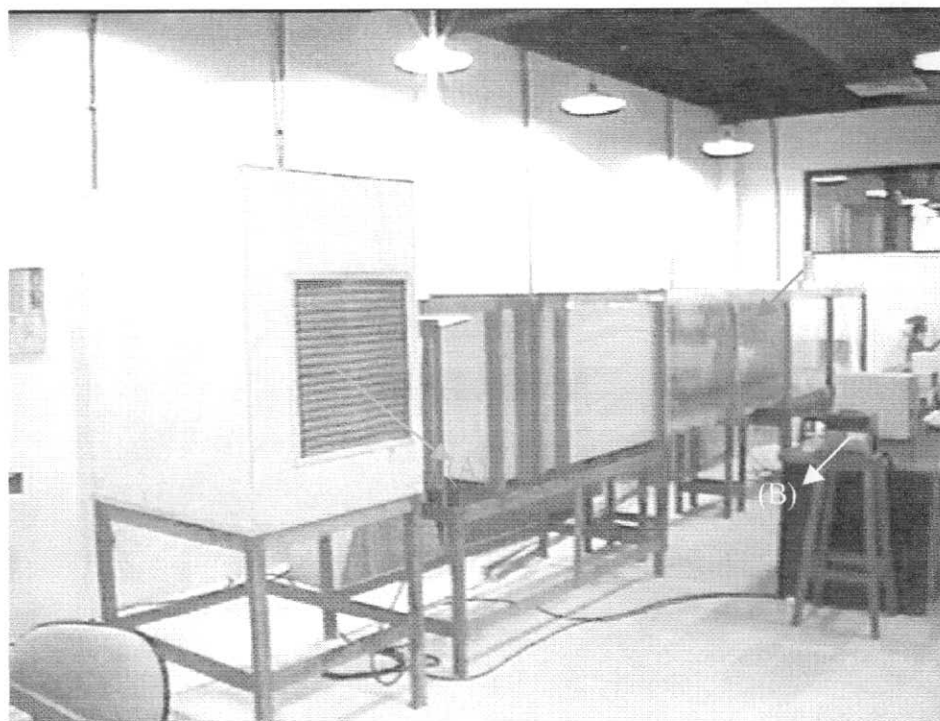


Figura 4.1.1 – Foto do Túnel de Vento do laboratório de Mecânica da Turbulência - COPPE/UFRJ. Seção de testes de 5 metros de comprimento.

Na figura 4.1.1, observa-se à esquerda (A) o ventilador revestido por uma caixa de madeira e um filtro de ar, à direita (B) o seu controlador de frequência, e em cima (C), o posicionador digital utilizado para manipulação do suporte do fio-quente. Uma foto mais detalhada do posicionador é mostrada na figura 4.1.4. Na figura 4.1.5, um segundo posicionador recentemente construído com um maior alcance horizontal e vertical é mostrado.

Foram desenvolvidos no próprio laboratório programas que controlam automaticamente o curso do posicionador.



Figura 4.1.2 – Foto do Túnel de Vento do laboratório de Mecânica da Turbulência - COPPE/UFRJ. Seção de testes com 9 metros de comprimento.

Na figura 4.1.2, destaca-se uma bancada que suporta os “dimmers” que controlam a potência individual de cada fita (D), além da seção estratificada já colocada na posição onde foram realizadas as últimas medições desse trabalho (E). Nesta configuração do túnel os primeiros três metros de chão não possuem aquecimento; os seis metros seguintes são aquecidos eletricamente podendo chegar a uma temperatura de até 90° sem escoamento. O último metro também não possui aquecimento.

Na próxima seção, o aquecimento elétrico será retratado com maiores detalhes. Vale destacar que, em sua configuração de 5 metros, a seção estratificada ficava localizada após o primeiro metro de túnel. Em sua configuração com 10 metros, a seção estratificada ficava localizada após o terceiro metro.

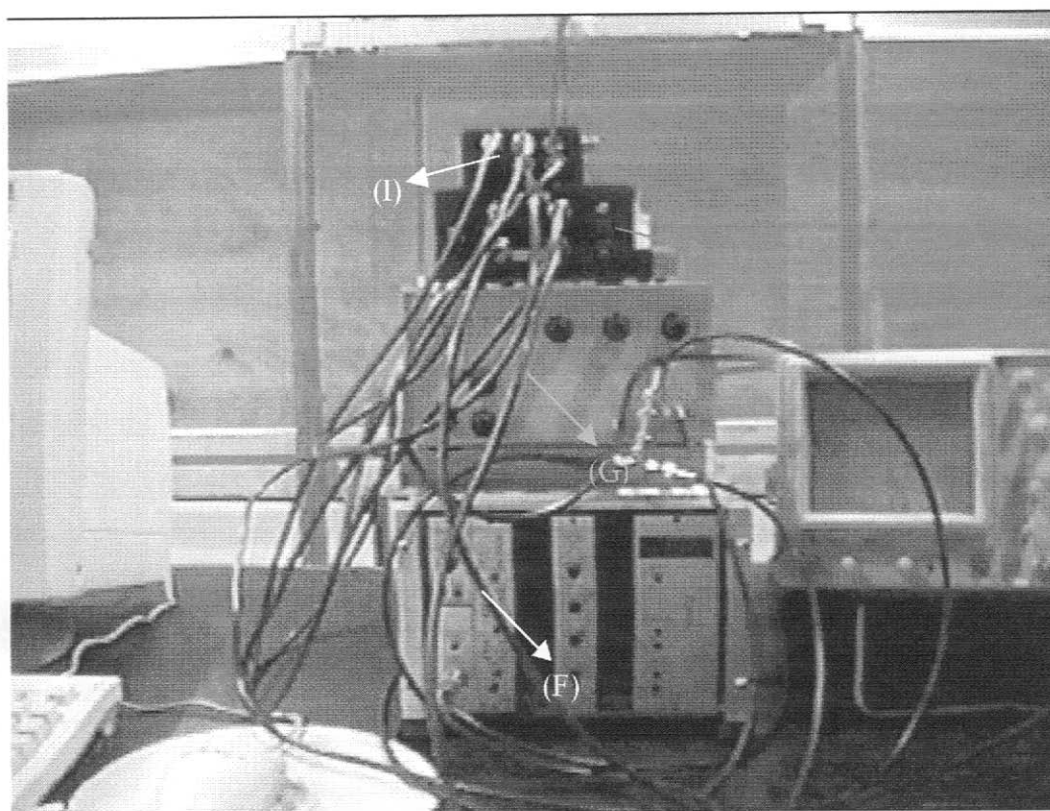


Figura 4.1.3 – Foto dos equipamentos utilizados nas medições de velocidade, temperatura e suas flutuações.

Na figura 4.1.3 é mostrado o anemômetro de corrente constante (Dantec 56C20) utilizado na medição da temperatura e de suas flutuações (F), o anemômetro de temperatura constante (Kauri) utilizado na avaliação dos valores da velocidade e de suas flutuações (G), o amplificador de corrente alternada utilizado na estimativa direta das flutuações de velocidade e temperatura (H) e a caixa adaptadora do sinal de voltagem para que ele pudesse ser lido pelo microcomputador (I).

Os dois métodos distintos aplicados na estimativa dos valores de flutuação serão detalhados na seção 4.3. Sendo que, no primeiro, foi utilizada a teoria de médias de Reynolds (seção 4.3). No segundo, o sinal elétrico foi dividido em corrente contínua e corrente alternada, sendo as flutuações obtidas através da amplificação do sinal de corrente alternada (figura 4.1.6).

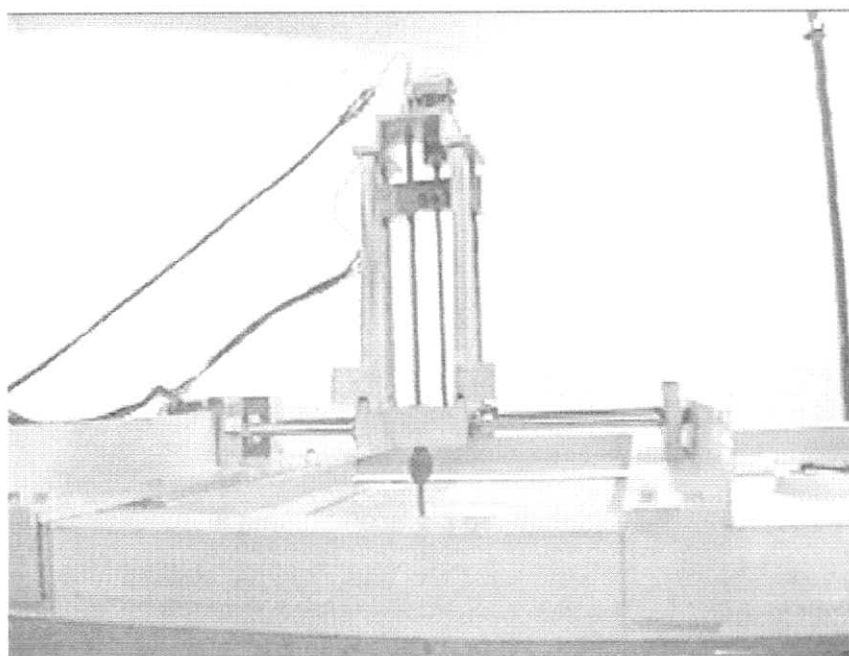


Figura 4.1.4 – Posicionador 2D cartesiano (maiores detalhes sobre a sua construção podem ser encontrados em Barbosa, 2000b).

A camada limite gerada pelo túnel na sua configuração inicial de 5 metros não ultrapassava 4 cm, criando a necessidade de se desenvolver um artifício com o qual se pudesse obter camadas limite mais espessas. O estudo para a obtenção de tal artifício pode ser encontrada em *Barbosa et. all (2000a)*. Deve-se ressaltar, no entanto, que a geometria utilizada foi inicialmente estudada experimentalmente por *Counihan (1974)* que testou quatro diferentes tipos de geradores de vórtices para simular camadas limites mais espessas através de engrossamento artificial: geradores de vórtices triangulares, quadriláteros, plano-elípticos e elípticos.

No trabalho realizado por *Ligrani e Moffat (1979)*, a geometria utilizada é a de geradores de vórtices coneidais (*spires*), que apresentou uma coerência satisfatória com dados obtidos em túneis de vento sem espessamento, mas se mostrou de difícil construção.

O trabalho de *Guimarães et al. (1999)*, foi de fundamental importância para que fosse obtida uma geometria de simples construção e que mostrasse bom desempenho. A técnica de espessamento artificial através de florestas de barras circulares (figuras 4.1.7 e 4.1.8), juntamente com barras finas longitudinalmente colocadas no início da seção de

testes, apresentou essas características, sendo amplamente estudada por *Barbosa (2000b)* e aplicada ao túnel de vento do Laboratório de Mecânica da Turbulência – COPPE/UFRJ.

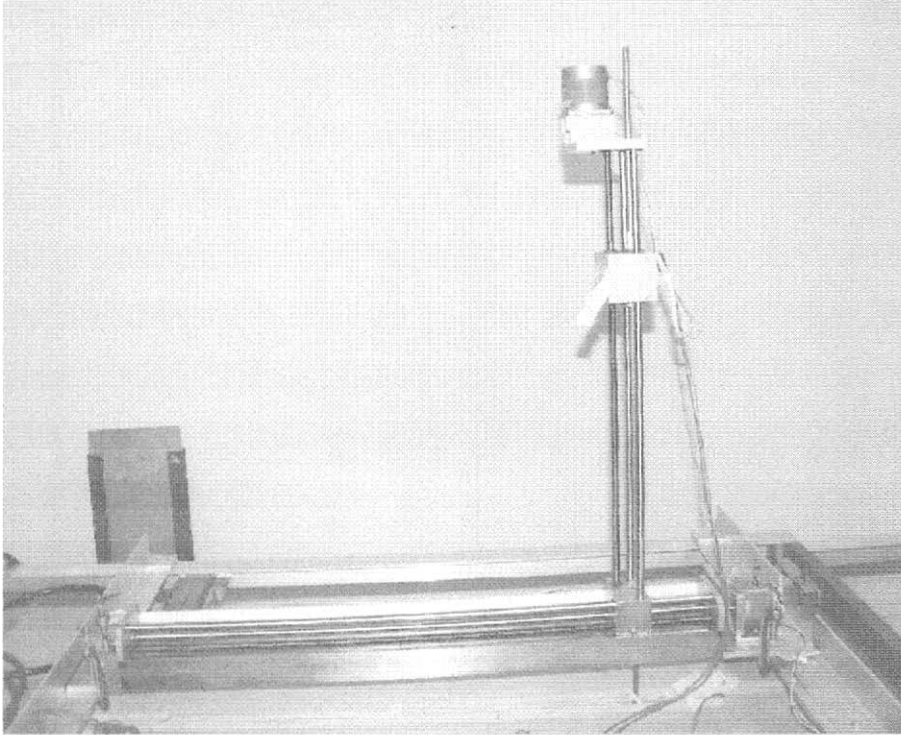


Figura 4.1.5 – Posicionador 2D cartesiano com maior alcance horizontal e vertical.

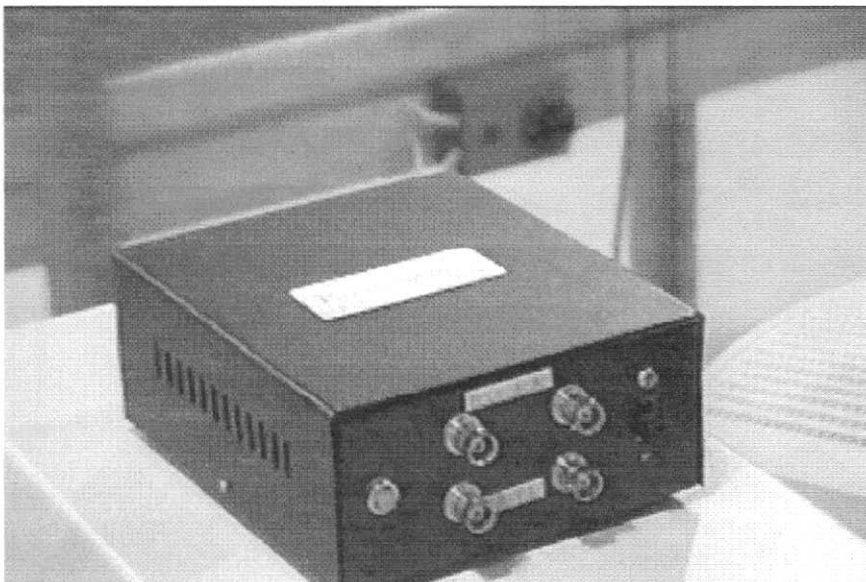


Figura 4.1.6 – Amplificador de sinal de corrente alternada.

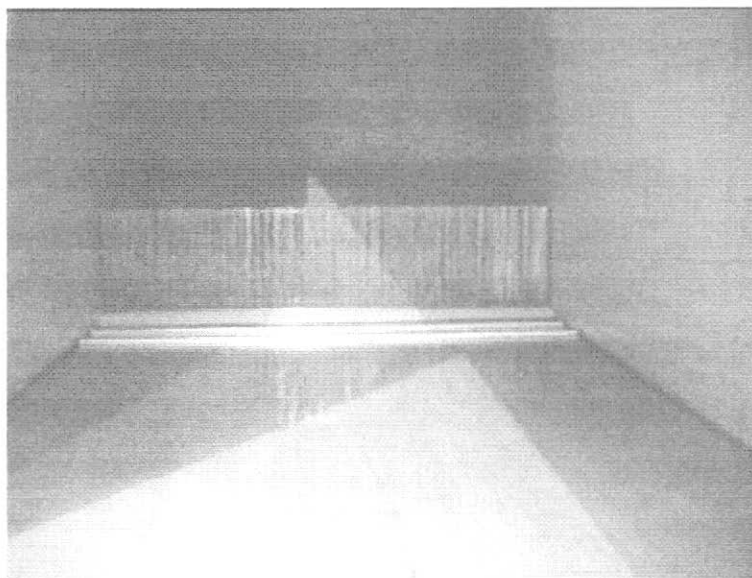


Figura 4.1.7 – Foto das barras circulares no início da seção de testes (Barbosa, 2000).

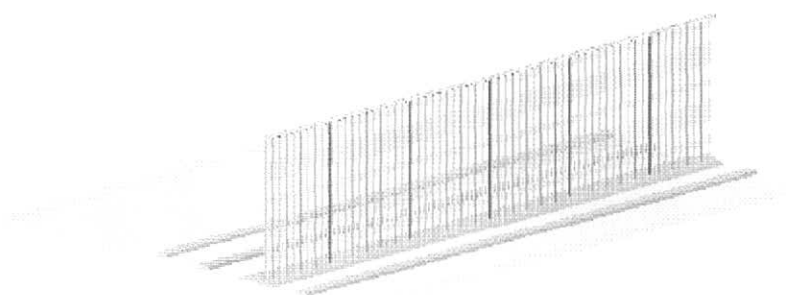


Figura 4.1.8 – Esquema ilustrativo da combinação das barras circulares e retangulares utilizadas no espessamento da CL (Barbosa, 2000).

No trabalho de *Barbosa et. all (2000a)*, foram utilizadas barras circulares de 8 e 16 cm a fim de se obter CL com a maior espessura possível, dentro das limitações geométricas do próprio túnel. Os resultados obtidos para CL neutras são apresentados no trabalho de *Barbosa (2000b)*, com a obtenção de CL de até 27 cm de espessura. Um exemplo da visualização do escoamento sobre as barras circulares é demonstrada na figura 4.1.9 a seguir.

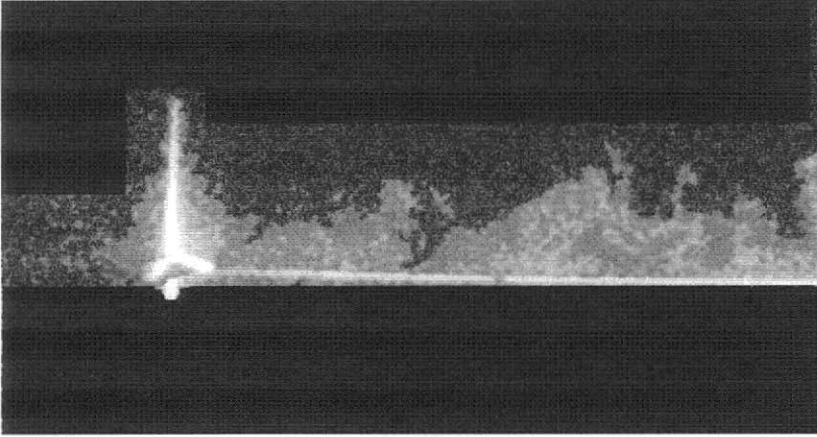


Figura 4.1.9 – Visualização do escoamento ao redor da “floresta” de barras circulares (Barbosa, 2000).

Na figura 4.1.9, pode-se observar a perturbação sentida pelo escoamento ao passar pela “floresta”, através das esteiras formadas a jusante das barras circulares. Essa visualização foi feita com a utilização de um gerador de fumaça desenvolvido também no Laboratório de Mecânica da Turbulência (figura 4.1.10), onde a glicerina misturada com água foi utilizada como matéria prima para a geração de fumaça.

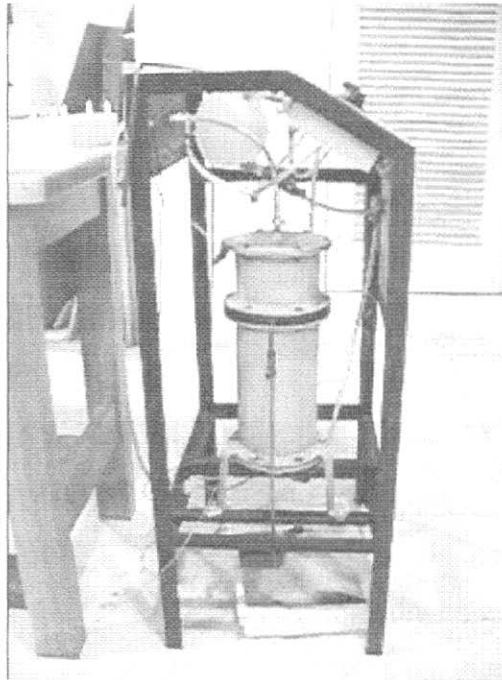


Figura 4.1.10 – Gerador de fumaça.

Os primeiros experimentos do presente trabalho foram realizados com uma seção de testes com 5 metros, utilizando-se a configuração de espessamento da CL apresentada na figura 4.1.7, com barras circulares de 8 cm de altura.

Uma discussão mais detalhada sobre esses resultados pode ser encontrada em *Cataldi et. all (2001)*. Vale ressaltar que essa primeira bateria de experimentos teve como objetivo avaliar as influências ocasionadas na CL estratificada devido a presença das barras circulares, tendo em vista que no trabalho de *Barbosa (2000b)*, apenas CL neutras foram estudadas.

Como o interesse dessa etapa do trabalho era comparar a influência das barras circulares em CL neutras e estratificadas, a equação utilizada para a subcamada turbulenta foi a 3.2.3; para a região da esteira utilizamos a equação 3.2.5. Nesse caso, a influência dos efeitos térmicos não foi considerada devido às coordenadas de similaridade u/u_τ e yu_τ/ν não incorporarem essas informações. Caso contrário, as comparações não poderiam ser feitas, pois em CL neutras o comprimento de Monin-Obuhkov (L) tende para infinito, impossibilitado a utilização das coordenadas de similaridade, z/L .

Os perfis de velocidade e de temperatura foram medidos em uma estação distante longitudinalmente três metros do início do túnel, local onde foi colocada a seção de estratificação. Na obtenção de CL instáveis (CLI), dois metros de chão foram aquecidos a uma temperatura próxima aos 100 °C em um ambiente estagnado. Este valor se reduzia a aproximadamente 80° C em um escoamento submetido a uma velocidade potencial (U_{inf}) de 2,2 m/s. Os detalhes sobre a calibração e a obtenção tanto de CLI e de CL estáveis (CLE) de acordo com o gradiente induzido pelas fitas elétricas serão mostrados na próxima seção. Os detalhes sobre a obtenção dos parâmetros de velocidade e temperatura e suas flutuações serão mostrados na última seção desse capítulo.

As figuras 4.1.11 e 4.1.12 apresentam, respectivamente, os perfis de velocidade média adimensionais expressos em coordenadas internas (região logarítmica) e externas (região da esteira) para uma CL neutra (CLN).

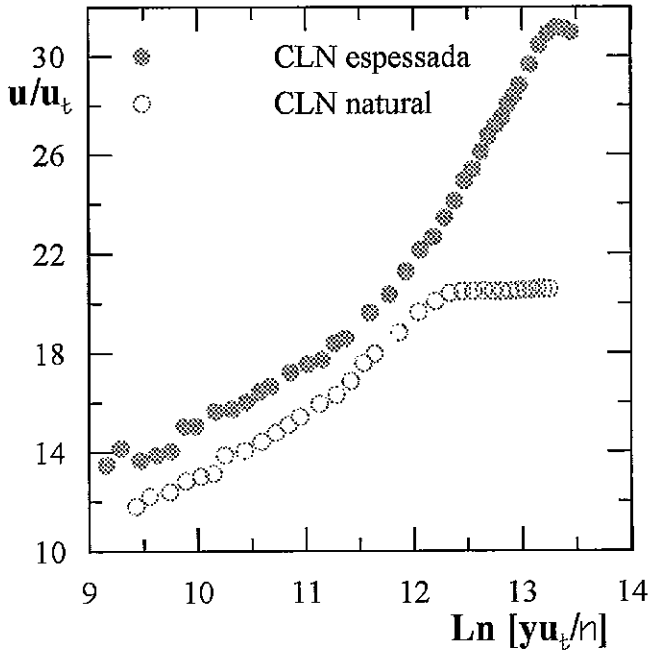


Figura 4.1.11 – Perfil adimensional hidrodinâmico para CLN – coordenadas internas.

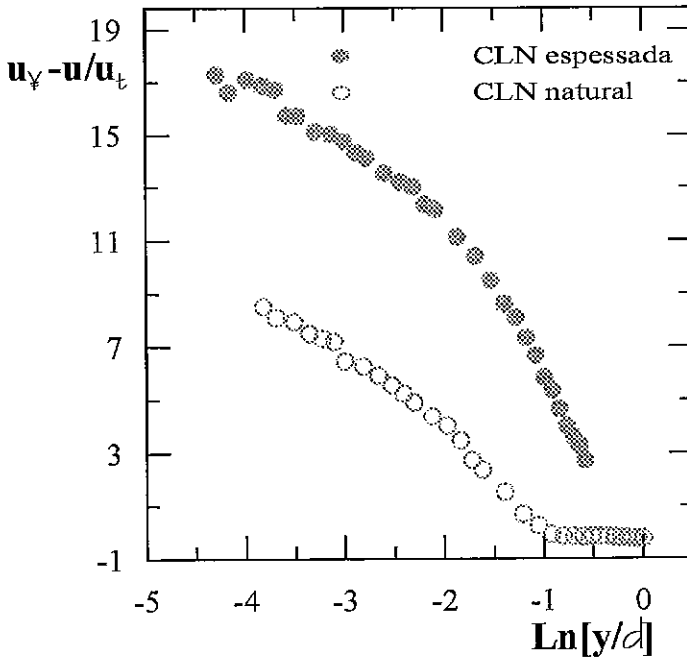


Figura 4.1.12 – Perfil adimensional hidrodinâmico para CLN – coordenadas externas.

Na figura 4.1.11, pode-se perceber que os perfis adimensionais de velocidade para uma CLN em coordenadas internas apresentam um comportamento bastante semelhante com e sem as barras circulares, apenas apresentando uma defasagem com relação à origem, configurando somente uma questão de ajuste da constante A, de valor clássico 5. Pode-se então confirmar com a figura 4.1.12, que o espessamento artificial modifica bastante a região da esteira, o que também pode ser observado na figura 4.1.11, significando que o aumento da CLN está ligado principalmente ao aumento dessa região.

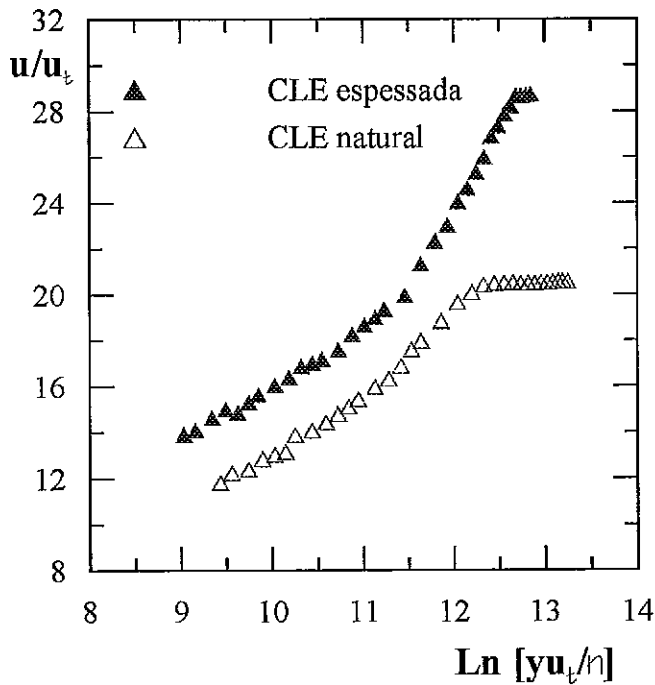


Figura 4.1.13– Perfil adimensional hidrodinâmico para CLE – coordenadas internas.

No caso de uma CLE como observado nas figuras 4.1.13 e 4.1.14, o comportamento hidrodinâmico praticamente é mantido com relação a CLN.

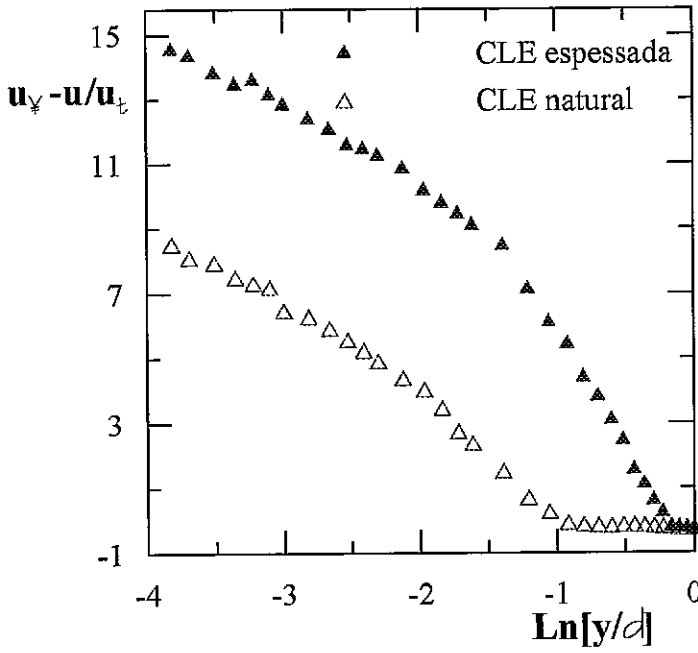


Figura 4.1.14– Perfil adimensional hidrodinâmico para CLE – coordenadas externas.

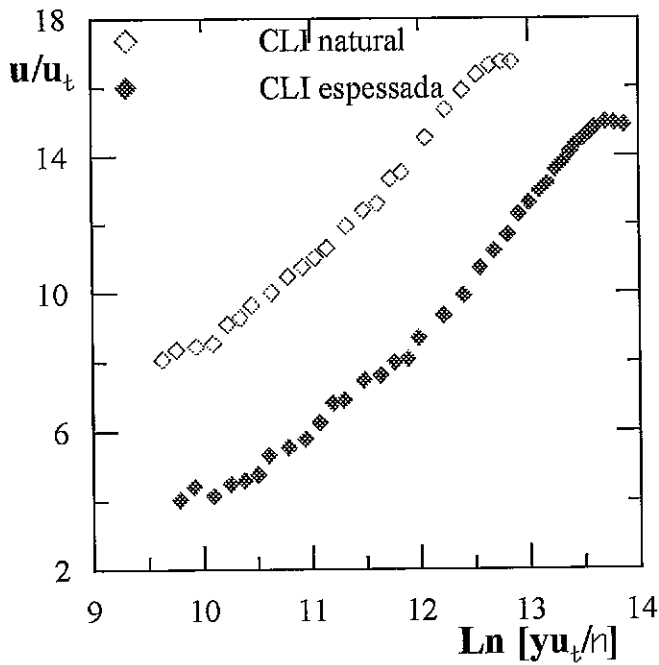


Figura 4.1.15 Perfil adimensional hidrodinâmico para CLI – coordenadas internas.

Já com relação a uma CLI, a defasagem entre os perfis com e sem espessamento artificial exibidos em coordenadas internas (figura 4.1.15), aumenta de maneira significativa enquanto os perfis em coordenadas externas colapsam (figura 4.1.16). Isso pode estar associado ao fato da turbulência de origem térmica amplificar os efeitos mecânicos criados pelos “espessadores”, aumentando a diferença entre os dois perfis de velocidade na região logarítmica, cujos termos turbulentos possuem maior importância.

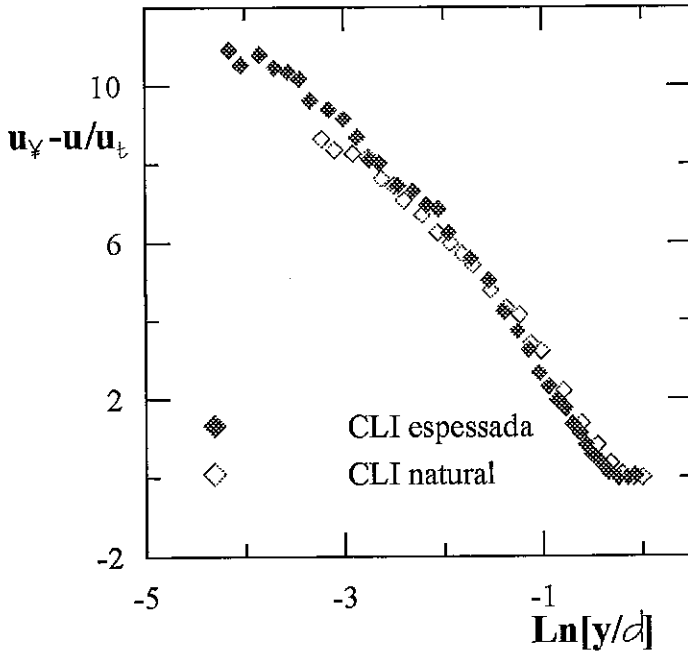


Figura 4.1.16 Perfil adimensional hidrodinâmico para CLI – coordenadas externas.

As figuras 4.1.17 e 4.1.18 a seguir apresentam o espectro de energia turbulento no domínio de comprimento de onda. Na figura 4.1.17 o espectro de velocidade é apresentado para os casos de uma camada limite estável artificialmente espessada (CLEart), de uma camada limite estável naturalmente desenvolvida (CLEnat), de camadas limites instáveis (CLI) e de camada limite neutra (CLN). Os perfis obtidos são comparados com a teoria de decaimento de $k^{-5/3}$ de Kolmogorov apresentando boa coerência. Vale ressaltar que os espectros de velocidade de CL naturais apresentaram valores absolutos maiores dos que os medidos em CL espessadas artificialmente, e, conseqüentemente, maior riqueza de escalas turbulentas. Tal fato pode ser explicado pelo fato do espessamento artificial necessitar de

um comprimento de túnel maior para que o aumento da região da esteira produzido pelos “espessadores” pudesse interagir com a região logarítmica, de maneira a também aumentá-la, já que é nessa região que os termos turbulentos possuem maior influência.

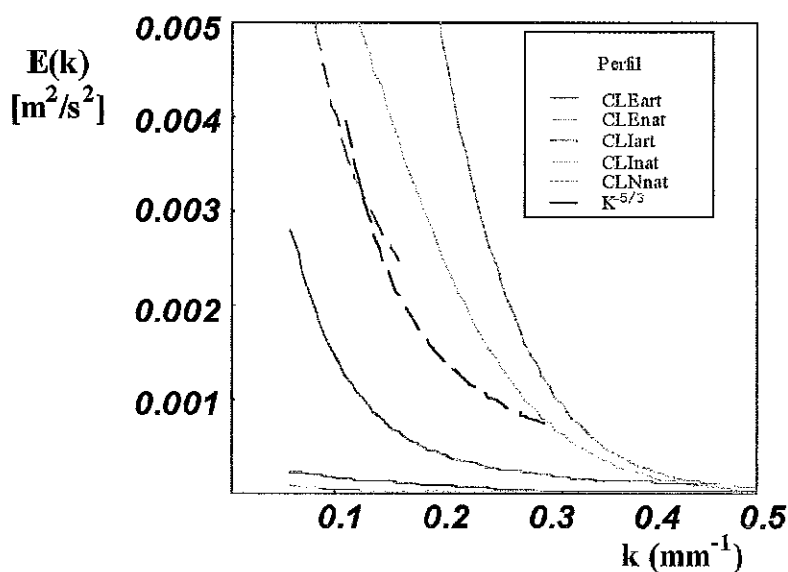


Figura 4.1.17 Espectro longitudinal de energia cinética turbulenta

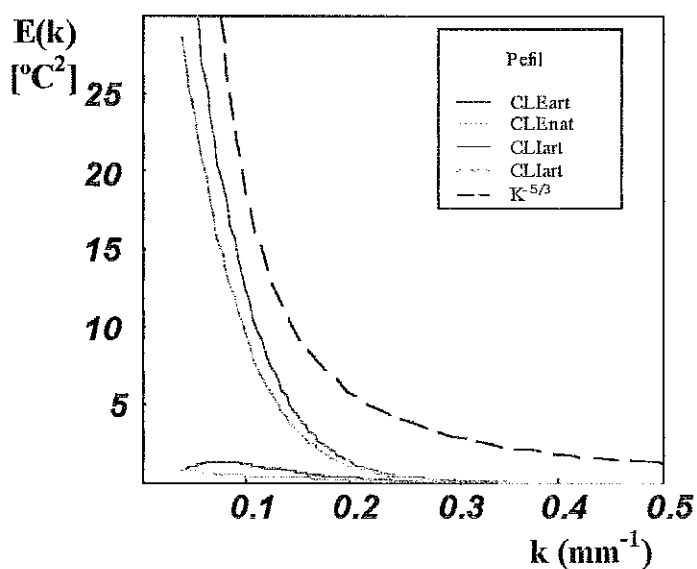


Figura 4.1.18 Espectro longitudinal de temperatura turbulenta

Na figura 4.1.18, o espectro longitudinal das flutuações de temperatura é apresentado, não se observando o mesmo comportamento devido ao espessamento artificial observado no espectro de energia cinética. Nesse caso, tanto os valores absolutos quanto as escalas espaciais turbulentas, se mostraram bastante semelhantes para as CL naturais e espessadas.

4.2 Sistema Elétrico

Para a formação de gradientes de temperatura, que pudessem qualificar o escoamento como estável ou instável, foram utilizadas 10 fitas eletroresistivas recobertas com lâminas de mica e aço inox com 78 cm de comprimento, 3 cm de largura e 0.45 cm de espessura, baseando-se no modelo experimental apresentado por *Rau et. al (1992)* e *Morel et. al (1991b)*. Essas fitas foram colocadas a 1 metro do início da seção de testes, nos experimentos realizados no túnel com comprimento de 5 metros, e a 3 metros do início da seção, nos experimentos realizados no túnel com 10 metros de comprimento. Uma seção especial foi construída para que elas pudessem ser inseridas no túnel (figura 4.2.1). O isolamento entre as fitas e a parede de madeira dessa nova seção foi feito com pedaços de azulejo, que demonstraram uma boa eficiência e durabilidade

Inicialmente tentou-se obter gradientes de temperatura que qualificassem o escoamento como estratificado, utilizando-se um espaçamento de 6 cm entre cada fita, de maneira que elas ficassem igualmente divididas verticalmente na seção (figura 4.2.1). Essa configuração não apresentou um gradiente de temperatura satisfatório e os perfis verticais de temperatura não foram coerentes com as leis logarítmicas. A solução foi então concentrar todas as fitas na primeira metade da seção, reduzindo o intervalo entre elas para 3 cm, o que representou um aumento no gradiente vertical de temperatura e originou perfis de temperatura coerentes com as leis logarítmicas, que serão apresentados no próximo capítulo. Um esquema dessa configuração é mostrado na figura 4.2.1.

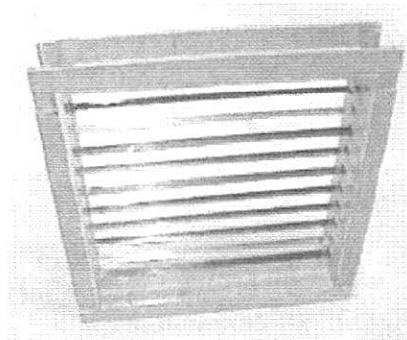


Figura 4.2.1 – Foto da seção estratificada com as fitas eletroresistivas.

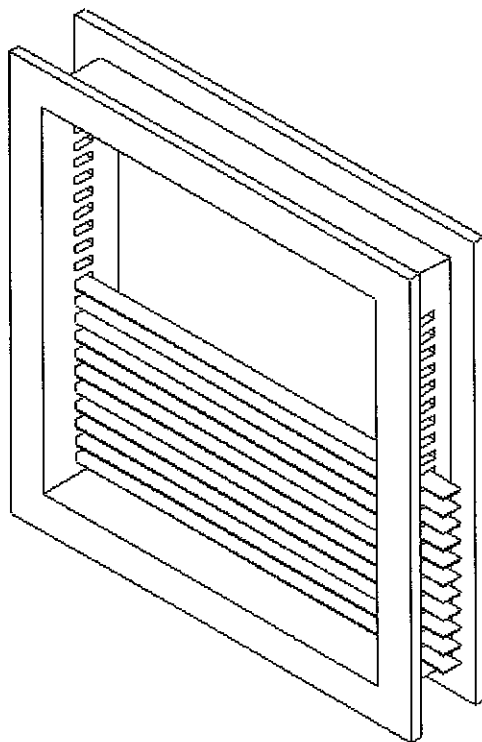


Figura 4.2.2 – Desenho com a configuração final da distribuição vertical das fitas eletroresistivas.

Cada fita foi controlada individualmente por um potenciômetro, “dimmer”, com capacidade de até 2 kW de potência, podendo cada uma chegar a 340 °C na posição máxima do potenciômetro. A potência máxima dissipada por cada fita foi de aproximadamente 620 W. Uma foto com os potenciômetros e a seção estratificada é apresentada na figura 4.2.3. A potência máxima dissipada pelas fitas foi de 6 kW.

As fitas e os seus respectivos controladores de potência foram numeradas de 1 a 10, a partir da fita colocada mais próxima ao chão do túnel. No caso de simulações de CLE, a potência de cada fita foi controlada de maneira que as fitas 7, 8, 9 e 10 estivessem operando com a potência máxima, o que significava uma temperatura média de cada uma em torno dos 340 °C. A potência disponibilizada para as demais fitas foi sendo diminuída à medida que se aproximavam da superfície inferior do túnel com o objetivo de se formar um gradiente de temperatura que pudesse classificar a CLE como estratificada.



Figura 4.2.3 – Foto da seção de estratificação com os potenciômetros.

No caso de simulações de CLI a potência máxima era disponibilizada para a fita mais próxima à parte inferior do túnel, diminuindo-se gradativamente a potência à medida que elas se afastavam. É importante ressaltar que foram colocados dissipadores adicionais de calor nos potenciômetros para que eles não superaquecessem além de ventilação contínua enquanto eles estavam operando.

No caso ainda de simulação de CLI, a parte inferior do túnel também foi aquecida. Esse aquecimento foi feito de duas maneiras distintas. Nos primeiros 2 metros aquecidos onde foram obtidos os resultados apresentados na seção anterior, o aquecimento foi feito com resistências em forma de bobina, que aqueciam o ar embaixo do chão do túnel, aquecendo a superfície de alumínio. As bobinas ficavam em duas “gavetas” de 1 metro de comprimento por 67 centímetros de largura com ligações elétricas independentes. O aquecimento de cada uma dissipava uma potência média de aproximadamente 700 W. Com esse tipo de aquecimento a temperatura máxima alcançada pela superfície de alumínio, sem escoamento, chegava próxima aos 100 °C; infelizmente a variação de temperatura nos dois metros chegava a 8 °C, sendo controlada por termostatos independentes.

No decorrer desse trabalho observou-se a necessidade de se aumentar o comprimento da seção de testes, aumentando também o comprimento da seção aquecida. Novas seções de aquecimento foram então construídas, totalizando mais quatro metros aquecidos para o túnel de vento.

Essas novas seções foram construídas com 1 metro de comprimento cada uma e área transversal de 0.67 x 0.67 m. O aquecimento foi construído de maneira diferente dos primeiros dois metros, visando diminuir a variação de temperatura ao longo das seções. O aquecimento foi projetado com placas eletroresistivas recobertas com mica que ficavam em contato direto com a superfície de alumínio que cobria o chão do túnel. Essas placas foram feitas com uma espessura de 0.3 cm, 65 cm de comprimento 30 cm de largura, com uma potência máxima dissipada por placa da ordem de 350 W. Cada metro de seção foi construído com duas placas ligadas em série, controladas em conjunto por um termostato, chegando à temperatura máxima da superfície de alumínio a 90 °C, sem escoamento. Essas placas trabalhavam pressionadas à superfície de alumínio por dois isolamentos termo-elétricos diferentes, comprimidos dentro de uma “gaveta” (figura 4.2.4). Ambos os isolamentos cobriam toda a área da resistência elétrica, sendo o primeiro formado por duas placas de lã de vidro com 5 cm de espessura cada uma (em amarelo na figura 4.2.4) e o segundo por uma manta de fibra cerâmica com 1 cm de espessura (em branco na figura 4.2.4). Com esse aquecimento a variação média de temperatura nos 4 metros de seção aquecida ficou em torno dos 5 °C.

Para a alimentação elétrica destas resistências, foi projetada uma nova instalação elétrica no Laboratório de Mecânica da Turbulência, podendo suprir uma corrente total de 150 A. Esta corrente se mostrou suficiente para o fornecimento de energia tanto para as fitas, quanto para o aquecimento do chão do túnel.

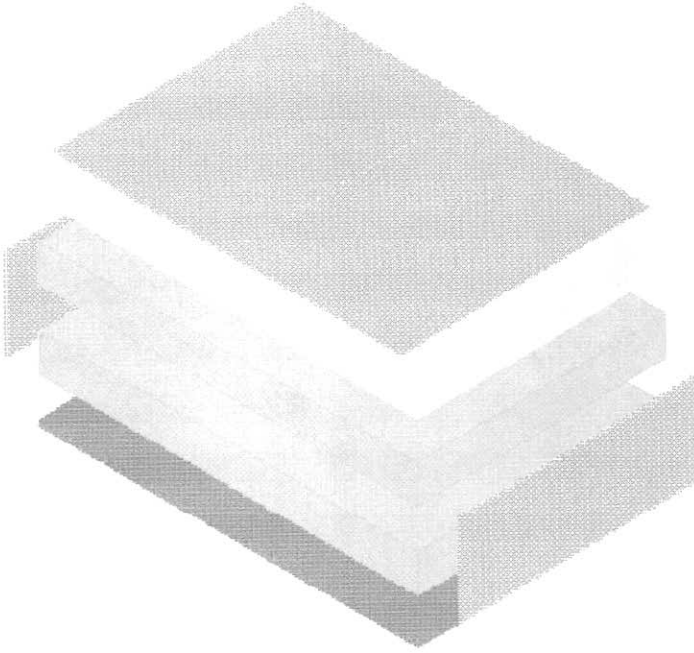


Figura 4.2.4 – Esquema de aquecimento da parte inferior do túnel.

4.3 Aquisição de dados

Para a aquisição dos perfis de velocidade e de temperatura do escoamento e de suas flutuações foi utilizada a técnica de anemometria de fio-quente, já citada em capítulos anteriores, que se baseia na transferência de calor de um elemento termo-resistivo aquecido (no caso, um pequeno fio metálico) para um fluido que escoar ao seu redor. A técnica objetiva estabelecer relações entre a velocidade do fluido, sua temperatura, a taxa de transferência de calor no fio e sua variação de corrente.

Para medições de velocidade e de suas flutuações utiliza-se um fio-quente que opera aquecido a uma temperatura que pode chegar aos 230 °C, dependendo da taxa de sobre-aquecimento utilizada, juntamente com um anemômetro de temperatura constante (TC). Neste caso, o fio é mantido a uma temperatura constante e a medida que ele é submetido ao escoamento as variações na voltagem verificadas para mantê-lo nesta condição são relacionadas com os seus valores de velocidade.

A lei que rege esse comportamento foi primeiramente demonstrada *por King (1914)* para um fio cilíndrico infinitamente longo através de uma relação entre o Número de Nusselt e o Número de Reynolds.

$$Nu = a + bRe^{1/2} , \quad (4.3.1)$$

onde a e b são constantes empíricas de calibração.

Kramers (1946) estudou resultados experimentais para fios em escoamentos com viscosidades diferentes definindo uma lei baseada na equação 4.3.1 para uma grande faixa de Números de Reynolds e de Prandtl: $0,1 < Re < 10000$ e $0,71 < Pr < 1000$,

$$Nu = 0,42Pr^{0,2} + 0,57Pr^{0,33} Re^{0,5} . \quad (4.3.2)$$

Brumm (1995) demonstrou que substituindo a equação 4.3.2 na equação de balanço térmico para uma porção de fio, pode-se deduzir a expressão

$$E^2 = a + bU^{0,5} \quad (4.3.3)$$

onde E é a tensão de saída do anemômetro, U é a velocidade do escoamento e a e b permanecem como constantes empíricas. A equação 4.3.3 pode ser reescrita levando-se em consideração as perdas de calor por condução de calor nas extremidades do sensor utilizando-se um coeficiente n variável

$$E^2 = a + bU^n. \quad (4.3.4)$$

Esta relação é conhecida como a Lei de King.

Para a medição de temperatura normalmente utiliza-se um fio-frio operando a uma corrente constante (CC), e um respectivo anemômetro de CC. Esse tipo de configuração é recomendado para medições de temperatura, pois a resposta térmica do fio neste modo geralmente é grande quando comparada com o tempo característico de escoamentos turbulentos.

Em ambos os modos o fio é parte de um circuito elétrico autocompensador e funciona como uma das resistências elétricas de uma ponte de Wheatstone. Entretanto, no modo TC qualquer mudança nas condições do escoamento é automaticamente percebida pelo circuito como uma tensão de desequilíbrio, sendo compensada por um amplificador na saída do circuito integrado. Assim, a inércia térmica do fio é automaticamente ajustada se as condições do escoamento variam, tornando esta a principal vantagem deste modo de funcionamento em relação ao modo CC.

Para a realização deste estudo foi utilizado o fio-quente Dantec P76 (figura 4.3.1), que possui dois fios-quentes de diâmetro de 2,5 μm colocados em paralelo. Para a obtenção de valores de velocidade foram utilizadas as pontes de temperatura constante Dantec 55M01 e 55M10, ou, em alguns casos, o anemômetro Kauri. Já para obtenção dos perfis de temperatura as pontes de corrente constante Dantec 56C01 e 56C020 foram utilizadas.

Esse tipo de configuração permite a medida simultânea de velocidade e temperatura, de maneira que o valor medido da velocidade possa ser compensado ponto a ponto com o de temperatura. A necessidade de se compensar a velocidade medida com o fio-quente se deve ao fato dele trabalhar aquecido e ser sensível a pequenas variações na temperatura ambiente, já que as variações de voltagem medidas por ele são fruto da variação na

transferência de calor por convecção medida no fio. Caso essa compensação não seja realizada, as medições de velocidades serão influenciadas não só pelo fluxo de ar que passar por ele, mas também pelas variações de temperatura dos pontos onde essas medições forem feitas. Um organograma com o procedimento de aquisição de dados é mostrado na figura 4.3.2.

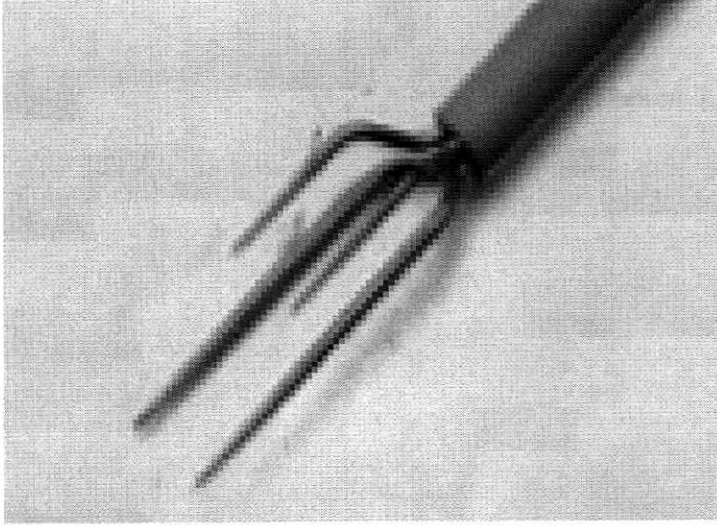


Figura 4.3.1 – Foto do fio-quente Dantec P76

Para a descrição do funcionamento desse de sensor, faremos uma breve descrição do programa confeccionado em Delphi durante o período de realização desse trabalho, que tem como objetivo adquirir e compensar os dados de velocidade, temperatura e suas flutuações baseando-se nas teorias descritas por *Brunn (1995)* e *Menut (1998)*. Os próximos capítulos irão se basear na ordem dos módulos do programa, que são:

- 1 – Calibração de temperatura
- 2 – Calibração de velocidade
- 3 – Medição

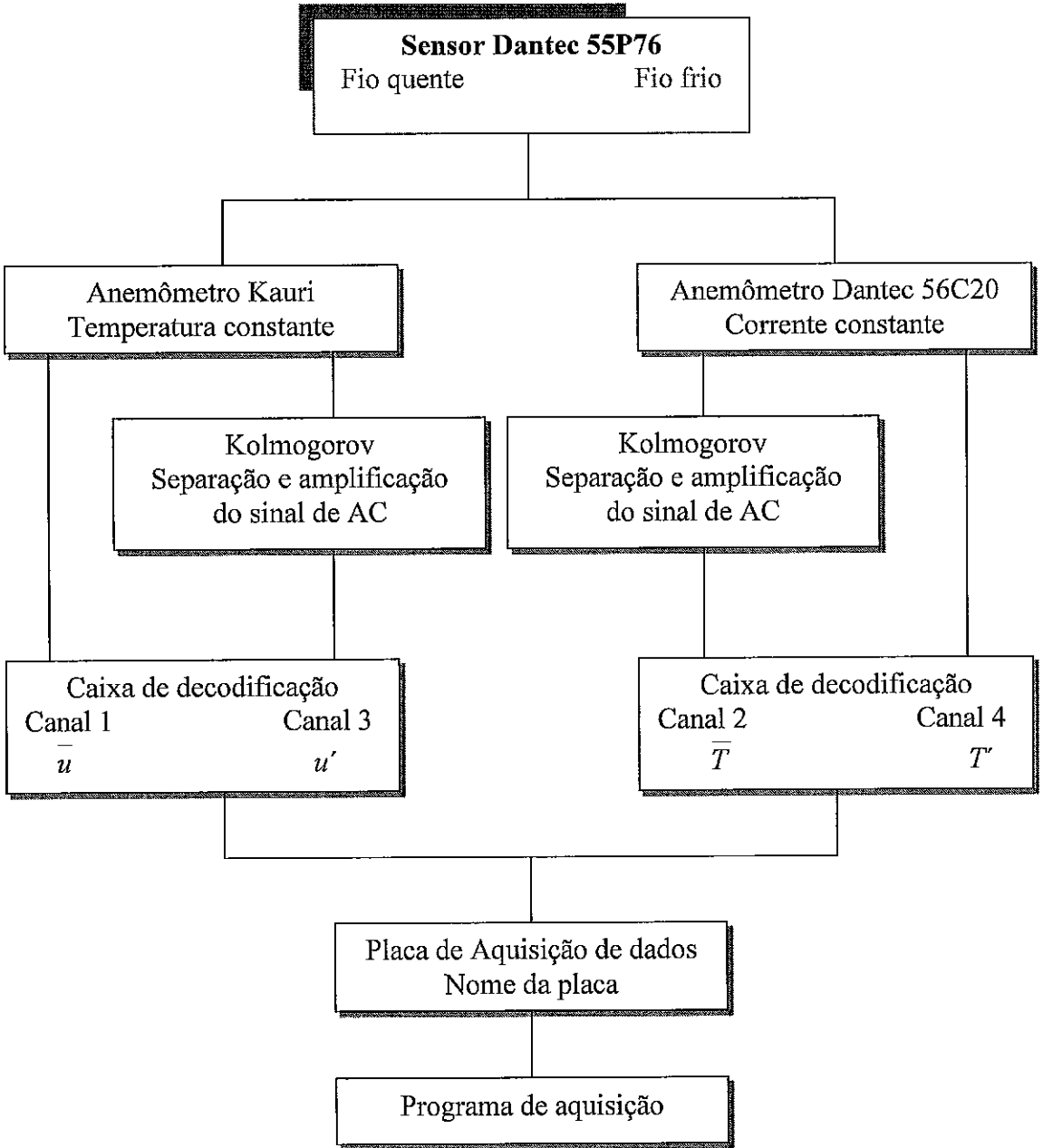


Figura 4.3.2 – Organograma do procedimento completo de aquisição de dados

4.3.1 – Calibração de Temperatura

A calibração de temperatura foi feita com a utilização de um termopar de referência do tipo K, ligado a um transdutor de voltagem da marca Picolog e a um microcomputador.

O sinal de voltagem foi adquirido a uma frequência de 90 Hz (máxima permitida pela geometria do fio-quente), e a calibração foi inicialmente obtida seguindo uma curva similar a Lei de King (eq. 4.3.1.1).

$$E^2 = a_T + b_T T \quad (4.3.1.1)$$

onde E é a voltagem média medida pelo fio, a_T e b_T são constantes de calibração e T é a temperatura medida pelo termopar.

As constantes a_T e b_T devem ser obtidas após a medição de pelo menos 10 pontos com a maior variação de temperatura possível, de acordo com o aparato utilizado.

Em uma tentativa de melhorar a precisão dos resultados obtidos na calibração de temperatura, a equação 4.3.1.1 foi modificada para:

$$E^2 = a_T + b_T T^{n_T} \quad (4.3.1.2)$$

sendo n_T mais uma constante de calibração.

Os resultados obtidos na calibração com a equação 4.3.1.2 apresentaram um melhor desempenho nas medições de temperatura, mas não apresentaram bons resultados na calibração de velocidade, tornando os dados de velocidade menos concordantes com os valores medidos com o tubo de pitot, o que nos fez abandonar a equação 4.3.1.2 para a calibração de temperatura, voltando a utilizar a equação 4.3.1.1 nas calibrações posteriores.

Diferentes configurações foram utilizadas na calibração de temperatura. A primeira calibração foi feita no túnel de seção maior mantendo-se a velocidade do escoamento constante e variando-se a temperatura nas “resistências”. Na segunda calibração, que também foi realizada no túnel de seção maior, foi utilizado um jato aquecido com potência

regulável que possibilitava variações de temperatura. A terceira e a quarta calibração foram realizadas no túnel de seção menor, utilizando-se a seção de calibração.

Os valores encontrados para as constantes de calibração e o método utilizado para a sua obtenção são encontrados na tabela 4.3.3.1 a seguir.

CONSTANTES			EQUAÇÃO	APARATO
a_t	b_t	n_t		
39,9875	-0,7747	1	$E^2 = a_T + b_T T^{n_T}$	Calibração no túnel de seção maior com as “resistências”.
35,3681	-0,6283	1	$E^2 = a_T + b_T T^{n_T}$	Calibração no túnel de seção maior com um jato de calor.
117,3167	-52,1399	0,1932	$E^2 = a_T + b_T T^{n_T}$	Calibração no túnel de seção menor com a seção de calibração.
4,38774	-0,83486	1	$E^2 = a_T + b_T T^{n_T}$	Calibração no túnel de seção menor com a seção de calibração.

Tabela 4.3.2.1 – Valores encontrados para as constantes de calibração de temperatura

4.3.2 – Calibração de Velocidade

Para calibrarmos o sensor para as medições de velocidade com compensação de temperatura, seguimos o seguinte procedimento (Brunn, 1995):

- 1) Manter uma velocidade constante no túnel
- 2) Variar a temperatura em pelo menos cinco valores com a maior amplitude térmica possível mantendo-se a velocidade constante.
- 3) Aumentar a velocidade e repetir o procedimento de variação da temperatura.
- 4) Repetir esse processo para pelo menos 5 velocidades.

Para cada perfil medido é feita uma curva de calibração da forma:

$$E^2 = A + BU^n \quad (4.3.2.1)$$

Nesse procedimento vários valores para as constantes A e B são encontrados. As constantes A e B são função da temperatura conforme mostrado na equação 4.3.2.2.

$$E^2 = A(T) + B(T)U^n \quad (4.3.2.2)$$

onde

$$A(T) = a_1 + a_2T \quad (4.3.2.3)$$

e

$$B(T) = b_1 + b_2T \quad (4.3.2.4)$$

Observa-se então que as constantes a_1 , a_2 , b_1 , b_2 e n devem ser encontradas nesse procedimento. Isso foi conseguido com a criação de uma rotina em Delphi que calcula pelo método dos mínimos quadrados todas essas constantes, com base nos dados medidos pelo procedimento descrito acima. O valor de n é sugerido por Brunn, 1995 como sendo 0,45.

O que foi observado durante a fase de criação desse programa, foi que, mesmo mantendo-se a frequência constante no inversor de frequência, à medida que variávamos a temperatura, a velocidade medida com o tubo de Pitot também variava. Inicialmente tentou-se efetuar esse processo de calibração no túnel com seção de 0.67 x 0.67 m variando-se a temperatura nas fitas eletroresistivas. Os valores obtidos para as constantes de calibração se mostraram coerentes quando comparados com os medidos pelos instrumentos de referência (termopar e tubo de Pitot), mas apresentando uma incerteza um pouco superior a 10 % no escoamento potencial.

A solução encontrada foi à construção de uma seção aquecida (figura 4.3.2.1) que servisse somente para essa etapa da calibração e que pudesse ser colocada no túnel de seção menor (0.3 x 0.3 m). (figura 4.3.2.2)

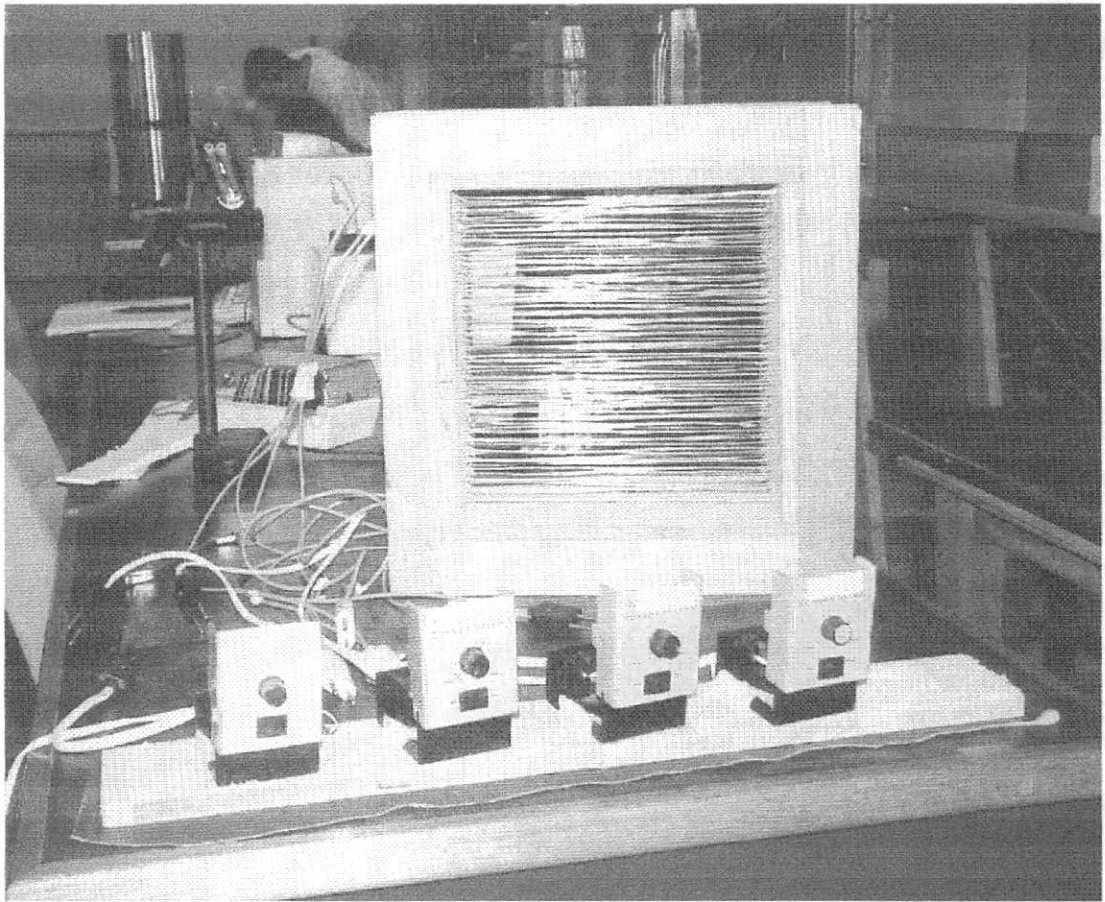


Figura 4.3.2.1 – Foto da seção de calibração e dos controladores de potência (Dimmers)

Essa nova seção foi construída objetivando aumentar o gradiente de temperatura para a calibração de velocidade, e ao mesmo tempo tornar mais estável os campos de temperatura. Foram confeccionadas quatro camadas com fios eletroresistivos, sendo que em cada camada a resistência total era de aproximadamente $11,5 \Omega$, totalizando $1,2 \text{ kW}$ por camada. Os fios foram cortados em pedaços de aproximadamente 32 cm , esticados com uma cunha isolante de teflon, e interligados entre si. A temperatura máxima que cada um atingia superava os $300 \text{ }^\circ\text{C}$ chegando a temperatura do ar, a aproximadamente 30 cm da seção, próxima aos $40 \text{ }^\circ\text{C}$.

Os resultados obtidos na calibração de velocidade utilizando essa nova seção, apresentaram um acurácia maior quando comparados com os instrumentos de referência, ficando o erro nas medidas de velocidade e temperatura abaixo dos 5% .

Serão apresentadas a seguir as constantes de calibração obtidas no túnel de seção maior com a utilização das fitas eletroresistivas, e no túnel com seção menor com a utilização da seção de calibração. (tabela 4.3.3.1)

CONSTANTES					APARATO
a ₁	a ₂	b ₁	b ₂	n	
9,4606	-0,090	2,8530	-0,0228	0,69	Calibração no túnel de seção maior com as “resistências”.
6,4845	0,0349	5,5967	-0,0597	0,45	Calibração no túnel de seção maior com as “resistências”.
9,3929	-0,0470	2,5978	0,0010	0,716	Calibração no túnel de seção menor com a seção de calibração.
3,3839	0,0704	7,6629	-0,0883	0,45	Calibração no túnel de seção menor com a seção de calibração.

Tabela 4.3.3.1 – Valores encontrados para as constantes de calibração de velocidade com compensação de temperatura.



Figura 4.3.2.2 – Foto do túnel utilizado na calibração de velocidade. (seção de 0.3 x 0.3 x 3) m.

4.3.3 – Medição de temperatura ambiente média e velocidade média.

Com as constantes de calibração já calculadas, inicialmente o programa irá obter o valor da temperatura ambiente T em cada ponto, pela transformação do sinal de voltagem média que é adquirido com uma frequência de 90 Hz segundo a equação 4.3.3.1 abaixo. O programa armazena automaticamente as constantes armazenadas pelo programa na última calibração (o valor das constantes também pode ser fornecido manualmente em qualquer momento da execução do programa).

$$T = n_T \sqrt{\frac{E^2 - a_t}{b_t}} \quad (4.3.3.1)$$

Com o valor da temperatura já calculado, o programa irá calcular a velocidade U , compensando com o valor medido da temperatura ambiente T de acordo com a equação 4.3.3.2, obtendo-se assim, um valor de velocidade compensado com a temperatura ambiente em cada ponto. A frequência de obtenção do sinal de velocidade poderá sempre ser alterada durante o programa, variando de 1000 a 20000 Hz.

$$U = n \sqrt{\frac{E^2 - (a_1 + a_2)T}{(b_1 + b_2)T}} \quad (4.3.3.2)$$

Um exemplo da tela de aquisição de dados fornecida pelo programa na sub-rotina de medição é apresentado na figura 4.3.3.1 a seguir.

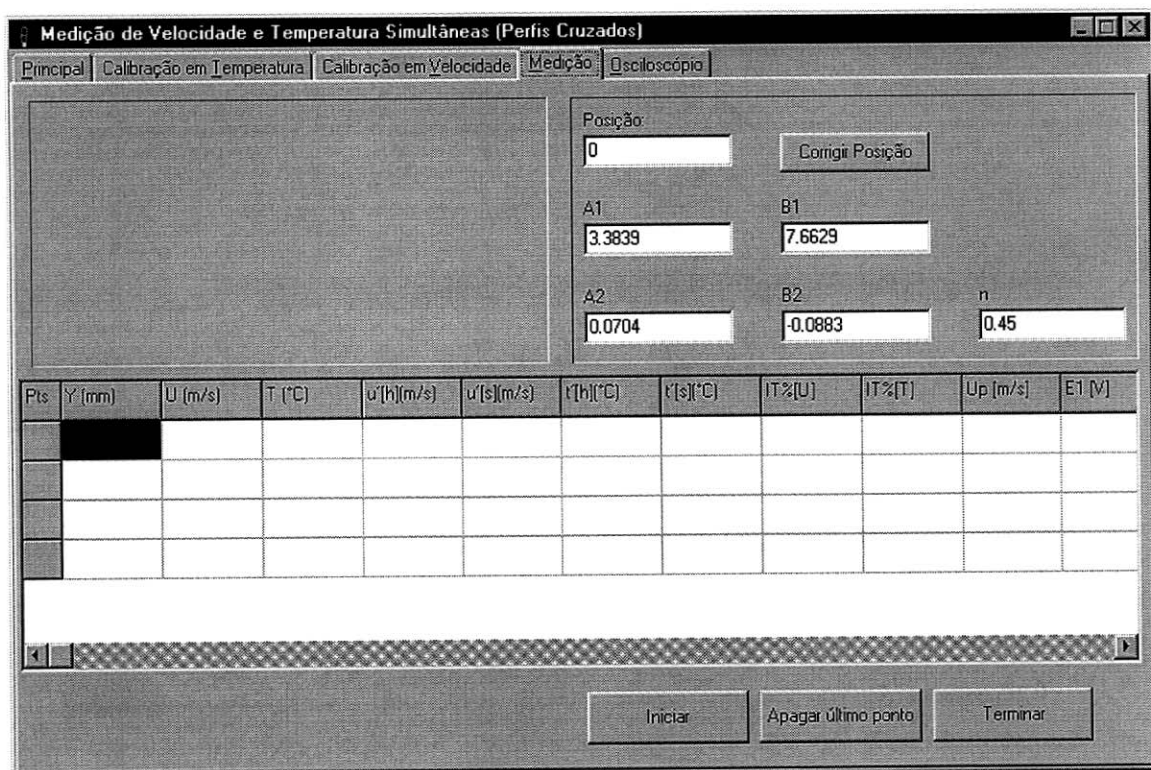


Figura 4.3.3.1 – Tela de medição simultânea de temperatura e velocidade e suas flutuações apresentada pelo de programa de aquisição de dados.

4.3.4 – Medição das flutuações.

As flutuações tanto de velocidade quanto de temperatura são medidas por dois métodos diferentes, apresentando valores com uma excelente concordância entre eles conforme pode ser observado na tabela 4.3.4.1.

No primeiro método, o valor das flutuações é calculado integralmente pelo programa, sendo primeiramente calculado o valor da velocidade média segundo a equação 4.3.4.1.

$$\bar{U} = \frac{1}{n_p} \sum_{i=1}^{n_p} U(i), \quad (4.3.4.1)$$

onde n_p é o número de pontos obtidos em cada medida, e $U(i)$ é o valor da velocidade instantânea calculada em cada ponto.

O segundo passo é calcular o desvio quadrado médio das velocidades instantâneas com relação à velocidade média, através da equação 4.3.4.2 abaixo.

$$\overline{u'}^2 = \frac{1}{n_p} \sum_{i=1}^{n_p} (U(i) - \overline{U})^2 . \quad (4.3.4.2)$$

O valor da flutuação final u' apresentada pelo programa ao usuário, é calculada como sendo a raiz quadrada do termo da esquerda da equação 4.3.4.2.

No segundo método, a flutuação é calculada diretamente do sinal de corrente alternada separada e amplificada do sinal de corrente constante. O amplificador de corrente alternada é um circuito que separa o sinal de corrente alternada do sinal medido pelo anemômetro (tanto de corrente quanto de temperatura constante), e amplifica esse sinal com um ganho constante de 40 V/V. A separação do sinal é feita por um filtro “passa-baixa” e a amplificação do sinal se faz necessária pois a parte turbulenta do sinal possui frequências altas da ordem de 20 KHz.

Os valores de flutuação medidos pelos dois métodos apresentaram uma melhor concordância nas medições de velocidade do que nas de temperatura, o que pode se dever à baixa frequência utilizada nas medições de temperatura devido à geometria do “fio frio” (cerca de 90 Hz enquanto a velocidade pode ser medida até 20 KHz) .

5. RESULTADOS

Nesse capítulo serão apresentados os principais resultados obtidos nesse trabalho, sendo eles divididos basicamente em três etapas. Na primeira etapa, as medições de CL estratificadas sobre superfície lisa no túnel com seção de 5 metros e com espessamento artificial são apresentadas, comparando-se os resultados experimentais com soluções teóricas aplicadas em CL estratificadas atmosféricas.

Na segunda etapa, são apresentados os resultados obtidos em experimentos realizados em CL estratificadas sobre superfície rugosa no túnel com seção de 10 metros e sem espessamento artificial. Esses resultados também são comparados com soluções teóricas utilizadas em CL estratificadas atmosféricas. O tipo de rugosidade utilizada nesses experimentos foi a do tipo “K”, baseando-se nos estudos de *Sempreviva et. all (1989)*, *Wright et. all (1998)*, *Robins et. all (2001)* e *Chan (2001)*, sendo que em todos esses trabalhos somente CL neutras e estáveis são abordadas.

Na terceira etapa os aspectos turbulentos das CL's obtidas são analisados com ênfase para o espectro de energia turbulento de velocidade e temperatura.

5.1 Camadas limite estratificadas sobre superfície lisa com espessamento artificial.

Os experimentos realizados nessa etapa do trabalho seguiram a configuração apresentada na figura 5.1.1, sendo que foram medidos perfis de velocidade, temperatura e suas flutuações em 4 estações. A primeira estação estava a 2,2 m do início da seção de teste, a segunda a 2,4 m, a terceira a 2,6 m e a quarta a 2,8 m. O primeiro metro da seção de testes não foi aquecido, sendo os 2 metros seguintes aquecidos conforme o método descrito no capítulo 3.

O espessamento artificial foi feito com “espessadores” de 8 cm de altura conforme apresentado por *Barbosa (2000)*, e os perfis obtidos com o programa de 2 canais descrito no capítulo 3 com o sensor Dantec 55P76.

Os perfis foram comparados com as soluções teóricas para CL estáveis e instáveis apresentadas no capítulo 3. Para CL estáveis foram utilizadas as equações 3.3.1 e 3.3.2 para uma previsão dos valores teóricos de velocidade e de temperatura média respectivamente. Para CL instáveis utilizamos as equações 3.3.4a a 3.3.4c para velocidade e 3.3.5a a 3.3.5c para a temperatura. Os valores das constantes utilizados foram os medidos por Dyer, 1975. O valor do parâmetro z_0 , que significa o comprimento aerodinâmico da rugosidade, foi calculado na medição do perfil de CL neutra para essa mesma configuração, através do método proposto por Lalas (1996).

O número de Richardson foi calculado para cada estação através da equação 3.2.18, e o comprimento característico de Monin-Obukhov através das relações 3.2.17 e 3.2.16.

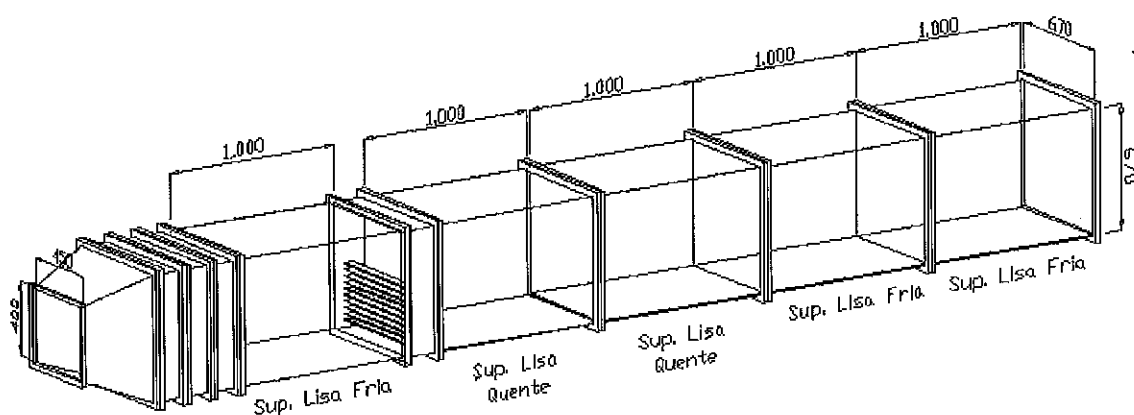


Figura 5.1.1. Esquema do túnel de vento com 5 metros de comprimento.

Inicialmente serão apresentados os resultados obtidos para uma CL estável, sendo na tabela 5.1.1 disponibilizados os números de Richardson, o comprimento de Monin-Obukhov, os valores de $T\tau$, u_τ , δ_T , δ_u e G (Clauser) calculados para as quatro estações, e o gradiente de temperatura observado.

Em alguns perfis medidos observa-se uma boa concordância com os valores teóricos nos pontos próximos à parede, indicando que na subcamada de superfície o perfil logarítmico de temperatura e de velocidade é bem representado nesses casos. Quando as medições de temperatura se afastam da parede, os valores não apresentam uma boa concordância com o perfil teórico. Os valores encontrados para o número de Richardson e para o comprimento de Monin-Obukhov, em todas as estações, indicam um grau de estabilidade estática pouco intenso, principalmente na estação 2.

	CL ESTÁVEL LISA			
	Estação 1	Estação 2	Estação 3	Estação 4
L (m)	2,771	5,449	1,088	1,531
Ri_{gradiente}	0,005	0,003	0,015	0,010
Tτ (Kelvin)	0,261	0,366	0,383	0,390
Uτ (m/s)	0,084	0,0843	0,088	0,087
δ_T (m)	0,23	0,23	0,21	0,21
δ_u (m)	0,11	0,095	0,095	0,095
ΔT (°C)	8,2	5,5	6,4	6,4
G (Clauser)	4,853	4,835	4,449	4,342

Tabela 5.1.1 – Parâmetros calculados para CL Estáveis sobre superfície lisa.

Os parâmetros u_τ e $T\tau$ apresentados na tabela 5.1.1 foram calculados através de uma regressão linear do primeiro ponto medido até o final da região logarítmica, utilizando-se as equações de atmosferas estratificadas apresentadas no capítulo 3 para cada caso. Na realidade, o final da região logarítmica variou entre 0,1 até 0,2 de δ , sendo u_τ e $T\tau$ obtidos para regiões logarítmicas com espessura de 0,1 δ , 0,15 δ e 0,2 δ . O valor final apresentado na tabela 5.1.1 é a média de u_τ e $T\tau$ obtidos nessas três espessuras da região logarítmica

como demonstrado no Apêndice A desse trabalho. As espessuras da CL hidrodinâmica (δ_v) e da CL térmica (δ_T) foram obtidas diretamente dos dados experimentais, sendo que no Apêndice A é apresentado um método para o cálculo de δ_v baseando-se na espessura de quantidade de movimento δ_2 (eq. 3.2.11).

- **Camada Limite Estável sobre Superfície Lisa**

Nas figuras 5.1.2 e 5.1.3 mostra-se os perfis dimensionais de temperatura e velocidade, com medições desenvolvidas para 4 estações a partir da região de aquecimento, objetivando a determinação da região onde os perfis estão colapsados.

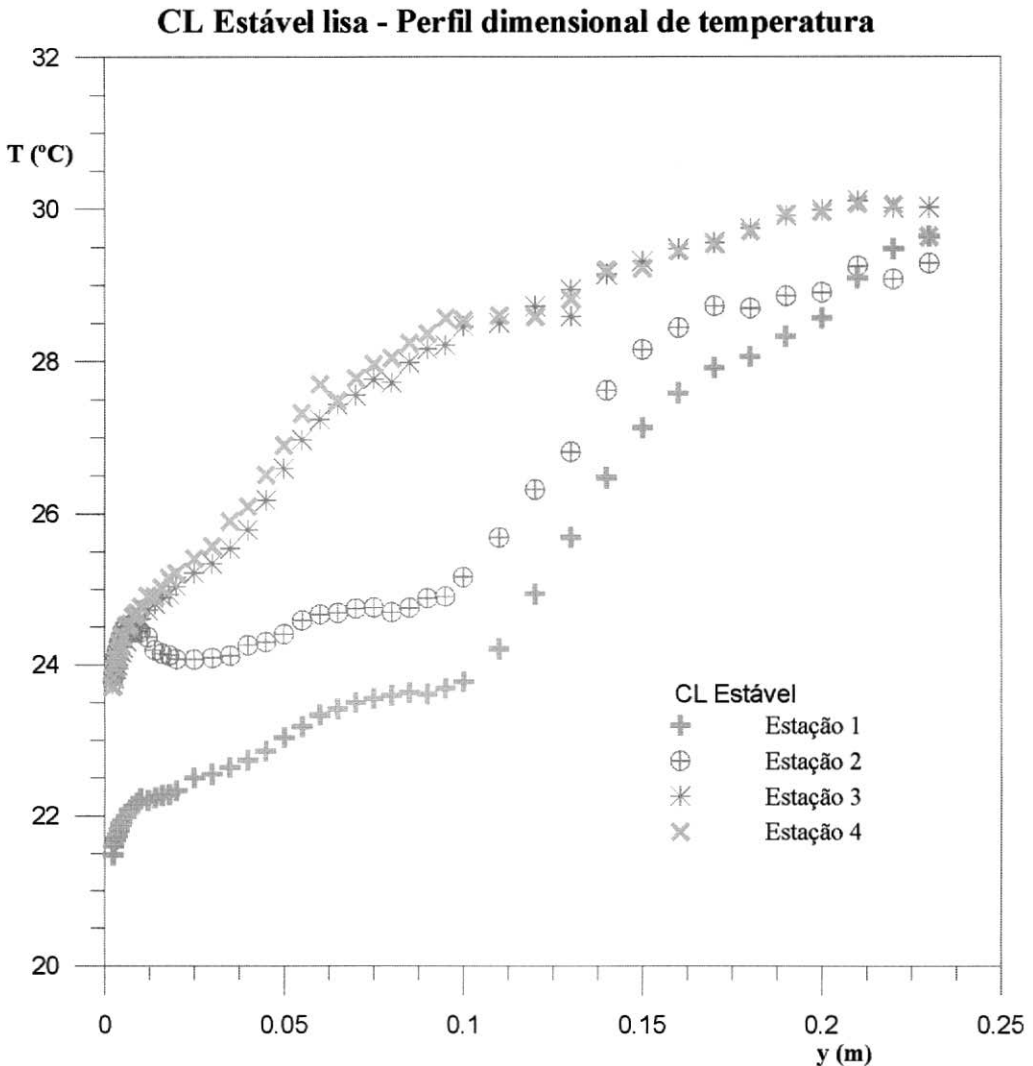


Figura 5.1.2. CL Estável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações.

Podemos notar que para o perfil de temperatura esse padrão é observado nas estações 3 e 4, enquanto para o perfil de velocidade essa característica é observada para todas as estações, principalmente a partir dos três primeiros pontos da medição.

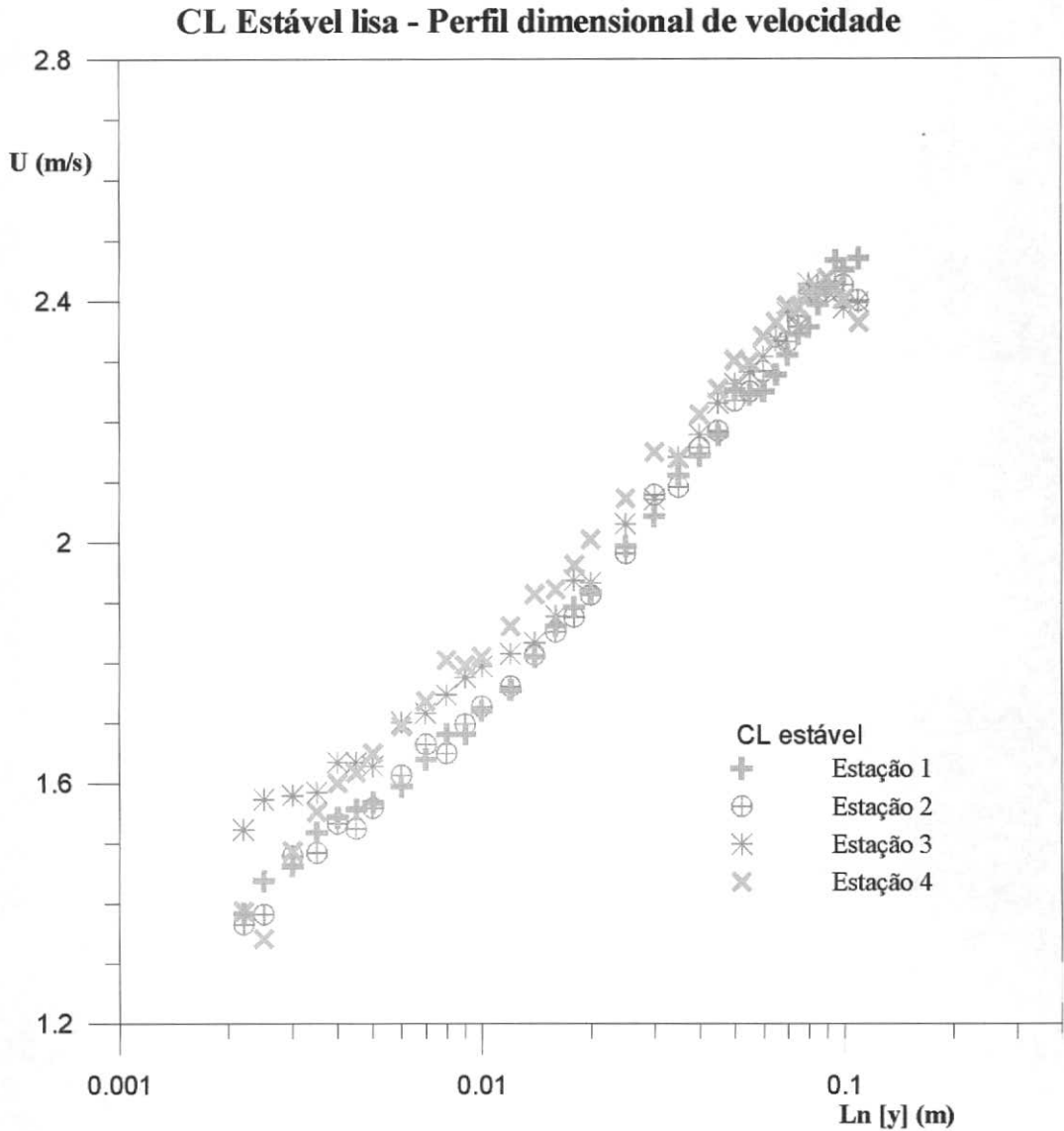


Figura 5.1.3. CL Estável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.

Nas figuras 5.1.4 a 5.1.7 os perfis adimensionais de temperatura são mostrados utilizando-se os grupos adimensionais $T/T\tau$ e z/L , objetivando a comparação com perfis universais obtidos a partir da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov em conjunto à observações meteorológicas em uma camada limite atmosférica estável.

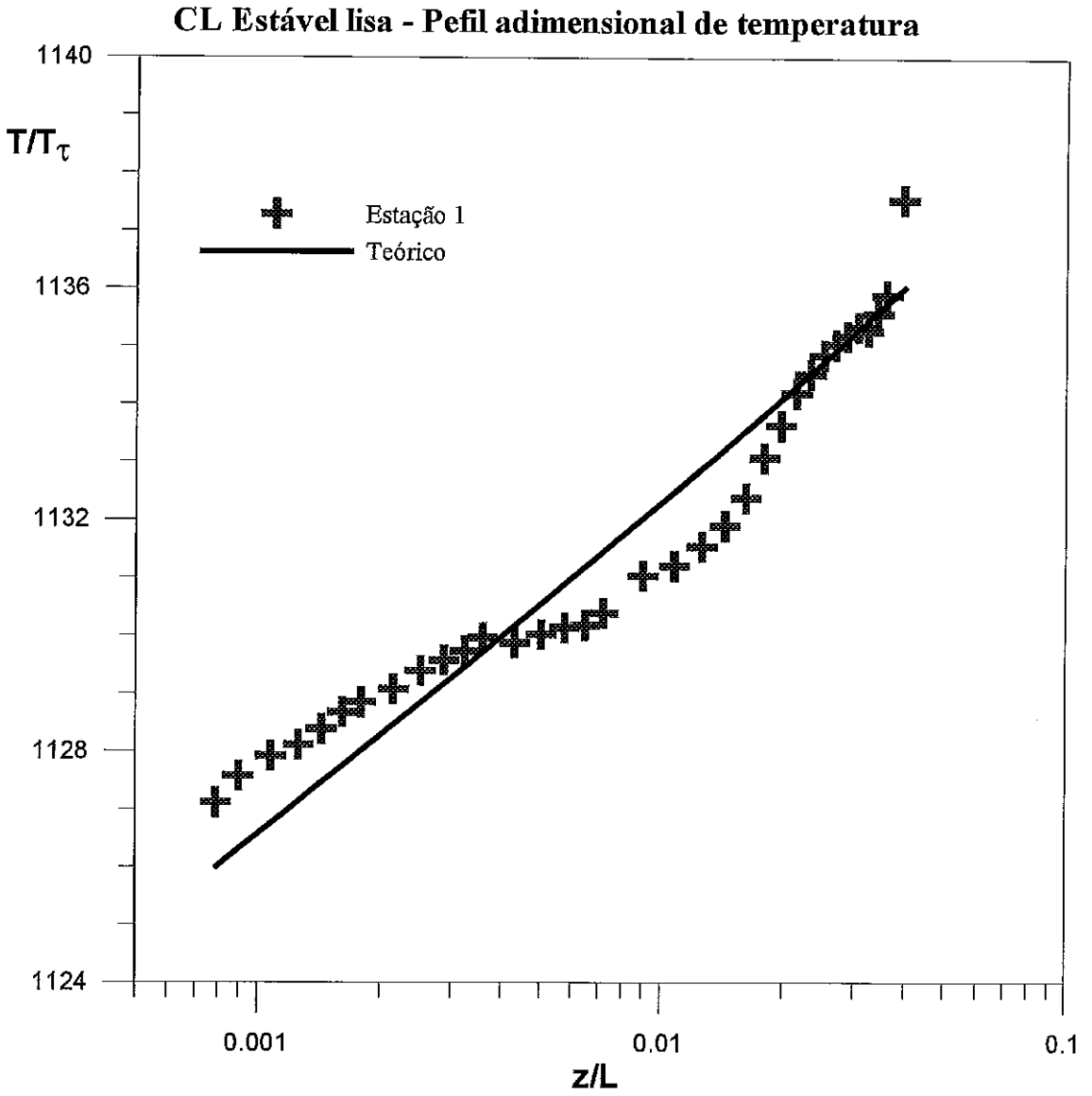


Figura 5.1.4. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 1.

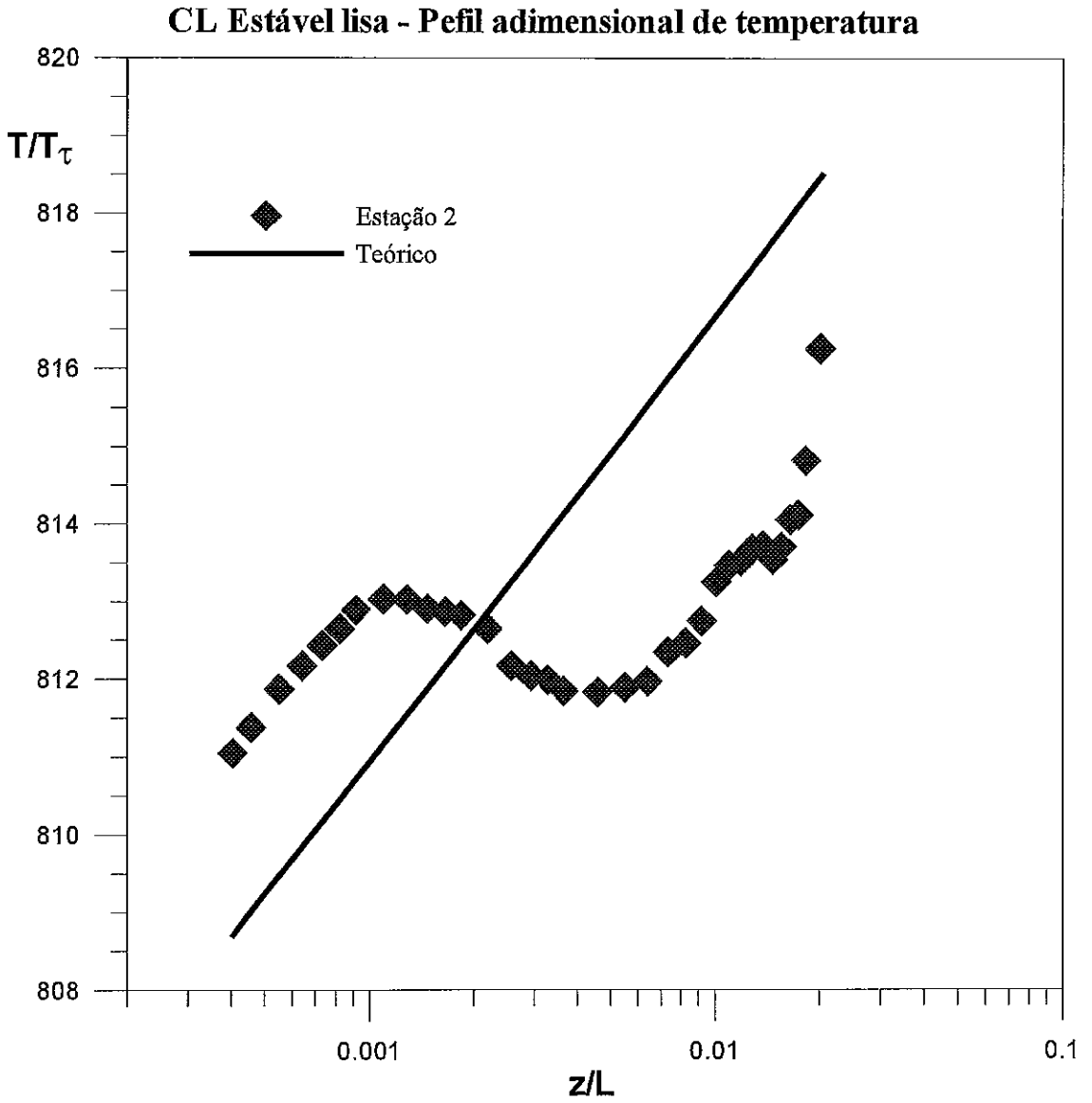


Figura 5.1.5. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 2.

CL Estável lisa - Perfil adimensional de temperatura

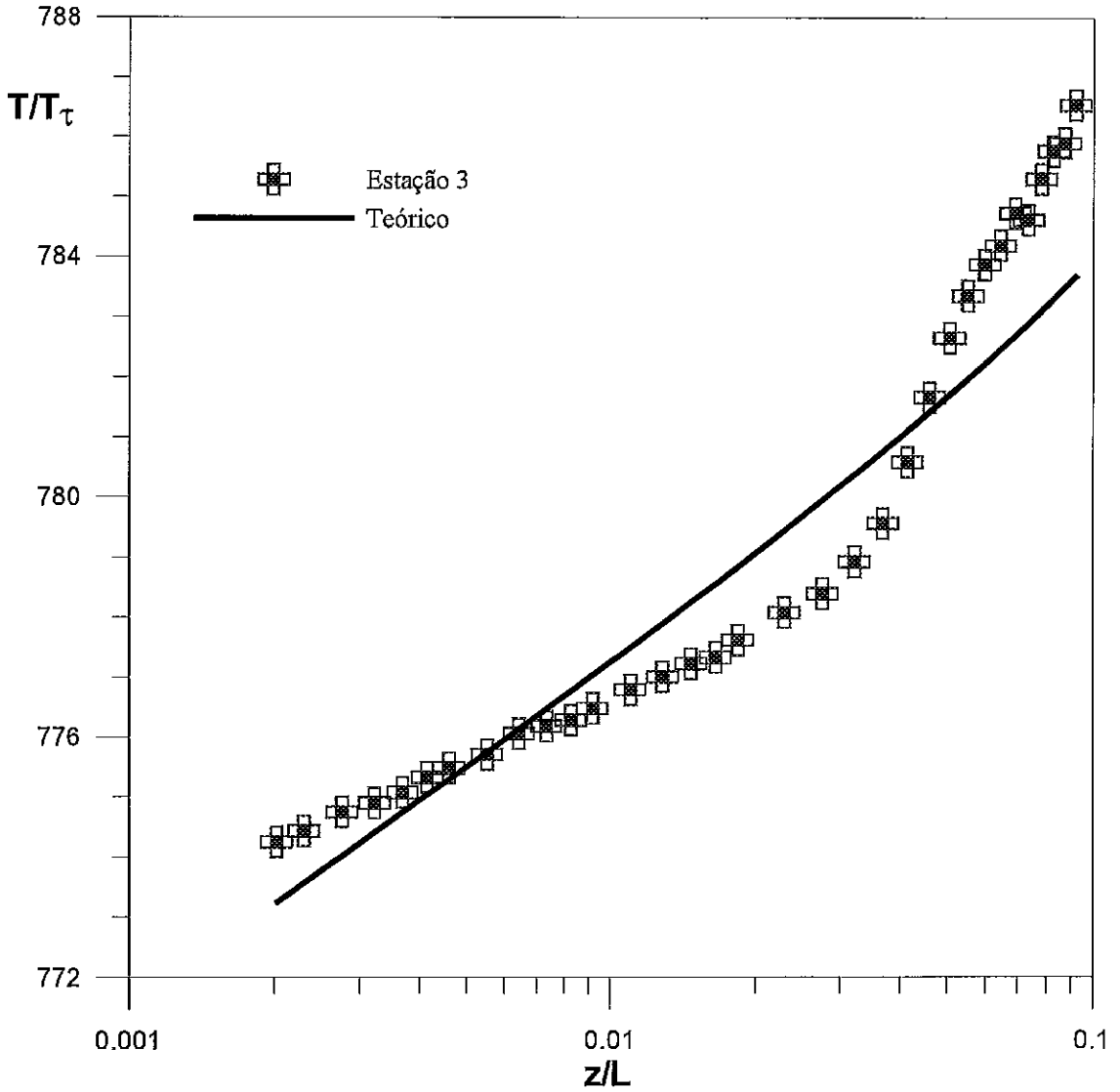


Figura 5.1.6. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 3.

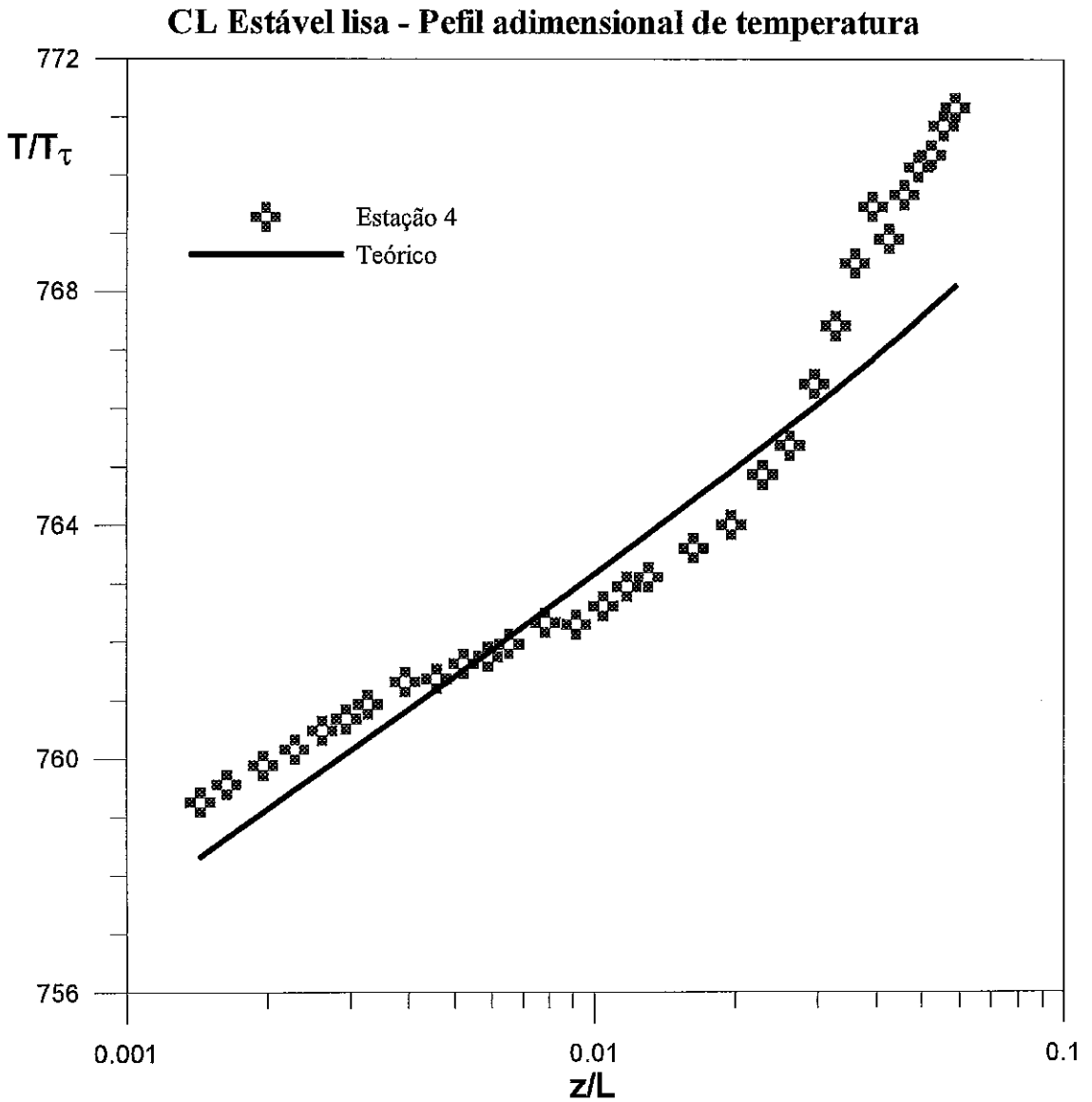


Figura 5.1.7. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 4.

Nas figuras 5.1.8 a 5.1.11 mostra-se os perfis de velocidade média medidos nas 4 estações, com os grupos adimensionais u/u_τ e z/L , sendo estes perfis comparados com os perfis universais oriundos da Teoria da Similaridade, como descrito anteriormente para o campo térmico.

CL Estável lisa - Perfil adimensional de velocidade

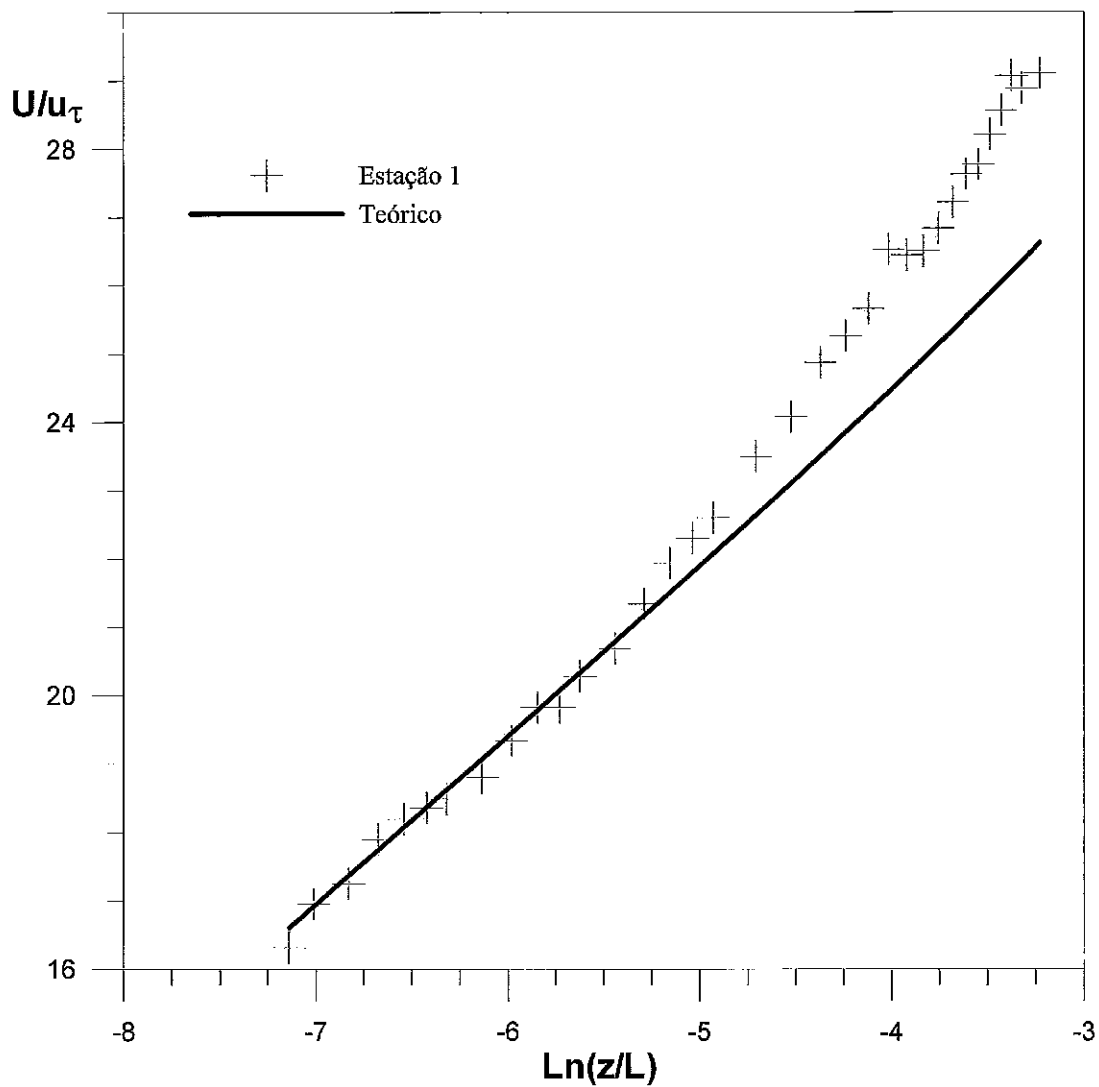


Figura 5.1.8. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 1.

CL Estável lisa - Perfil adimensional de velocidade

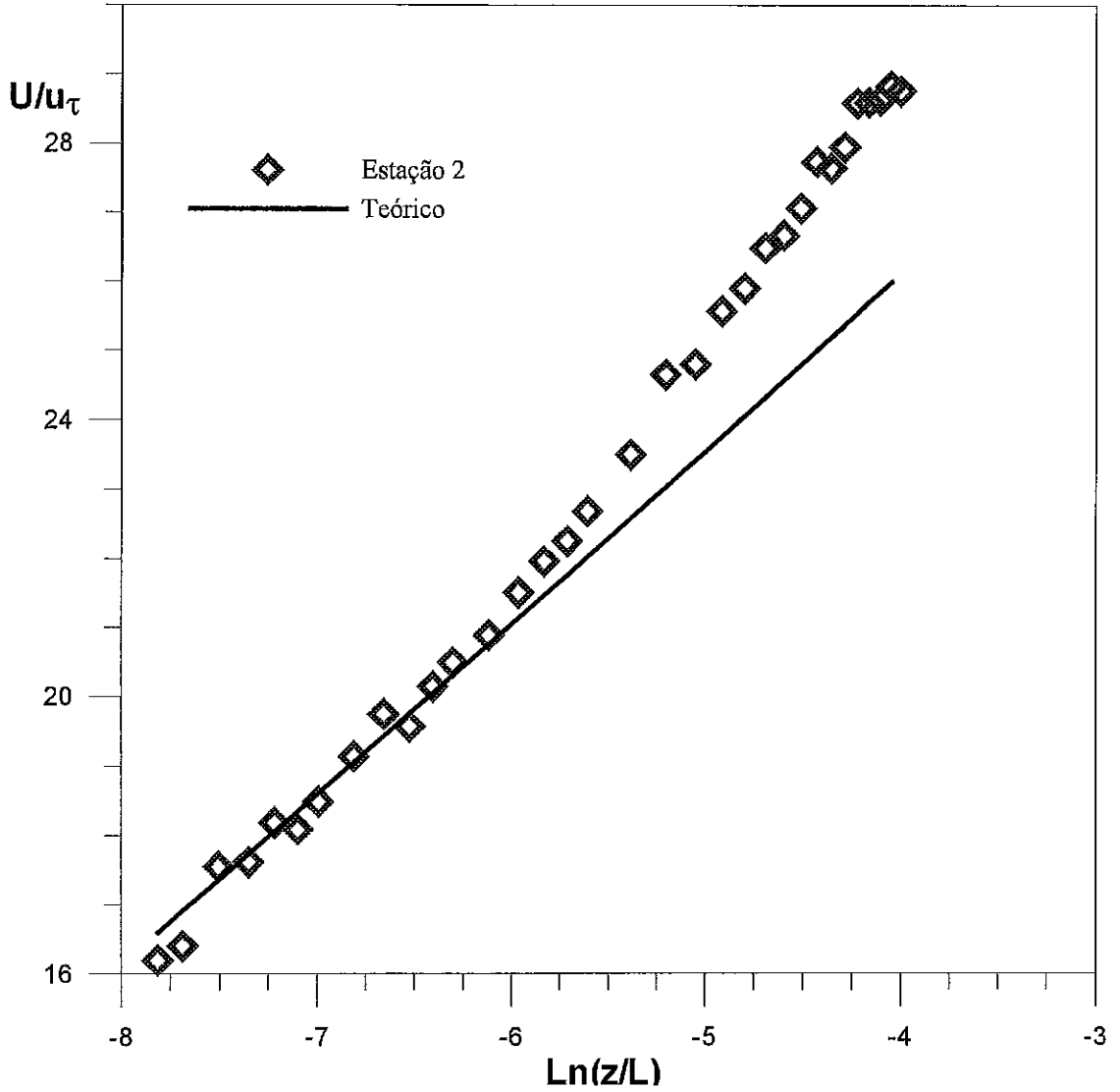


Figura 5.1.9. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 2.

CL Estável lisa - Perfil adimensional de velocidade

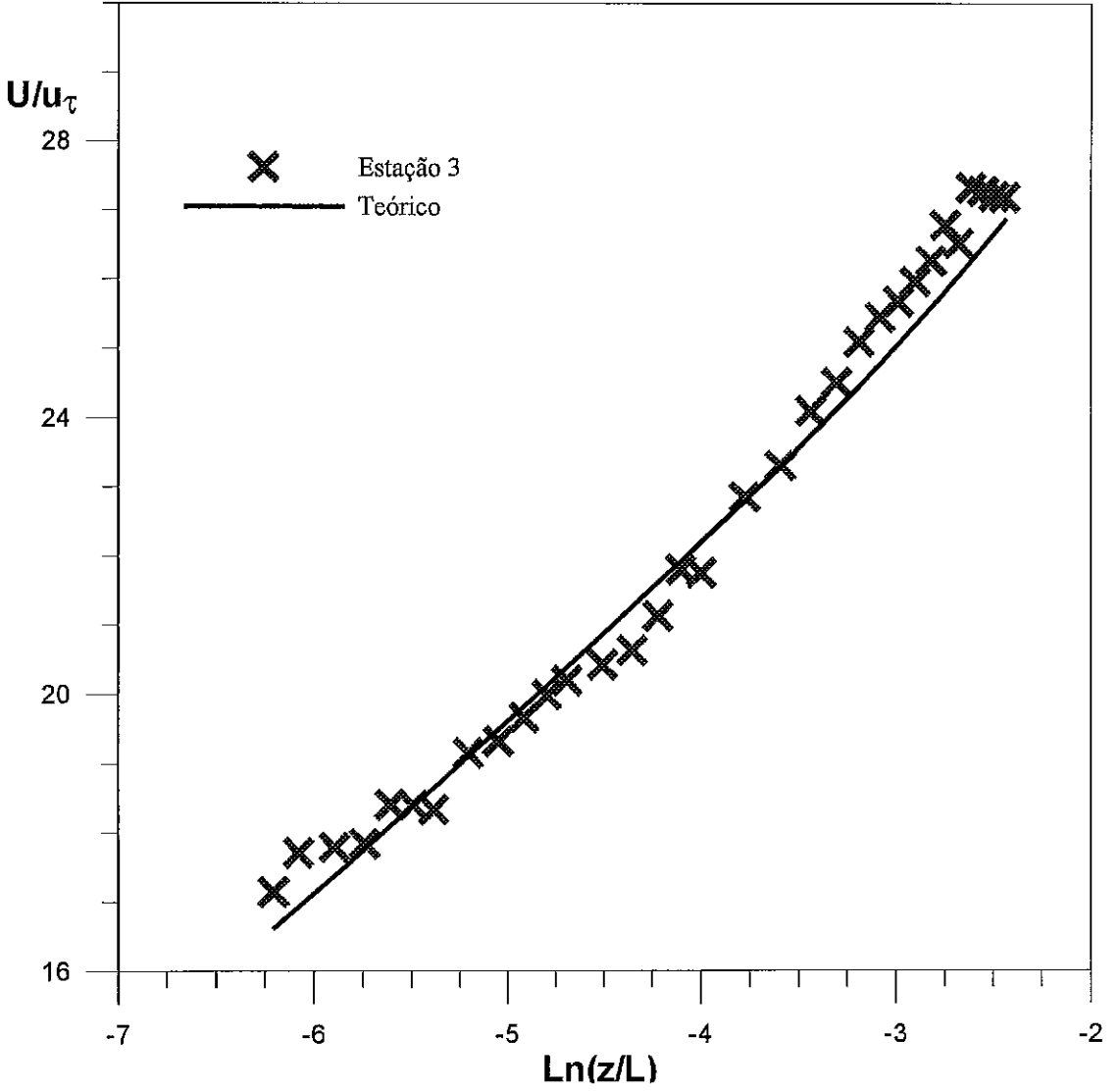


Figura 5.1.10. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 3.

CL Estável lisa - Perfil adimensional de velocidade

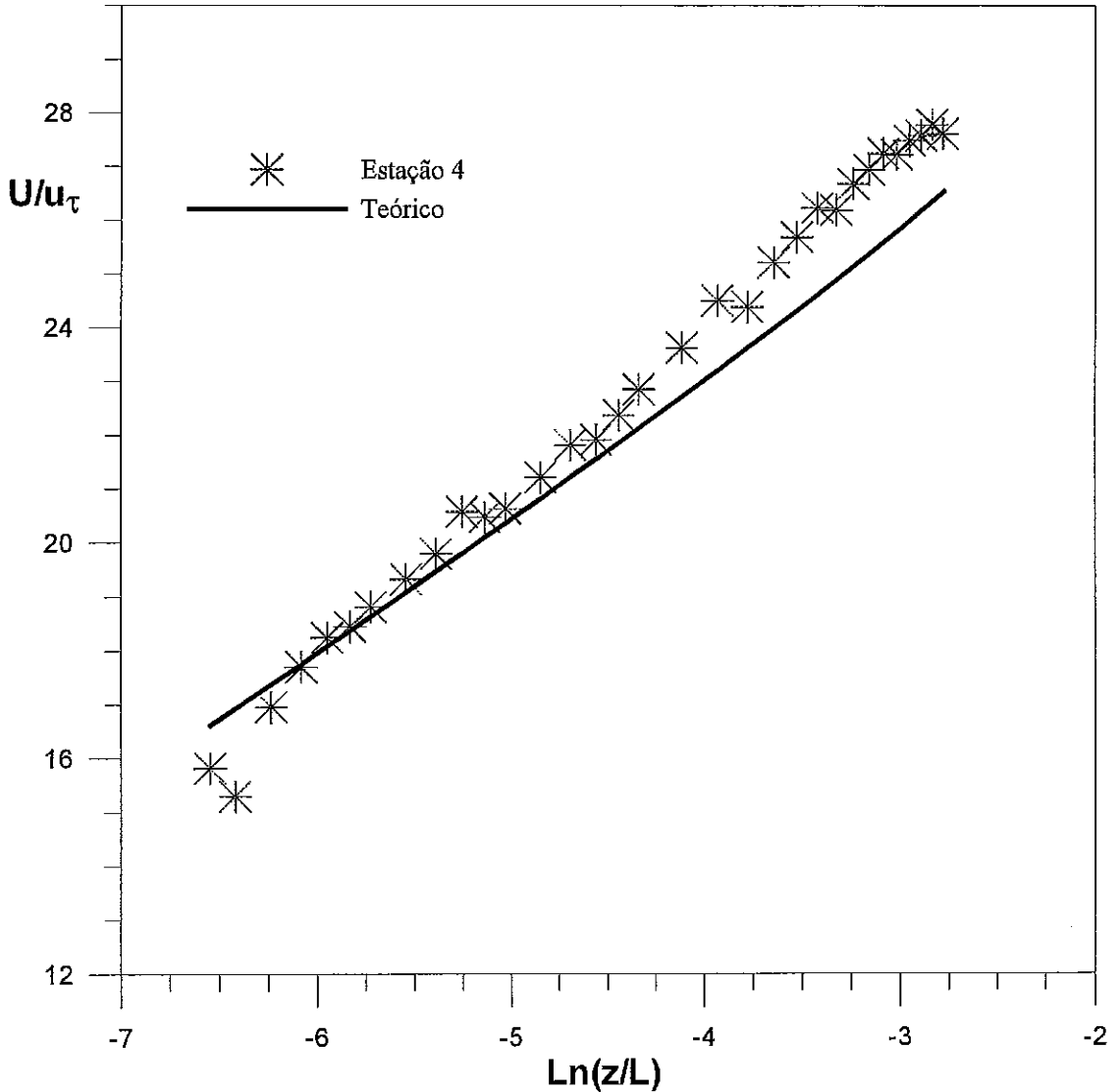


Figura 5.1.11. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 4.

Através da comparação entre os perfis universais e experimentais de temperatura, nota-se uma melhor concordância entre eles na estação 4, sugerindo que nas primeiras estações não ocorreu suficiente desenvolvimento da CL de temperatura para que esta entrasse em equilíbrio. Para os perfis de velocidade, os resultados experimentais e teóricos apresentaram concordância em todas as estações, o que demonstra, que mesmo com a CL de temperatura não estando em equilíbrio, a CL hidrodinâmica não foi perturbada, isto se deve a pouca influência do gradiente térmico sobre o seu desenvolvimento hidrodinâmico, como pode ser observado através dos valores dos parâmetros $Ri_{\text{gradiente}}$ e L , que

demonstram ser pouco intenso o efeito das forças de empuxo sobre o balanço de quantidade de movimento.

• Camada Limite Instável sobre Superfície Lisa

Para a obtenção de CL instáveis, foi promovido o aquecimento da superfície lisa inferior, conjuntamente ao aquecimento das fitas na entrada da seção de testes, ocasionando a obtenção de gradientes de temperatura mais intensos que aqueles obtidos para a CL estável. Tais observações são caracterizadas através dos parâmetros $Ri_{\text{gradiente}}$ e L apresentados na tabela 5.1.2, quando comparados, seus valores em módulo são superiores aos apresentados na tabela 5.1.1, para o caso estável. Vale ressaltar, que para CL neutras esses parâmetros tendem respectivamente para zero e valores muito superiores à espessura da camada limite. Nesta tabela são apresentados os principais parâmetros da CL determinados através da simulação experimental.

	CL INSTÁVEL LISA			
	Estação 1	Estação 2	Estação 3	Estação 4
L (m)	-0,583	-0,637	-0,584	-0,538
$Ri_{\text{gradiente}}$	-0,062	-0,056	-0,061	-0,067
$T\tau$ (Kelvin)	-2,047	-1,997	-2,012	-1,859
u_{τ} (m/s)	0,093	0,091	0,094	0,093
δ_T (m)	0,30	0,29	0,29	0,30
δ_u (m)	0,11	0,11	0,10	0,095
ΔT (°C)	35,8	35,5	33,2	38,3
G (Clouser)	4,263	4,519	4,292	4,387

Tabela 5.1.2 – Parâmetros calculados para CL Instáveis sobre superfície lisa.

Os perfis dimensionais experimentais de temperatura e de velocidade são mostrados nas figuras 5.1.12 e 5.1.13. Pode-se observar na figura 5.1.12 que os perfis experimentais de temperatura colapsam, diferentemente do observado no estudo da configuração de CL

estáveis. No entanto, podemos observar que o perfil de temperatura, na região logarítmica da Camada Limite Térmica, não apresenta um comportamento típico de escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos.

CL Instável lisa - Perfil dimensional de temperatura

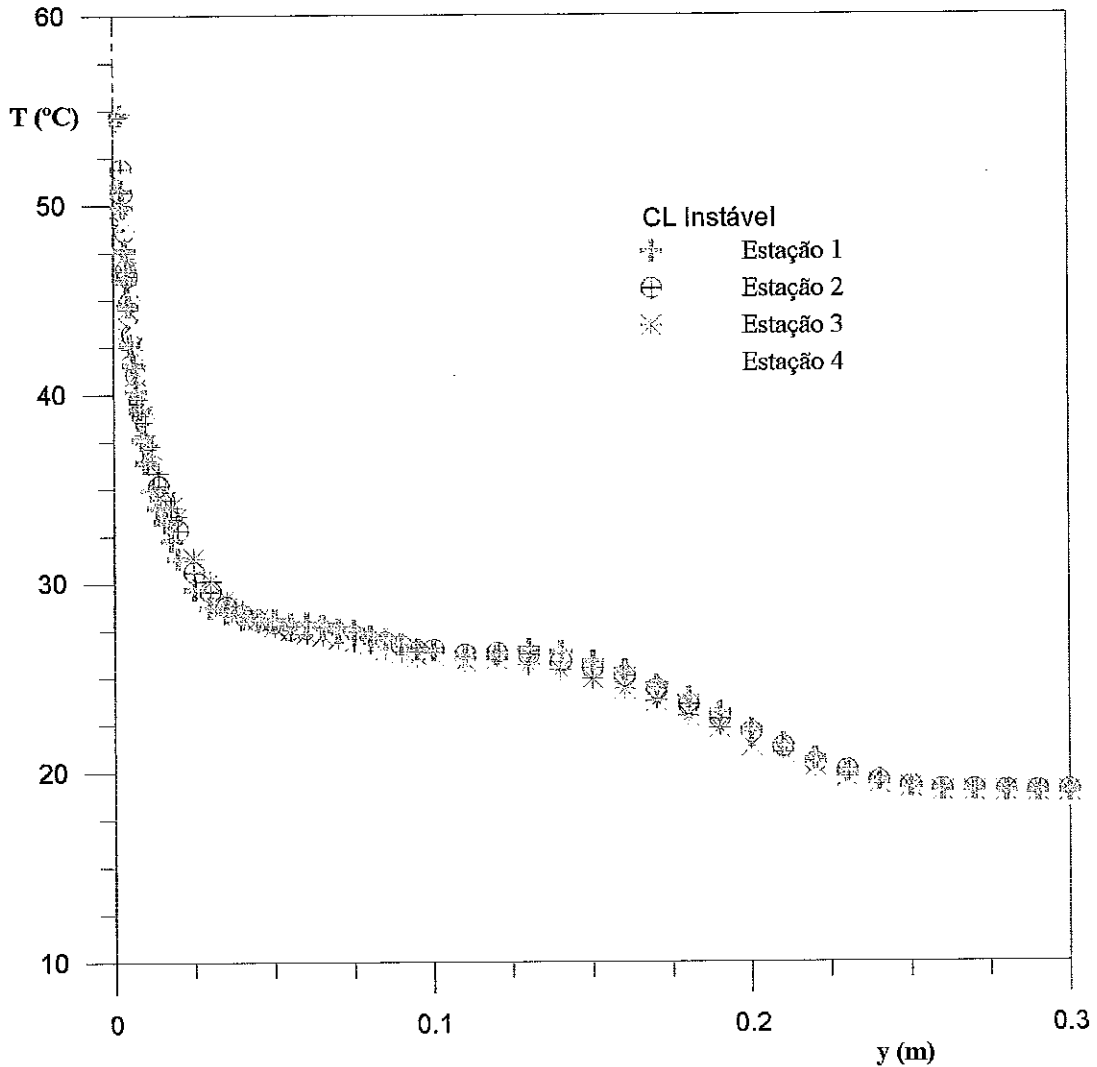


Figura 5.1.12. CL Instável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações.

Na figura 5.1.12 são apresentados os perfis de velocidade para as diversas estações de medida. Próximo a região da parede há uma grande dispersão entre as medições, que tendem a diminuir nas regiões distantes desta.

CL Instável lisa - Perfil dimensional de velocidade

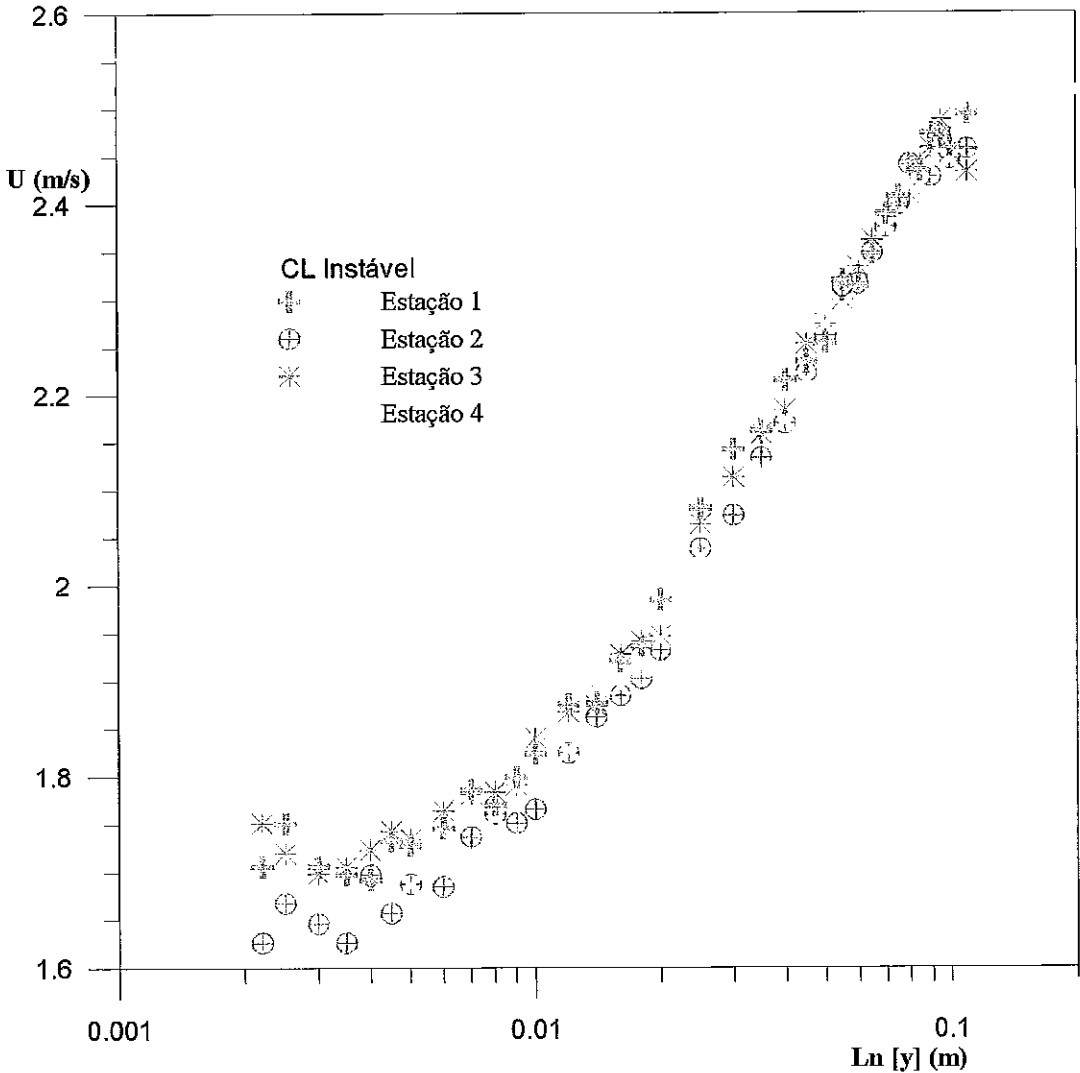


Figura 5.1.13. CL Instável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.

As figuras 5.1.14 a 5.1.17 apresentam a comparação entre os perfis experimentais adimensionais de temperatura e o perfil universal de temperatura. Nas figuras 5.1.18 a 5.1.21 é feita a comparação entre os perfis experimentais adimensionais de velocidade e o perfil universal

Os perfis experimentais adimensionais de temperatura apresentaram até a estação 3 duas regiões distintas com comportamento logarítmico. Esse padrão, bastante nítido na primeira estação, tende a se descaracterizar com o desenvolvimento do escoamento e na estação quatro podemos notar a estrutura sendo formada por apenas uma região

logarítmica. Mesmo nesta estação não foi observada uma concordância entre os resultados experimentais e teóricos, permitindo concluir que o perfil universal não é característico do comportamento térmico do escoamento analisado. A comparação do desenvolvimento dos perfis medidos nas quatro estações sugerem que a CL em estudo não se encontrava em equilíbrio, sugerindo a necessidade do aumento do comprimento do túnel de vento ou colocação de promotores de turbulência na superfície inferior do aparato experimental. Esses artificios, visando se obter uma CL com estrutura turbulenta homogênea e isotrópica, permitiriam a validação dos perfis universais para o caso de CL instáveis.

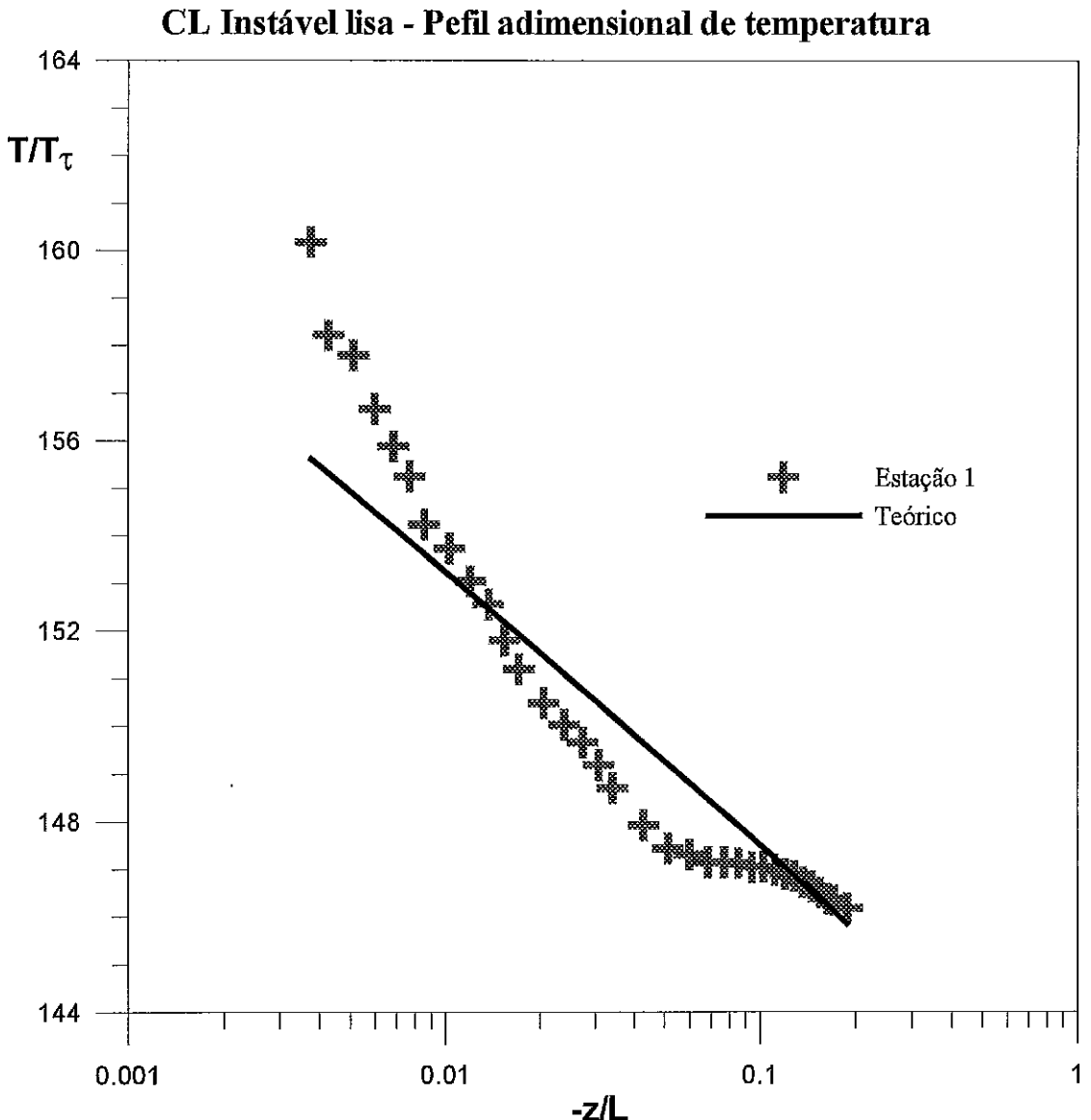


Figura 5.1.14. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 1.

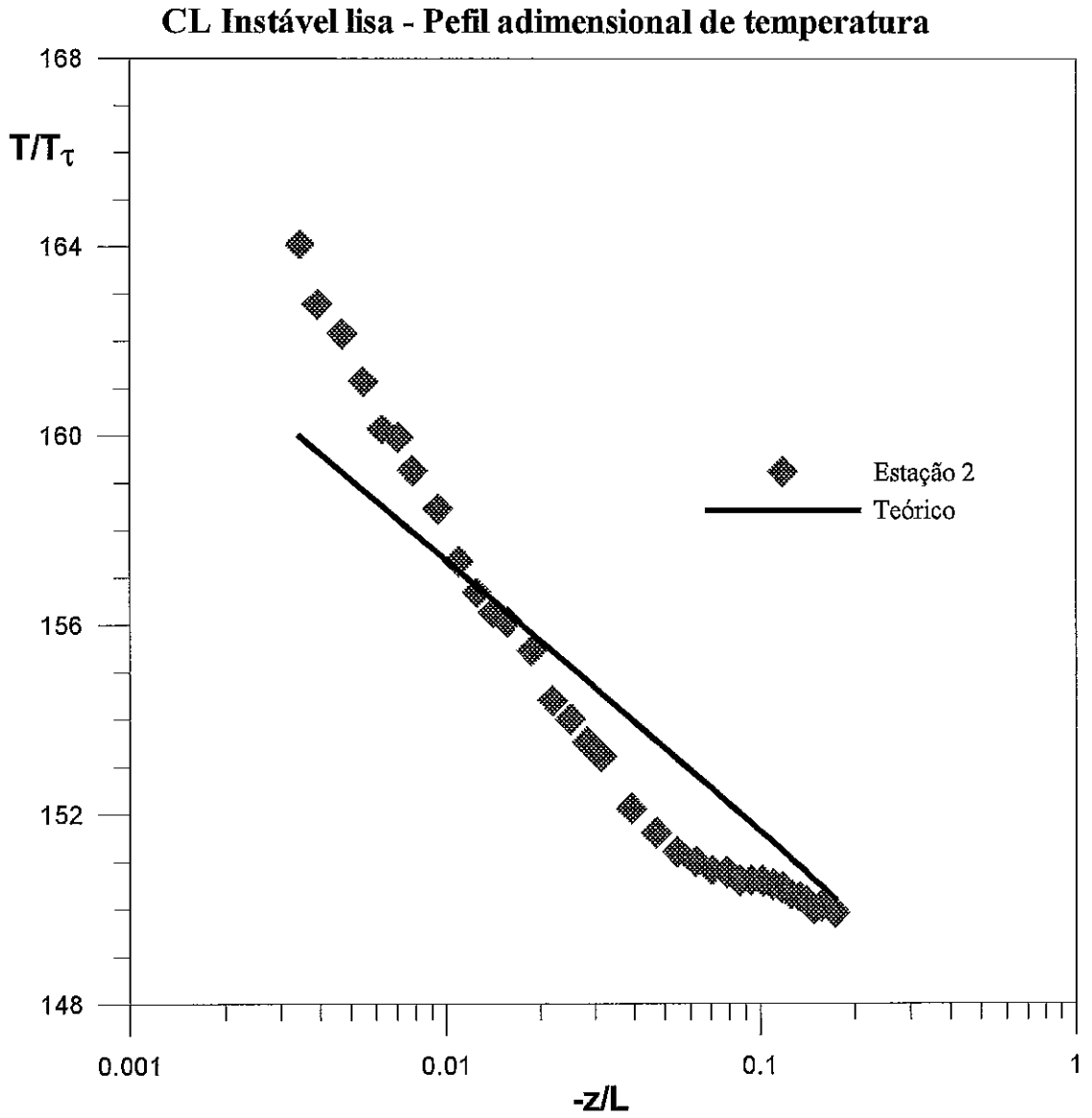


Figura 5.1.15. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 2.

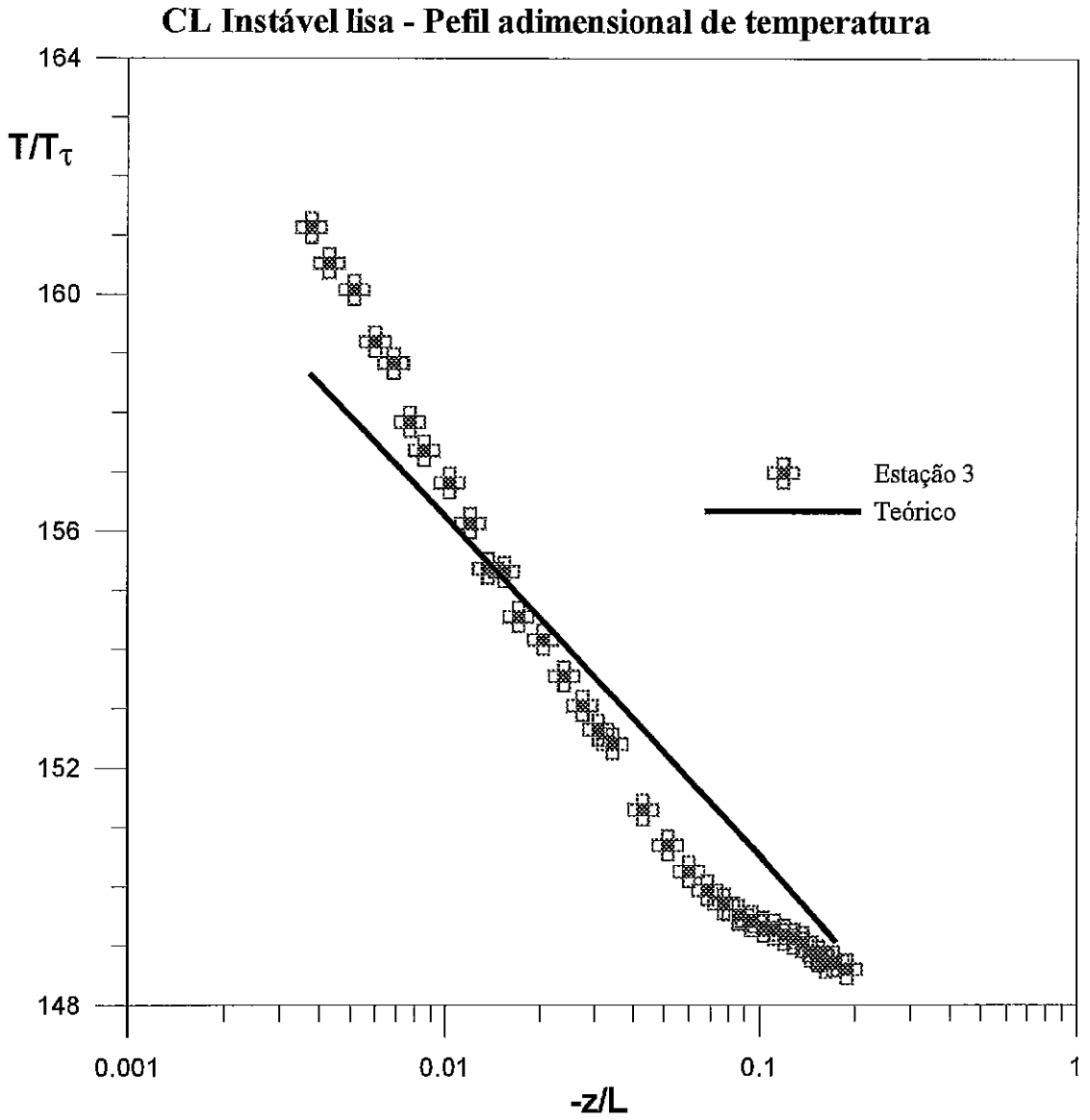


Figura 5.1.16. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 3.

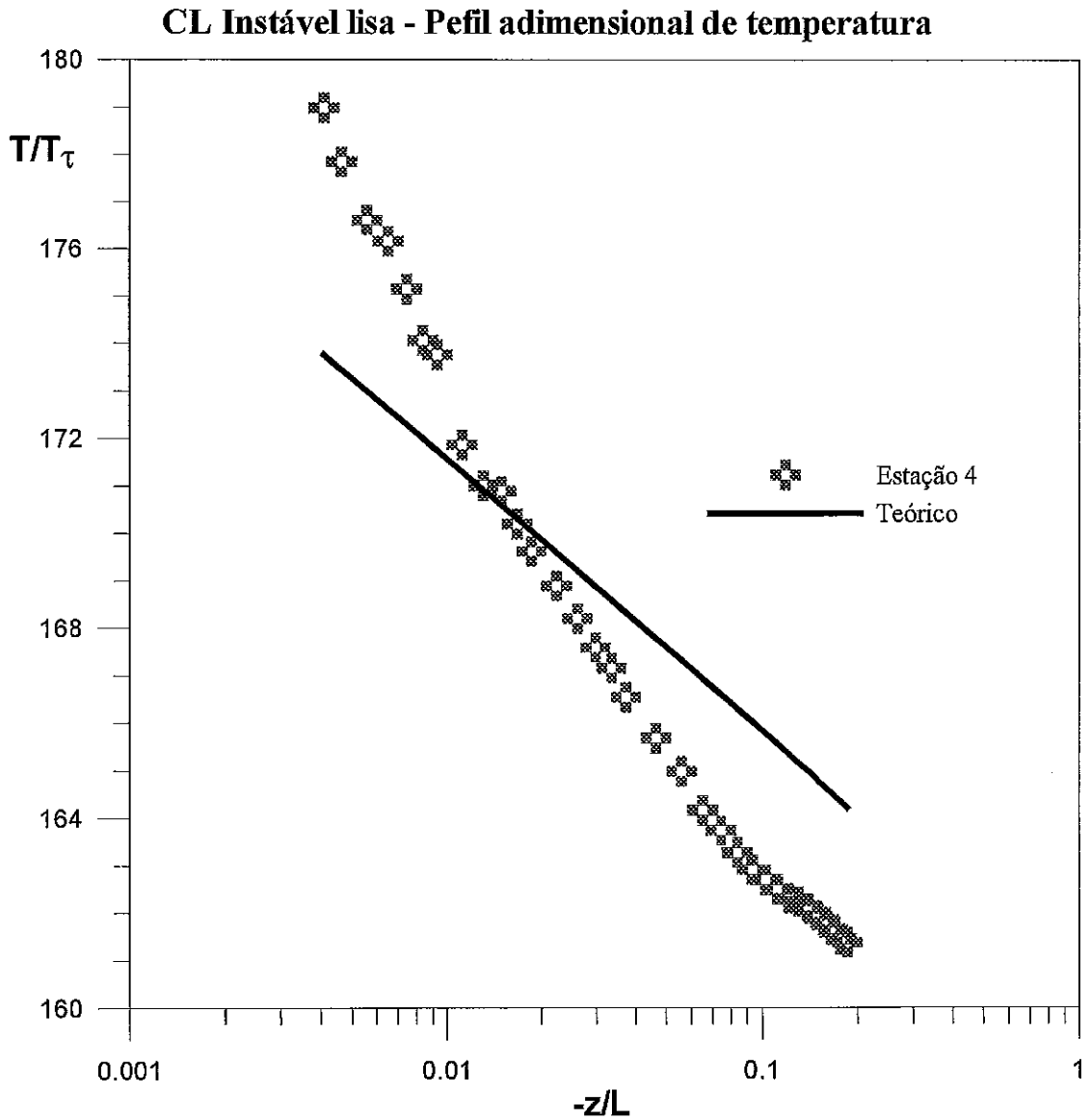


Figura 5.1.17. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura para a estação 4.

Os perfis experimentais e o perfil universal de velocidade apresentaram valores ligeiramente diferentes em toda a região de estudo, sendo que na região próxima à parede inferior são observadas grandes discrepâncias. Nesta região os valores experimentais são maiores que o previsto pelo perfil teórico, o que pode ser explicado pelo aquecimento da parede, diminuindo os efeitos viscosos próximos a superfície, o que não é contemplado no modelo teórico, que considera propriedades físicas constantes. A medida que nos distanciamos da parede este comportamento se inverte. Tal fato pode estar associado ao

espessamento artificial a que a CL foi submetida. Esse tipo de diferença também foi observado em perfis de CL neutra, medidos no trabalho de *Barbosa (2000)*.

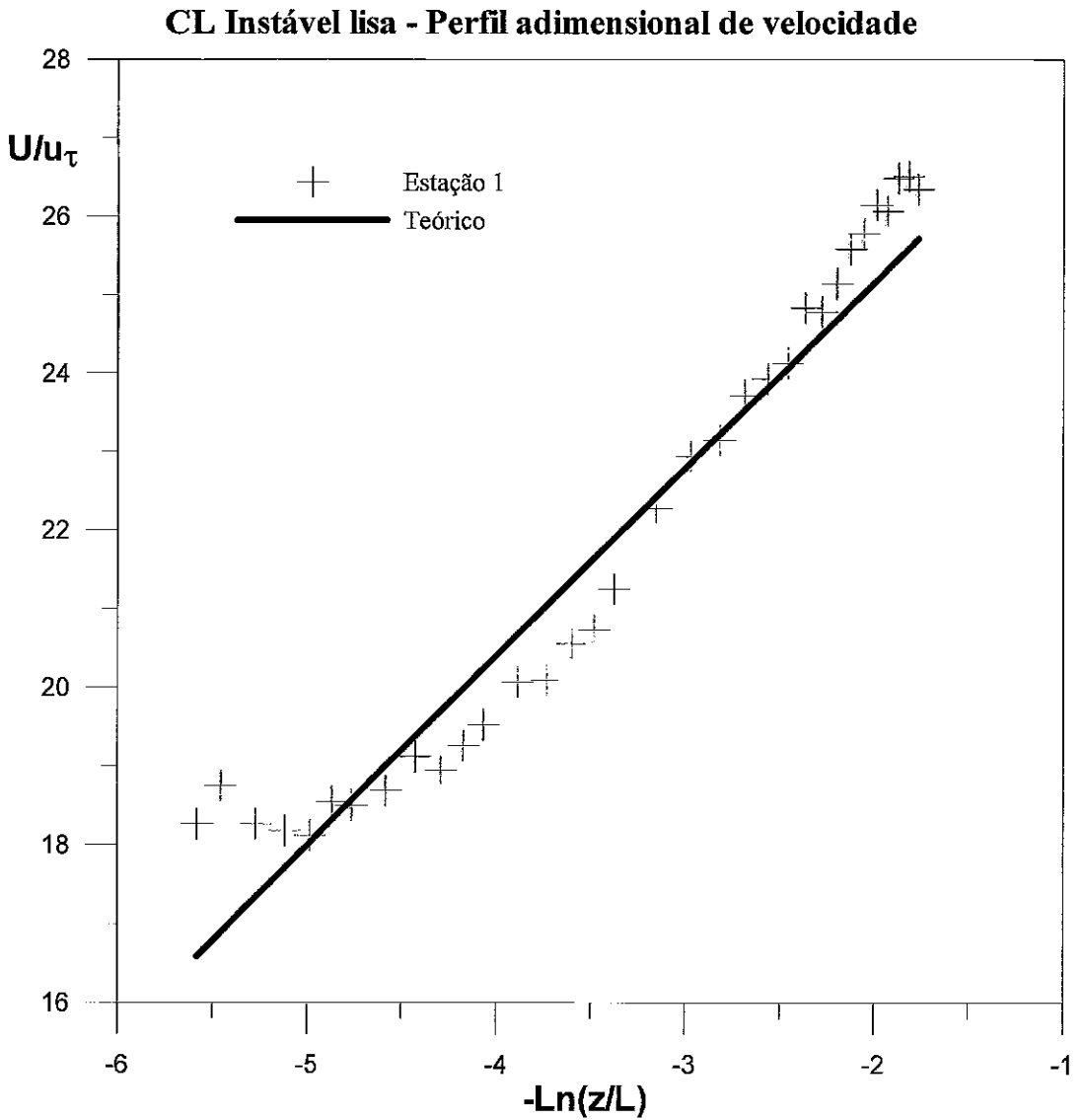


Figura 5.1.18. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 1.

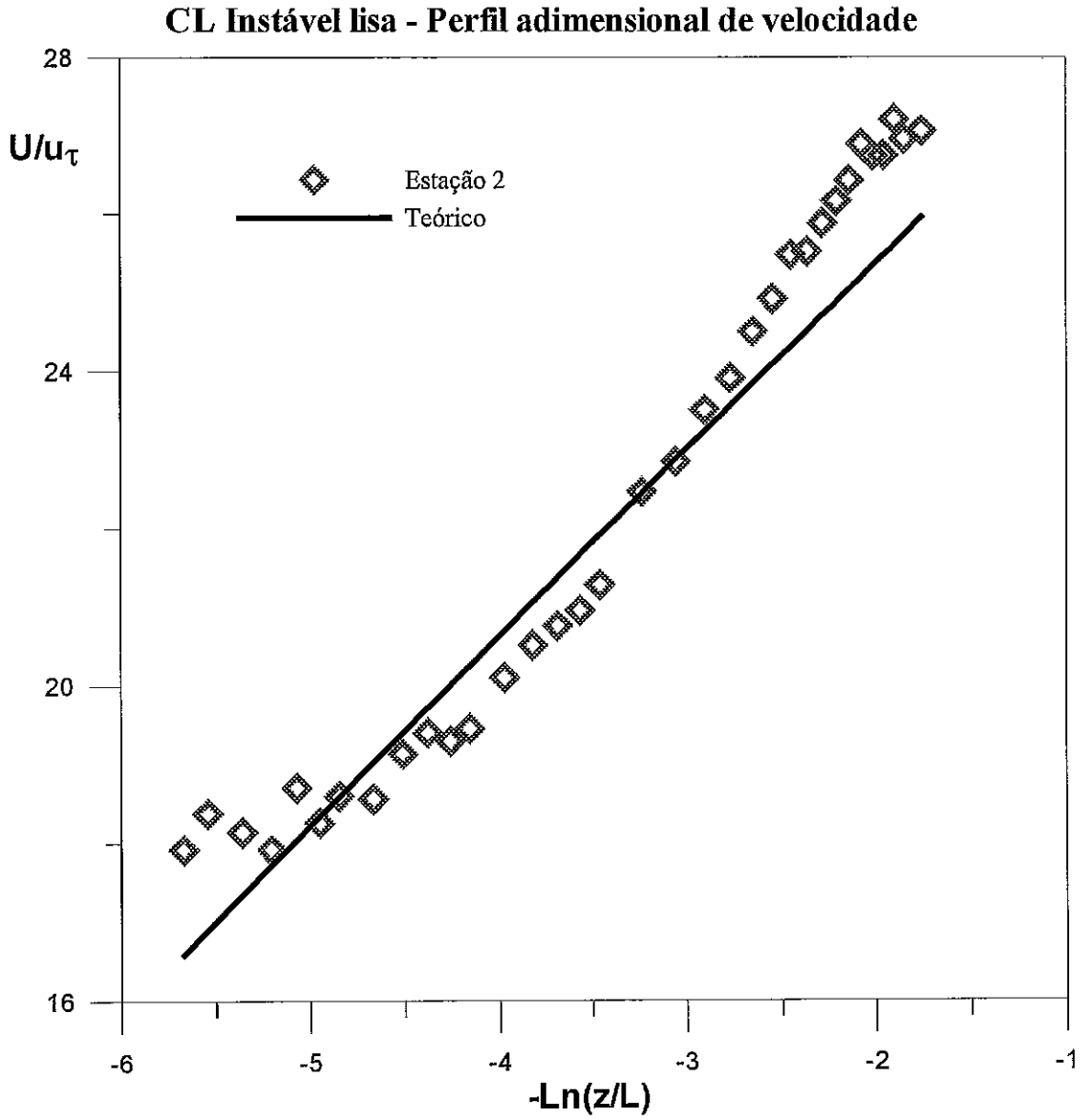


Figura 5.1.19. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 2.

CL Instável lisa - Perfil adimensional de velocidade

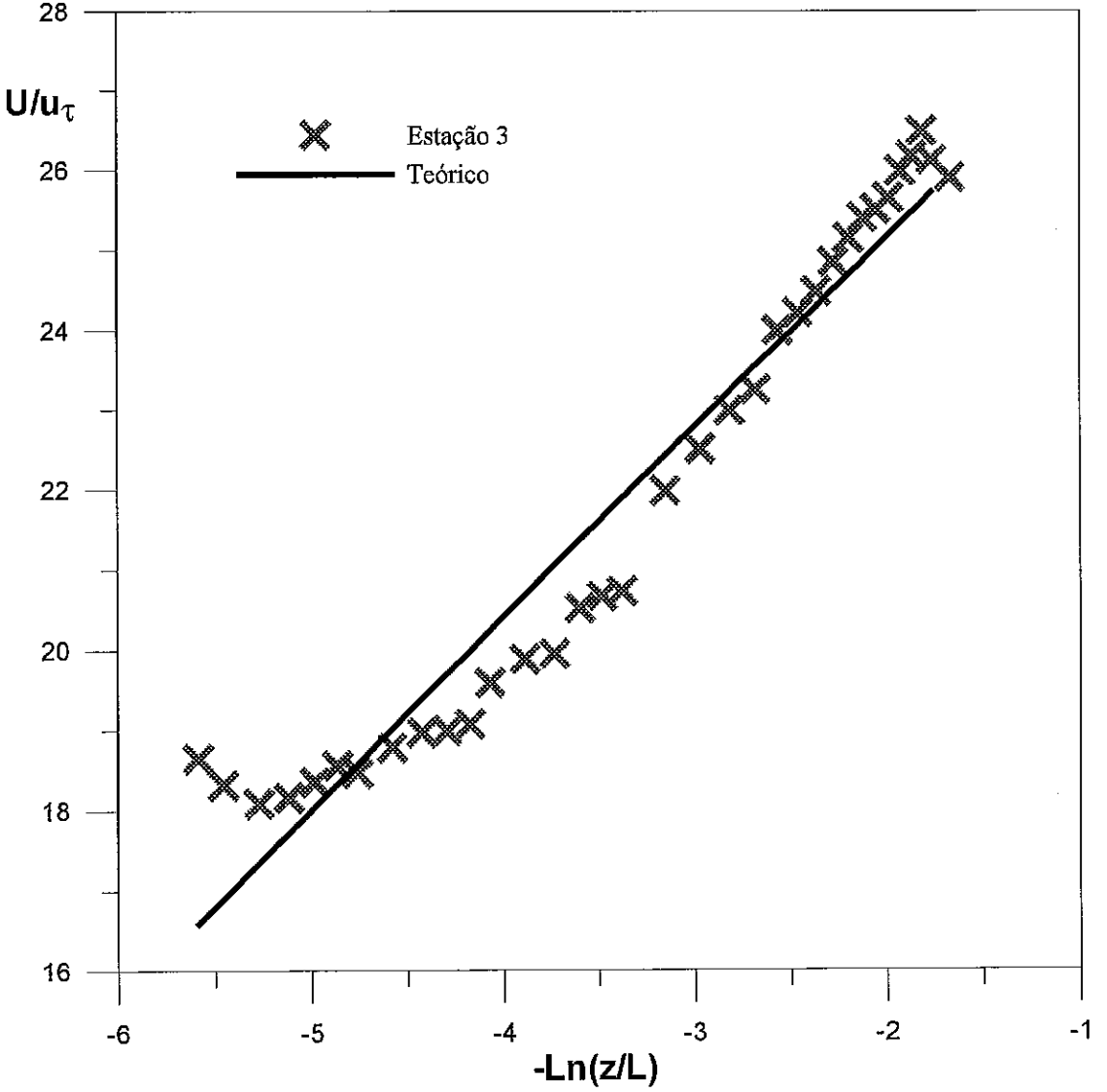


Figura 5.1.20. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 3.

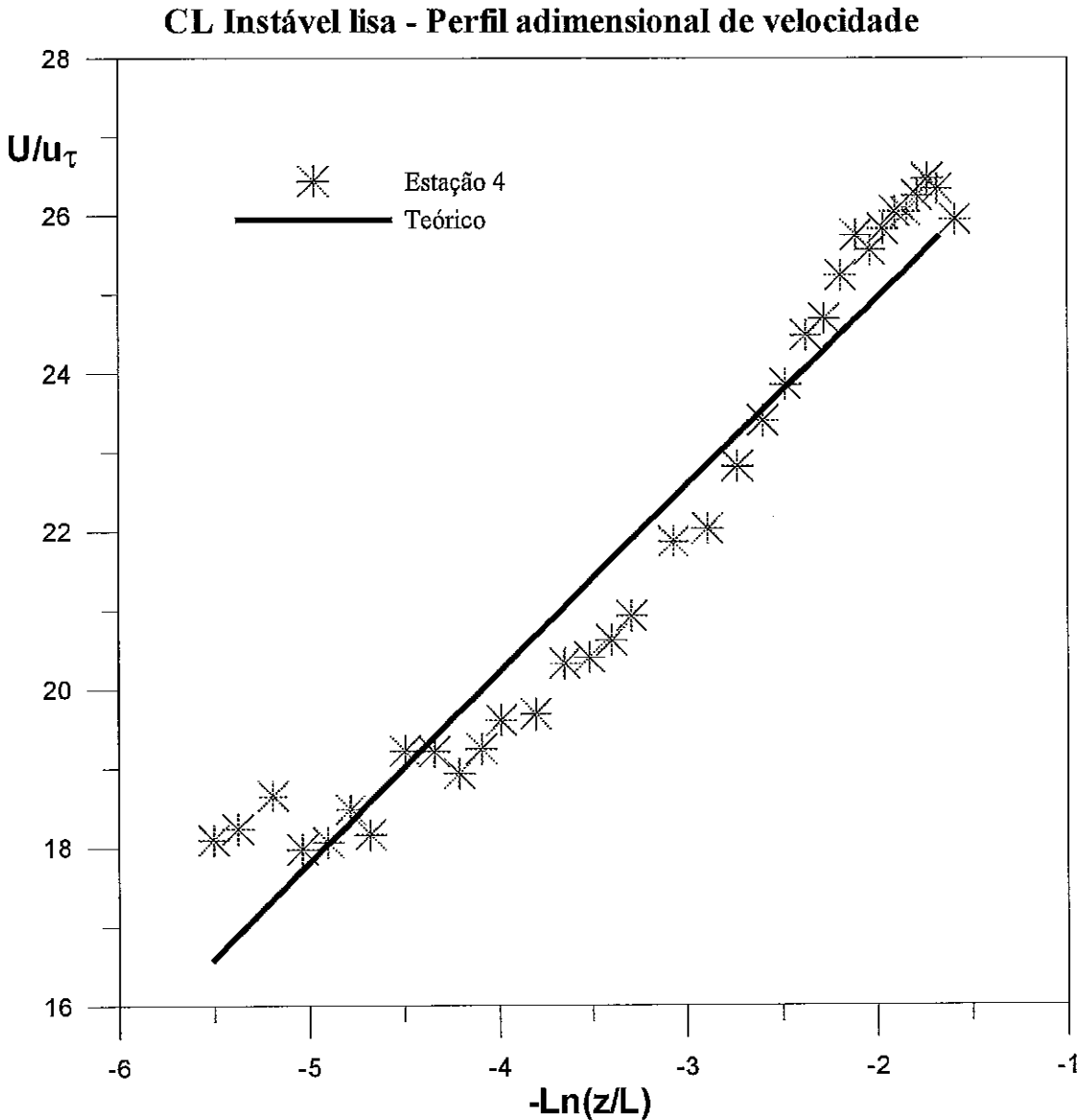


Figura 5.1.21. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade para a estação 4.

Vale ressaltar que fisicamente o caso em estudo é caracterizado por um intenso aquecimento próximo a região da superfície inferior. Nesse tipo de configuração, como indicado pelo $Ri_{\text{gradiente}}$, as variações térmicas na direção vertical, impõem um movimento convectivo devido a variação da massa específica do fluido, e conseqüentemente originando uma característica anisotrópica na estrutura da turbulência, principalmente nas regiões adjacentes a parede aquecida do túnel de vento. Como conseqüência, os perfis universais usados obtidos a partir da Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov, que apresentam como hipótese básica a condição de turbulência homogênea e isotrópica, podem

não predizer corretamente os campos dessas regiões. Estas características parecem afetar intensamente o comportamento do campo de velocidade próximo a parede.

A comparação entre os resultados apresentados nas tabelas 5.1.1 e 5.1.2 para CL estáveis e instáveis demonstram diversos comportamentos físicos esperados. Para os valores da velocidade de atrito (u_τ), mantendo-se as mesmas condições de velocidade potencial, u_τ deve apresentar valores maiores no caso de CL instáveis do que em CL estáveis, como observado. Isso ocorre devido à presença de efeitos convectivos em CL instáveis que aumentam a componente da flutuação da velocidade na direção vertical w' . Esta componente está relacionada diretamente com o valor de u_τ conforme a equação 5.1.1 a seguir, (Stull, 1988):

$$u_\tau = [\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}]^{1/2} \quad (5.1.11)$$

onde u' , v' e w' são as flutuações da velocidade nas direções x, y e z respectivamente.

A presença dos efeitos de empuxo em CL instáveis também induz ao aumento na sua espessura, tanto no que se diz respeito à CL hidrodinâmica quanto à CL térmica, o que também se verificou nesses resultados, principalmente na espessura da CL térmica. Um outro fato relevante nesses experimentos, é que as espessuras da CL hidrodinâmica e térmica apresentaram valores diferentes entre si para um mesmo perfil, em todos os experimentos. Tal fato pode estar relacionado ao tamanho reduzido da seção de testes, não havendo ainda comprimento suficiente para as CL se misturarem e entrarem em equilíbrio. O fator de Clauser (G), parâmetro que indica o equilíbrio de CL neutras ($G=7$), foi calculado para esses experimentos. O seu valor tanto nos perfis estáveis quanto instáveis ficou entre 4 e 5, indicando que essas CL podem ainda não terem alcançado um regime completamente desenvolvido, como já havia sido observado a partir da comparação entre os perfis experimentais e teóricos. Devemos ressaltar este valor do equilíbrio foi desenvolvido para camadas limite neutras, não incluindo possíveis efeitos térmicos.

5.2 CL estratificadas sobre superfície rugosa

Nessa etapa do trabalho os experimentos foram realizados na seção de testes com 10 metros de comprimento, sendo 6 metros aquecidos, para a simulação de CL instáveis, conforme ilustrado no esquema apresentado na figura 5.2.1. A seção de estratificação foi colocada a 3 metros do início da seção, sendo que essa região inicial não foi aquecida.

Os seis metros seguintes à seção de estratificação foram aquecidos e as medições foram feitas também em 4 estações. As medidas na estação 1 foram realizadas a 8,2 metros do início do túnel, na estação 2 a 8,4 metros, na estação 3 a 8,6 metros e na estação 4 a 8,8 metros.

Os três primeiros metros de túnel foram recobertos com uma superfície de vidro lisa de maneira a se obter o menor atrito possível. Os seis metros seguintes, foram recobertos inteiramente por elementos rugosos, formando uma superfície do tipo “K”, conforme apresentado nas figura 5.2.2a e 5.2.2b.

Esse tipo de rugosidade foi amplamente estudado em experimentos realizados no próprio Laboratório de Mecânica da Turbulência, por *Avelino (2000)*.

Além dos parâmetros medidos para configurar CL estratificadas, apresentados na seção anterior, foi necessário também se estimar o deslocamento da origem “ ϵ ” observado em cada perfil de CL estratificada experimental.

Esse parâmetro indica o deslocamento virtual que o início da CL sofre devido à presença dos elementos rugosos. Vários métodos são utilizados para a sua estimativa, sendo nesse trabalho aplicado o método gráfico, que é amplamente discutido por *Wright (1998)*, *Avelino (2000)*, *Robins et. all (2001)* e *Chan (2001)*. Nesse método são somados valores hipotéticos (ϵ) à altura y , até se obter graficamente uma reta, quando os perfis experimentais são apresentados em um gráfico $\ln(y+\epsilon)$ versus velocidade média u . Segundo os autores acima citados, para uma CL Neutra os valores de ϵ devem ser iguais aos valores de K .

Na tabela 5.2.1, são apresentados os parâmetros de CL estratificada calculados para o caso de simulação de CL estável sobre superfície rugosa, bem como os valores de ϵ calculados para cada estação.

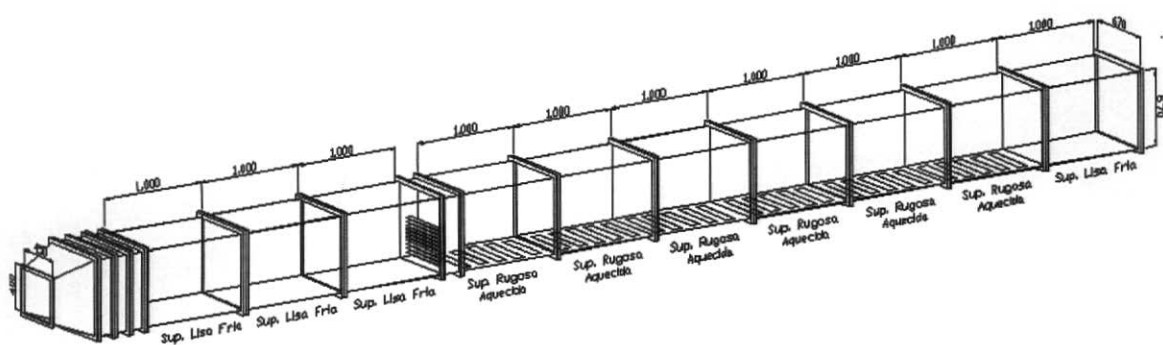


Figura 5.2.1. Esquema do túnel de vento com 10 metros de comprimento.

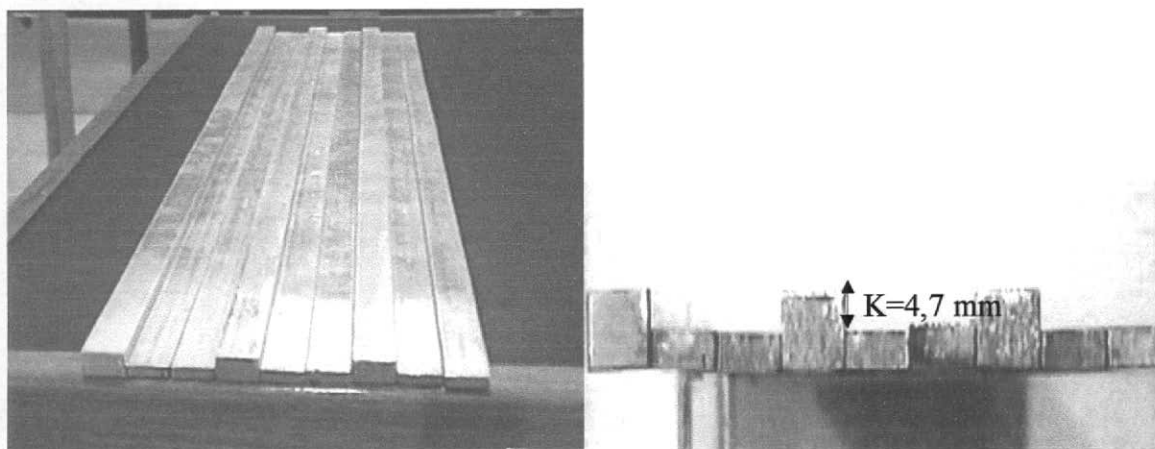


Figura 5.2.2a e 5.2.2b – Visão superior e lateral dos elementos rugosos.

	CL ESTÁVEL RUGOSA			
	Estação 1	Estação 2	Estação 3	Estação 4
L (m)	7,79	10,322	23,9	22,9
Ri_{gradiente}	0,012	0,009	0,004	0,005
T_τ (Kelvin)	0,170	0,166	0,188	0,200
U_τ (m/s)	0,117	0,109	0,107	0,112
δ_T (m)	0,13	0,14	0,15	0,15
δ_u (m)	0,13	0,14	0,15	0,15
ΔT (°C)	3,5	3,3	1,9	1,8
G (Clauser)	6,354	6,990	7,027	6,810
ε (m)	0,0047	0,0047	0,0047	0,0047

Tabela 5.2.1 – Parâmetros calculados para CL Estáveis sobre superfície rugosa.

Os valores encontrados para o número de Richardson indicam que a CL permaneceu com baixo grau de estabilidade. Os valores de ϵ encontrados estão de acordo com a teoria para rugosidades do tipo “K”.

- **Camada Limite Estável sobre Superfície rugosa**

As figuras 5.2.3 e 5.2.4 apresentam os resultados experimentais dos perfis dimensionais de temperatura e velocidade, respectivamente, obtidos nessa simulação. Pode-se perceber nesses experimentos que os perfis dimensionais de temperatura não colapsaram entre si, assim como no experimento de CL estável sobre superfície lisa. Apenas nas estações 3 e 4 esse comportamento pode ser observado. Para o campo de velocidade, pode-se notar, que principalmente a partir da segunda estação de medição os perfis dimensionais colapsaram entre si.

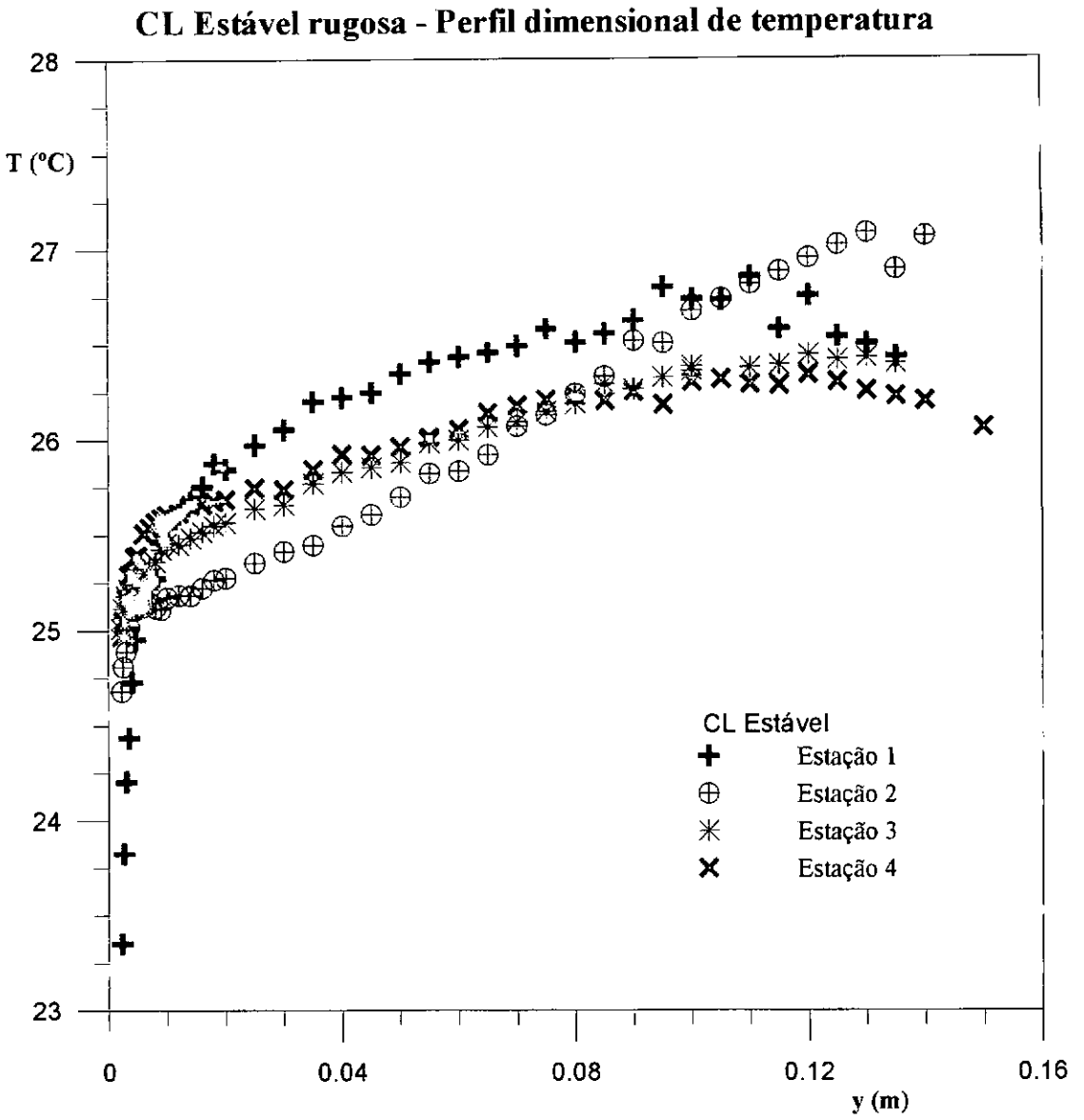


Figura 5.2.3. CL Estável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações.

CL Estável rugosa - Perfil dimensional de velocidade

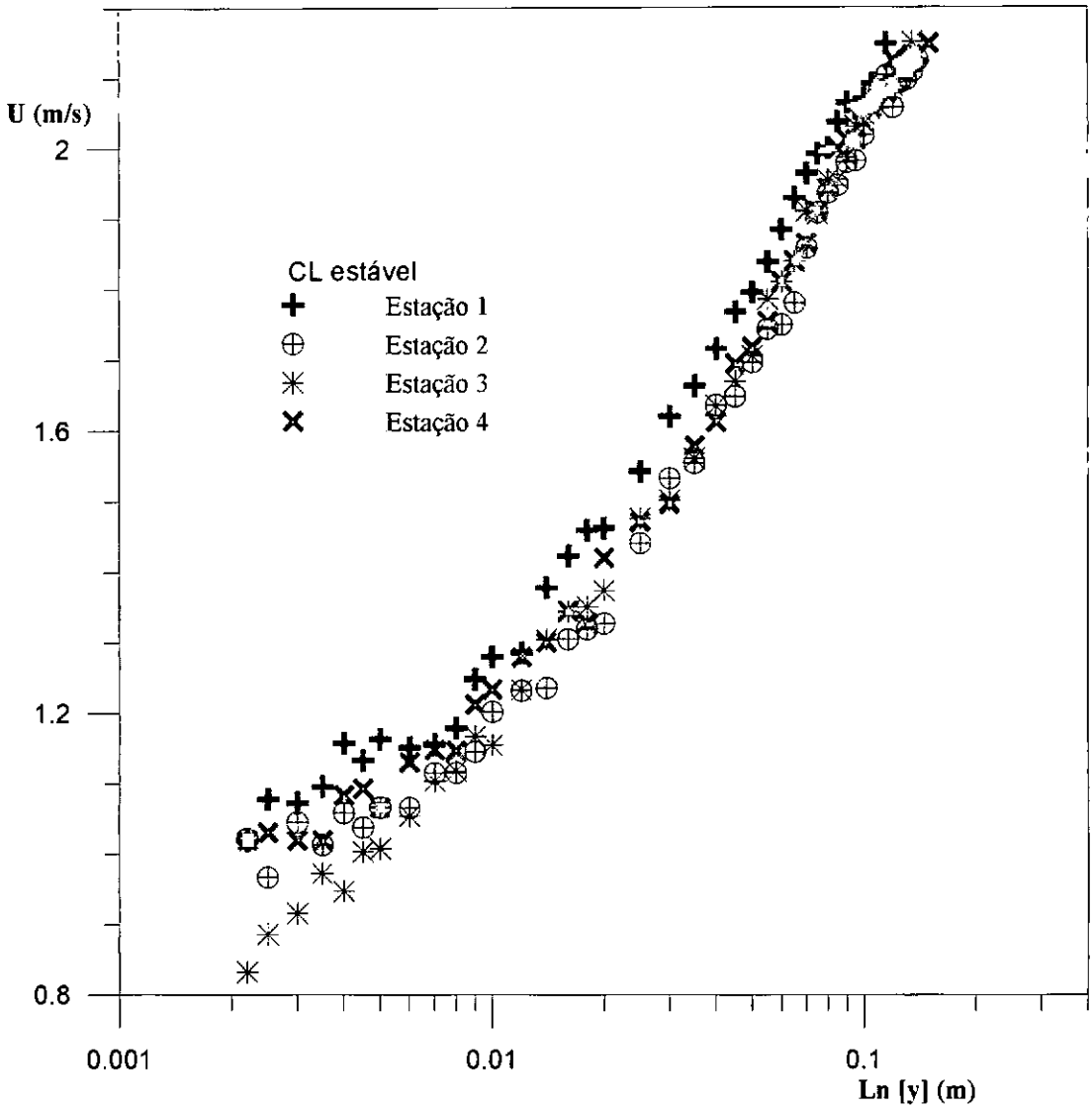
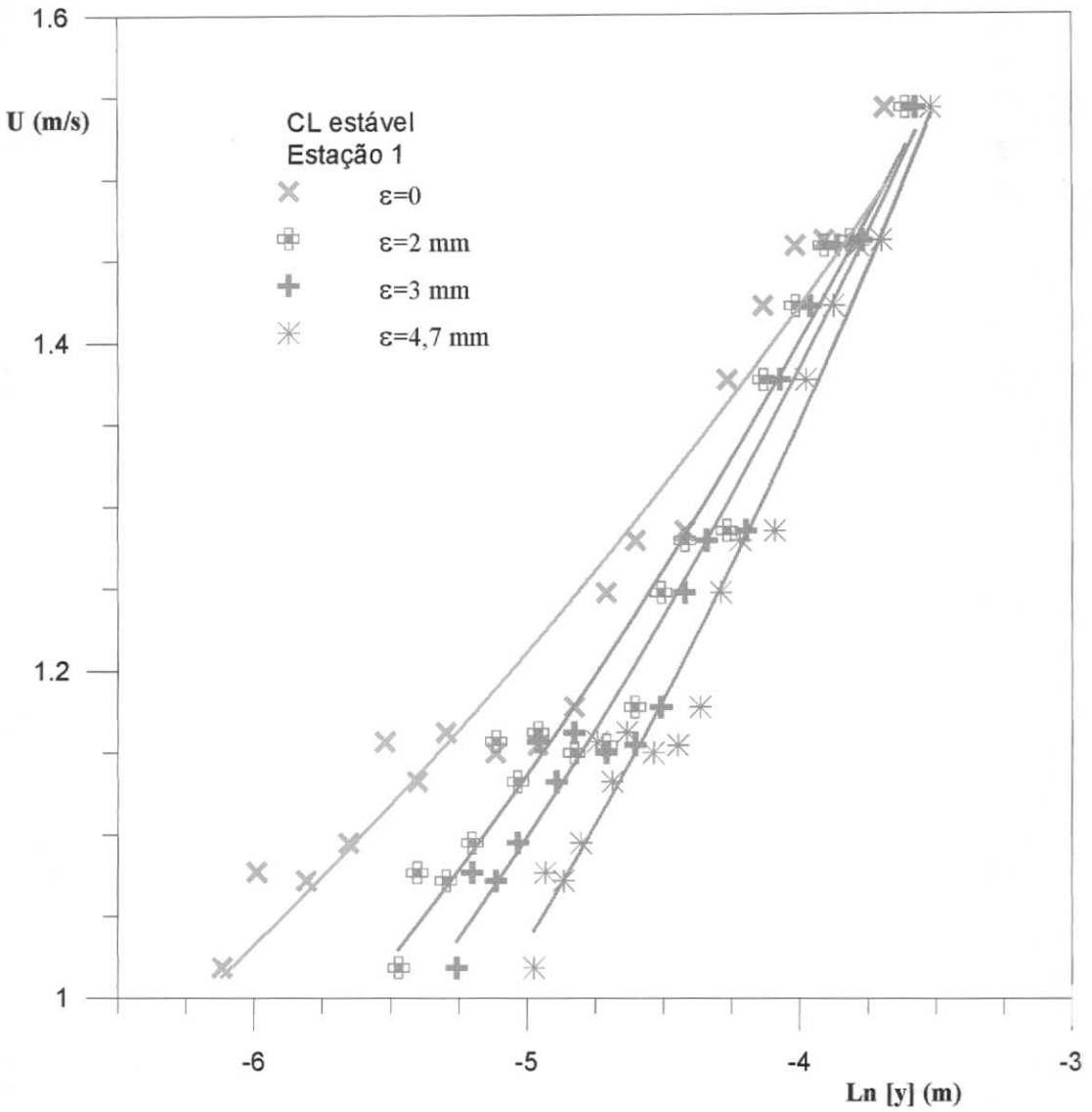


Figura 5.2.4. CL Estável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.

São mostrados a seguir nas figuras 5.2.5 a 5.2.8 os gráficos utilizados no cálculo do valor de ϵ para os perfis de velocidade. Vale ressaltar, que nesse experimento os valores de ϵ apresentaram pleno acordo com as expectativas teóricas, apresentando sempre valores iguais a altura do vale “K” (4,7 mm).

Figura 5.2.5. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para a estação 1.

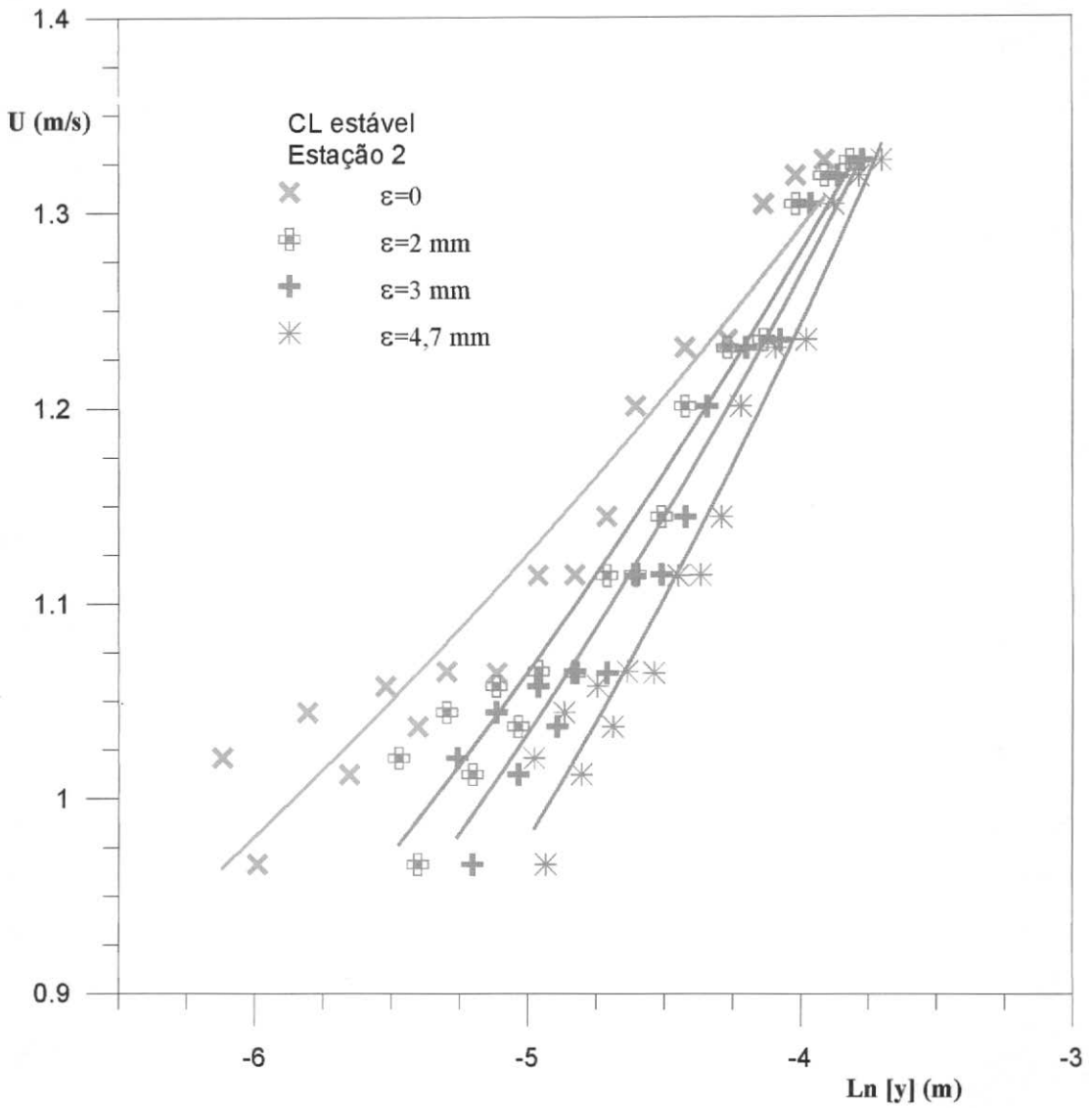


Figura 5.2.6. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para a estação 2.

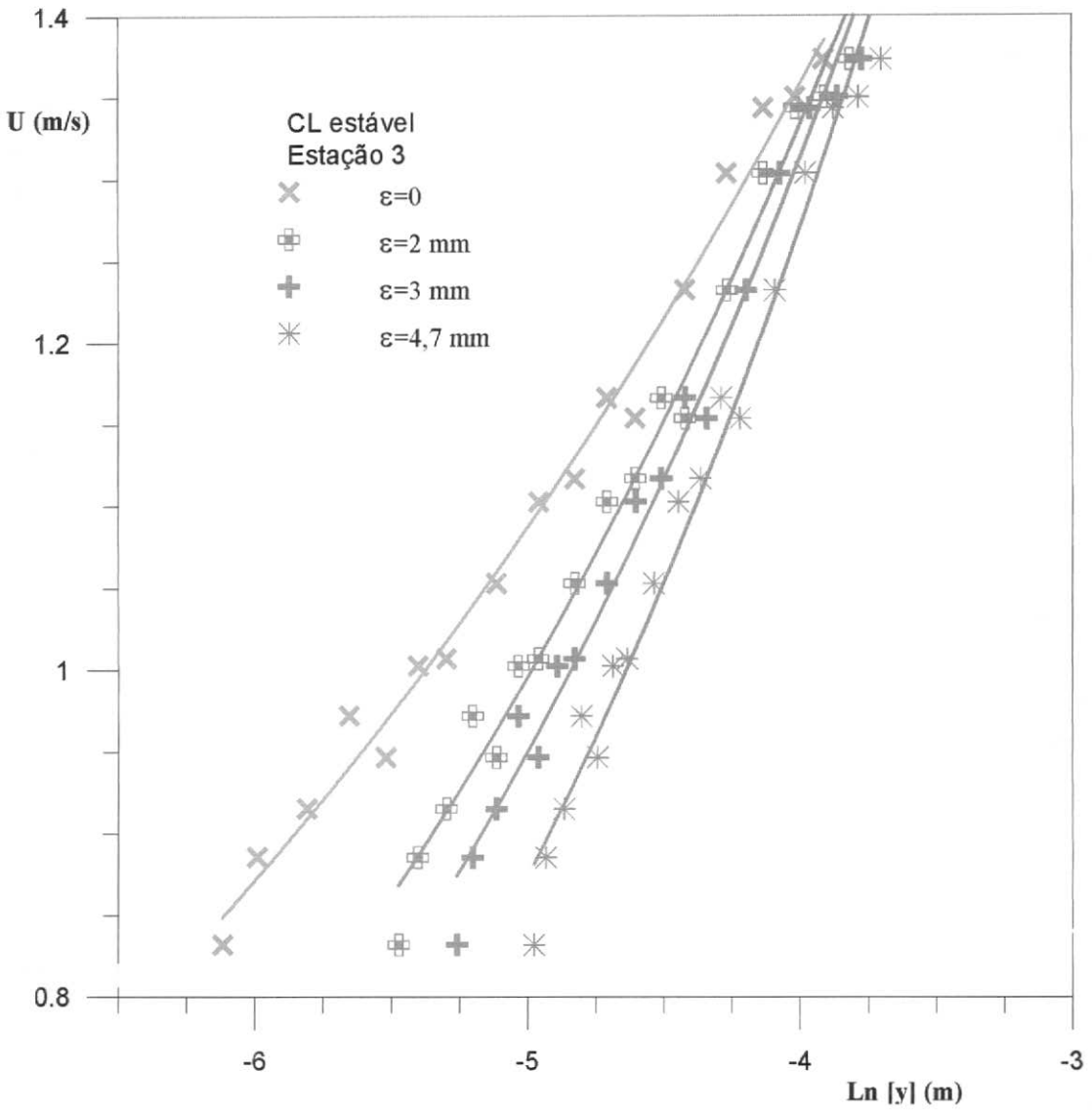


Figura 5.2.7. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para a estação 3.

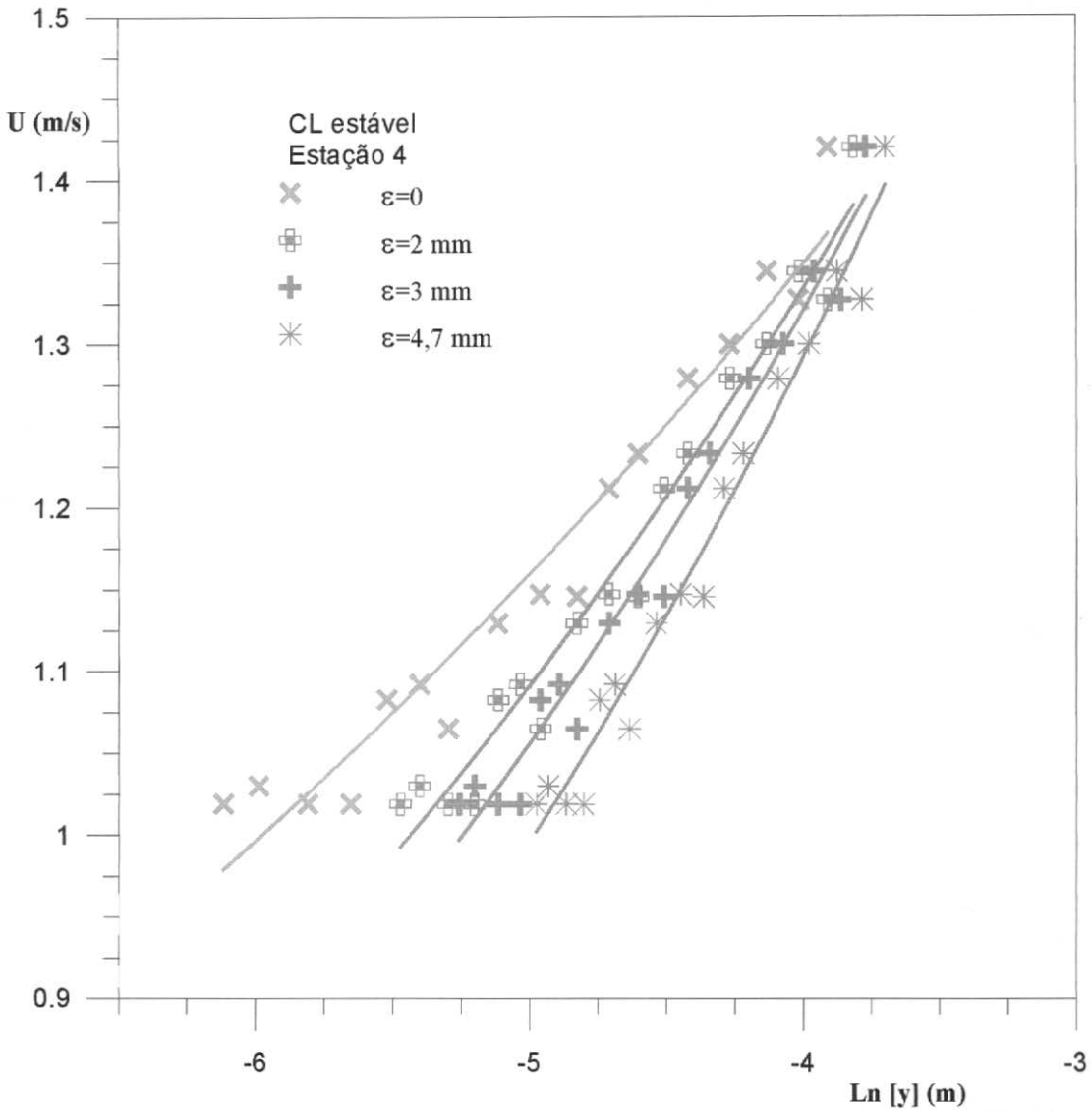


Figura 5.2.8. CL Estável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para a estação 4.

Serão apresentados a seguir os resultados experimentais adimensionais de temperatura (figuras 5.2.9 a 5.2.12) e de velocidade (figuras 5.2.13 a 5.2.16), sendo que o parâmetro de rugosidade z_0 é apontado por alguns autores como sendo 30 vezes menor do que o valor da altura “K” quando esta é menor do que 1cm (Lettau, 1969 e Goode e Belcher, 1999), ficando no nosso caso $z_0=0,000156$ m. Esse parâmetro também foi calculado com o auxílio da técnica de problema inverso seguindo o esquema de Levenberg Marquardt (Mejias et. all, 1999) ficando z_0 em torno de 0.00025 m para as simulações de CL estável e instável (Apêndice B). O parâmetro $z_0 = 0,00025$ m foi utilizado para a composição do perfil universal de velocidade e temperatura, apresentados a seguir.

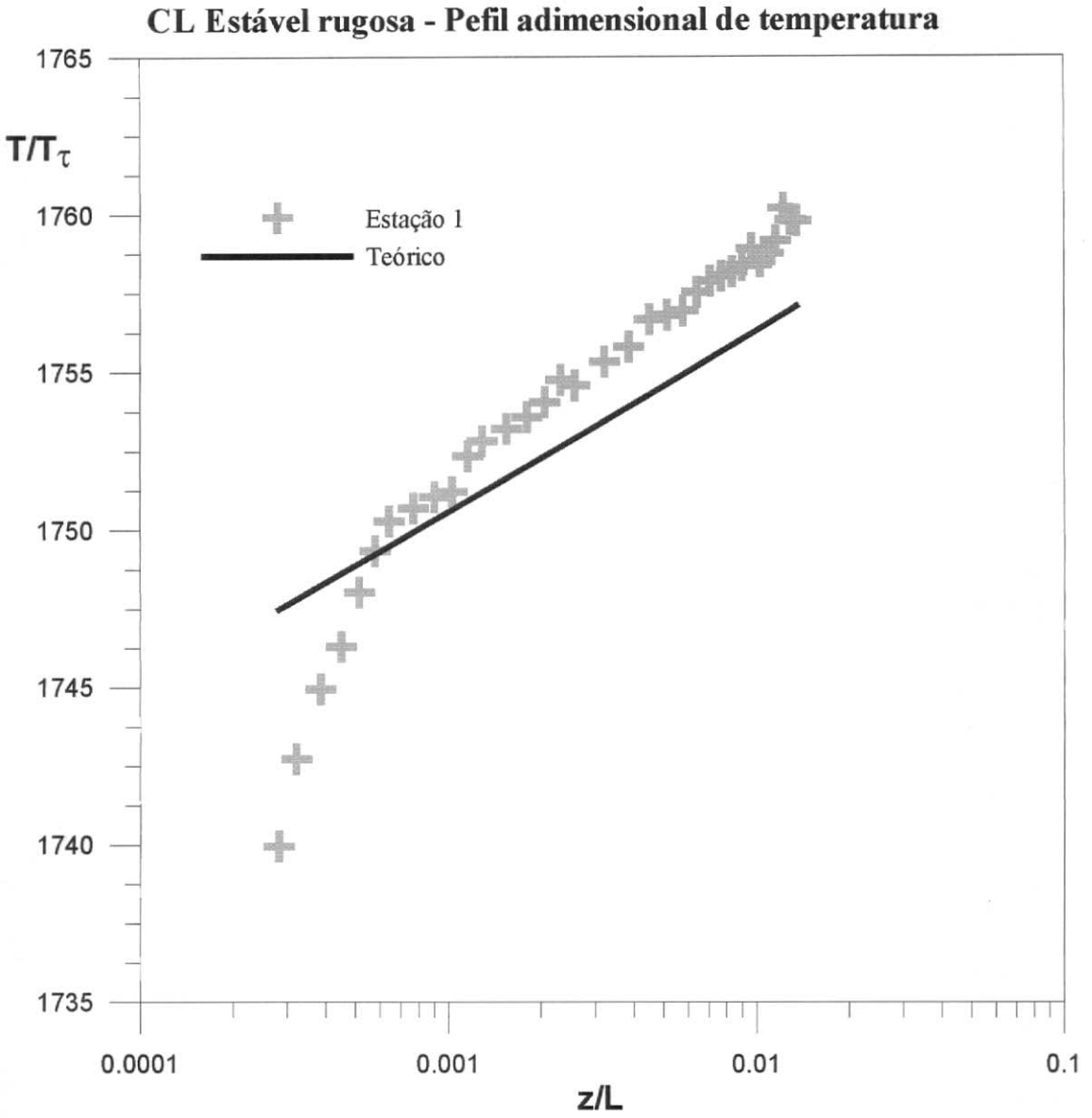


Figura 5.2.9. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 1.

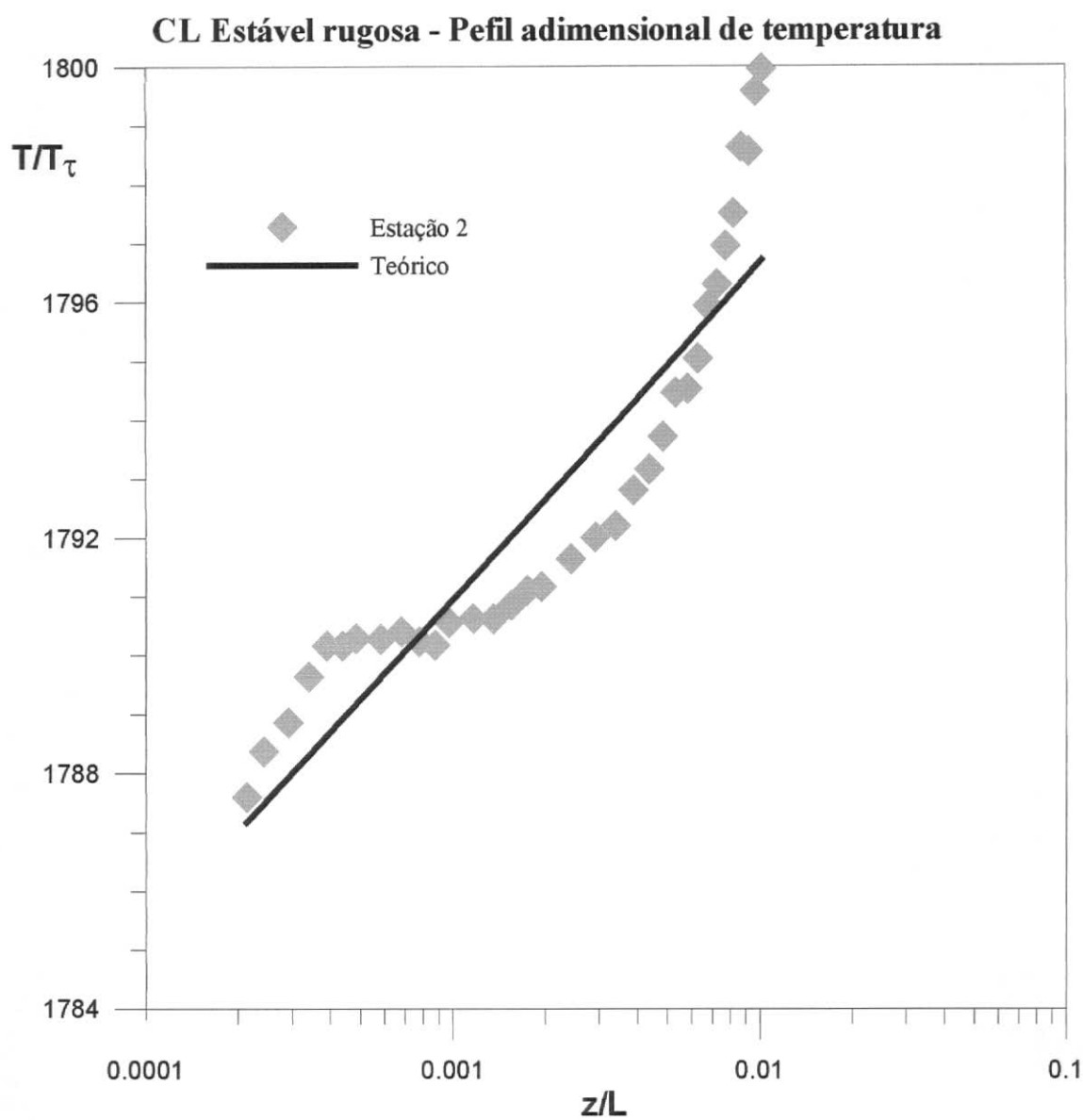


Figura 5.2.10. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 2.

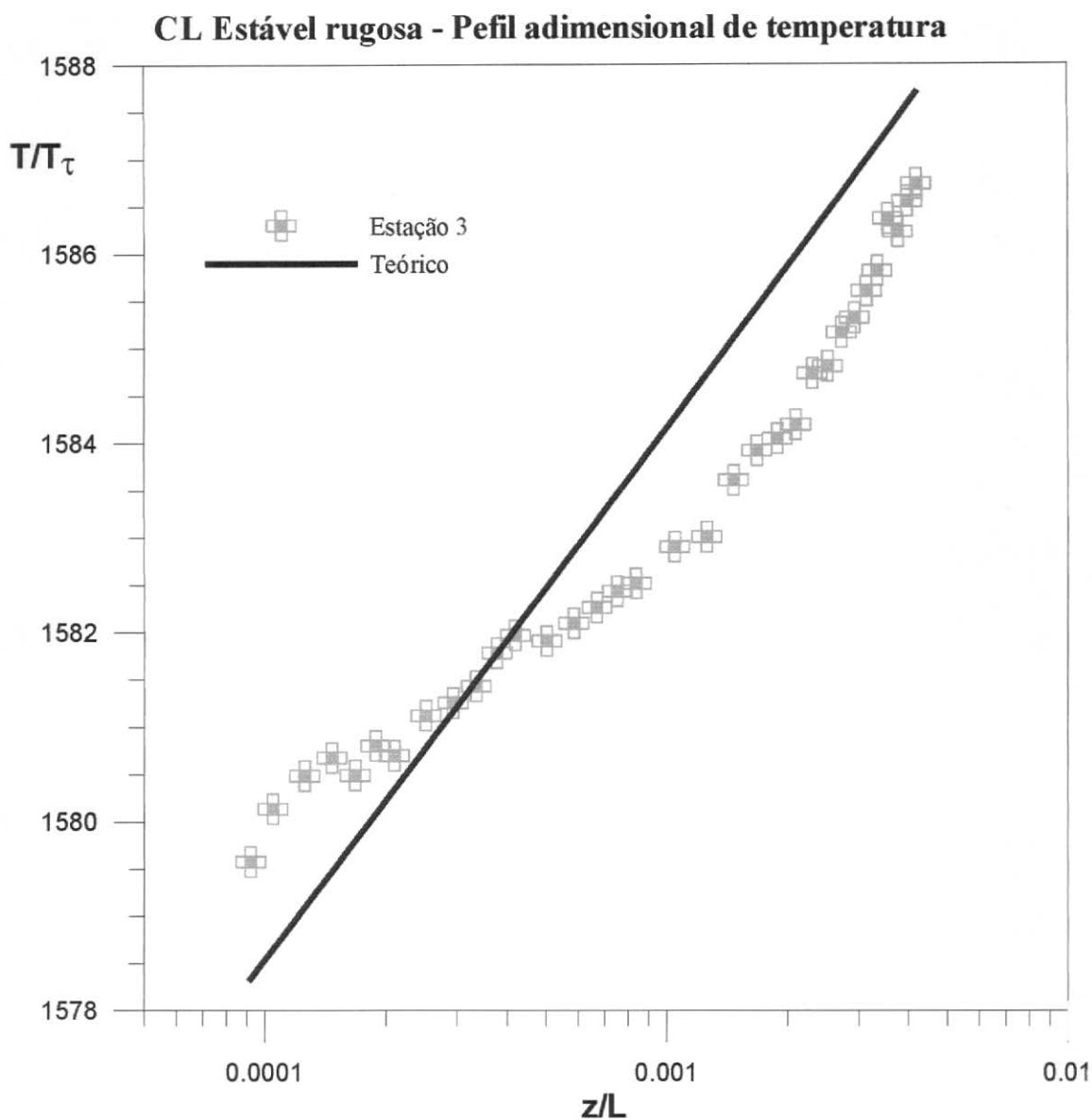


Figura 5.2.11. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 3.

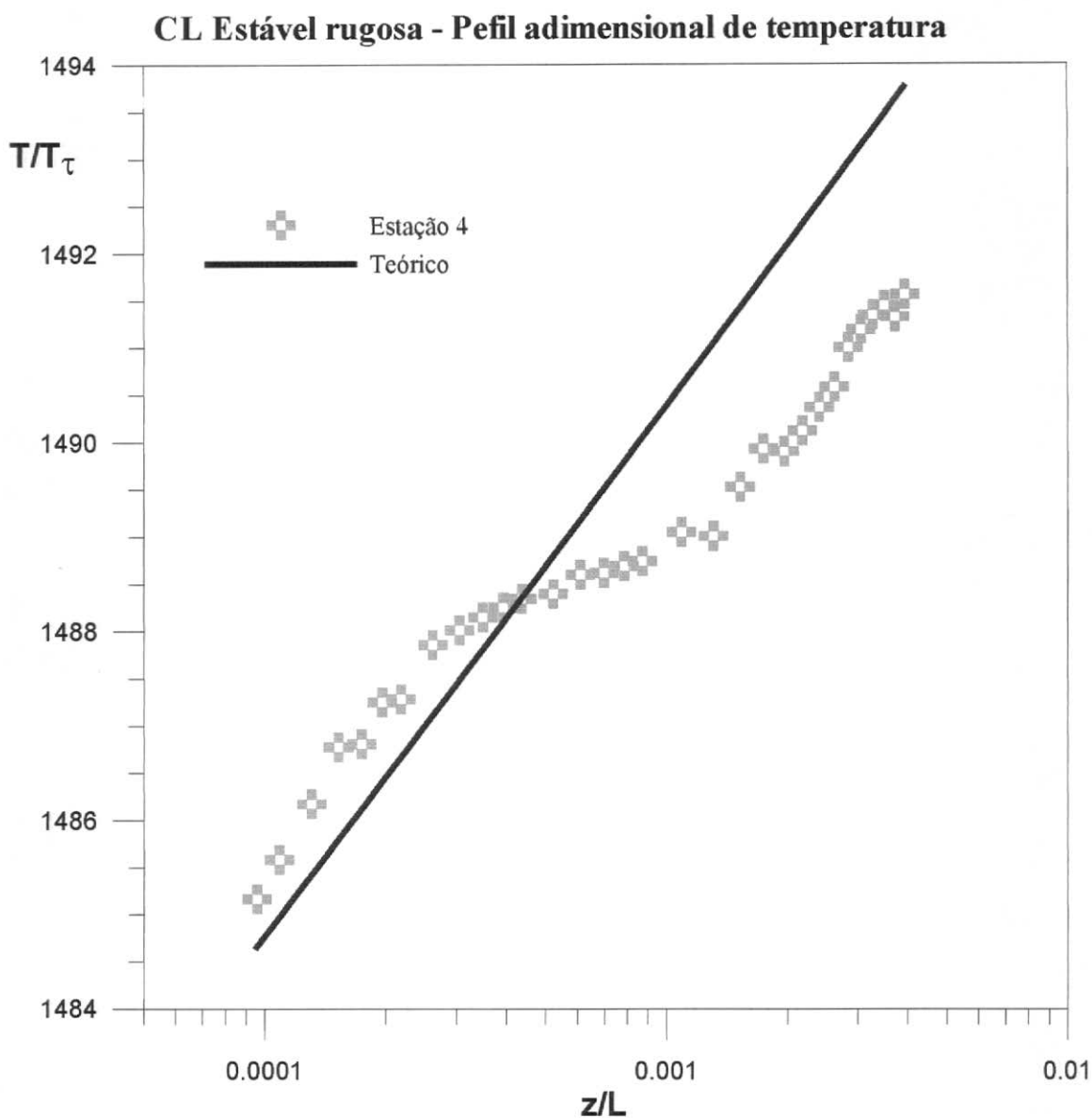


Figura 5.2.12. CL Estável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 4.

De uma maneira geral, apenas as primeiras 14 medições foram efetuadas na região logarítmica da CL. Os perfis adimensionais experimentais e teóricos de temperatura não apresentam uma boa concordância, principalmente nas três primeiras estações de medição. No entanto, na quarta estação pode-se observar claramente o aparecimento de uma região logarítmica bem estabelecida, onde o perfil teórico subestima os valores de temperatura. Algumas considerações devem ser ressaltadas neste ponto, devido à configuração do experimento, não foi possível obtermos uma CL com alto grau de estabilidade. Isso pode ser notado através do número de Richardson, cujo valor próximo de zero, indica que a CL

apresenta uma característica estaticamente neutra. Essa dificuldade na estratificação está associada ao aquecimento do ar ser realizado apenas no início da seção de testes, ao contrário do que acontece nas simulações de CL instáveis, onde a superfície inferior do túnel de vento é continuamente aquecida. Uma solução para esse problema seria o aquecimento da superfície superior do túnel de vento em conjunto ao aumento do número de fitas transversais ao escoamento, na seção de aquecimento. Dessa forma, seria possível obter um perfil uniforme de temperatura na região externa a CL, o que evitaria a influência do escoamento de ar à temperatura mais baixa, nessa região, sobre o desenvolvimento da CL estável. Esse efeito é nitidamente observado nos perfis das figuras 5.2.3 e 5.2.9 a 5.2.12.

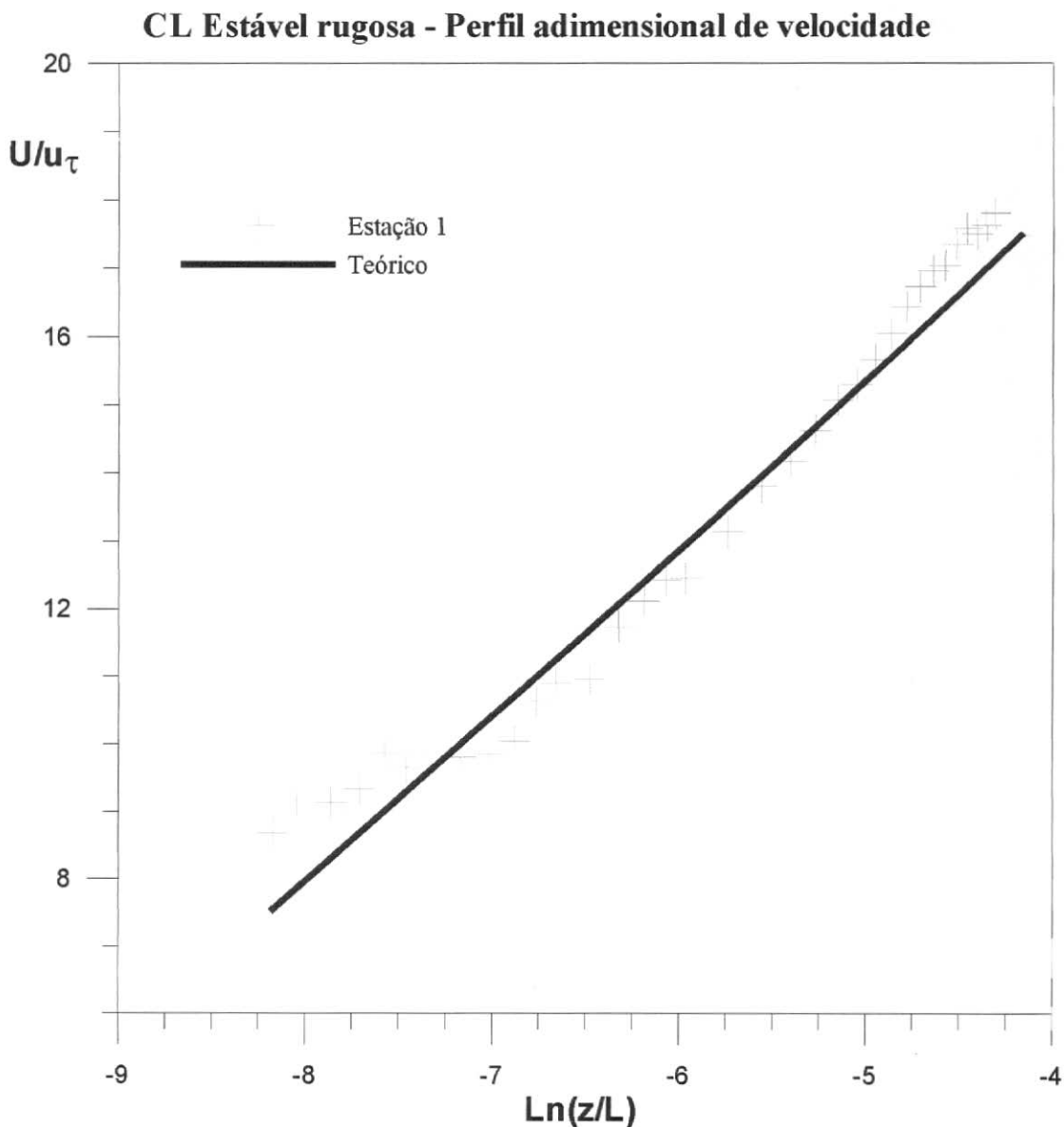


Figura 5.2.13. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 1.

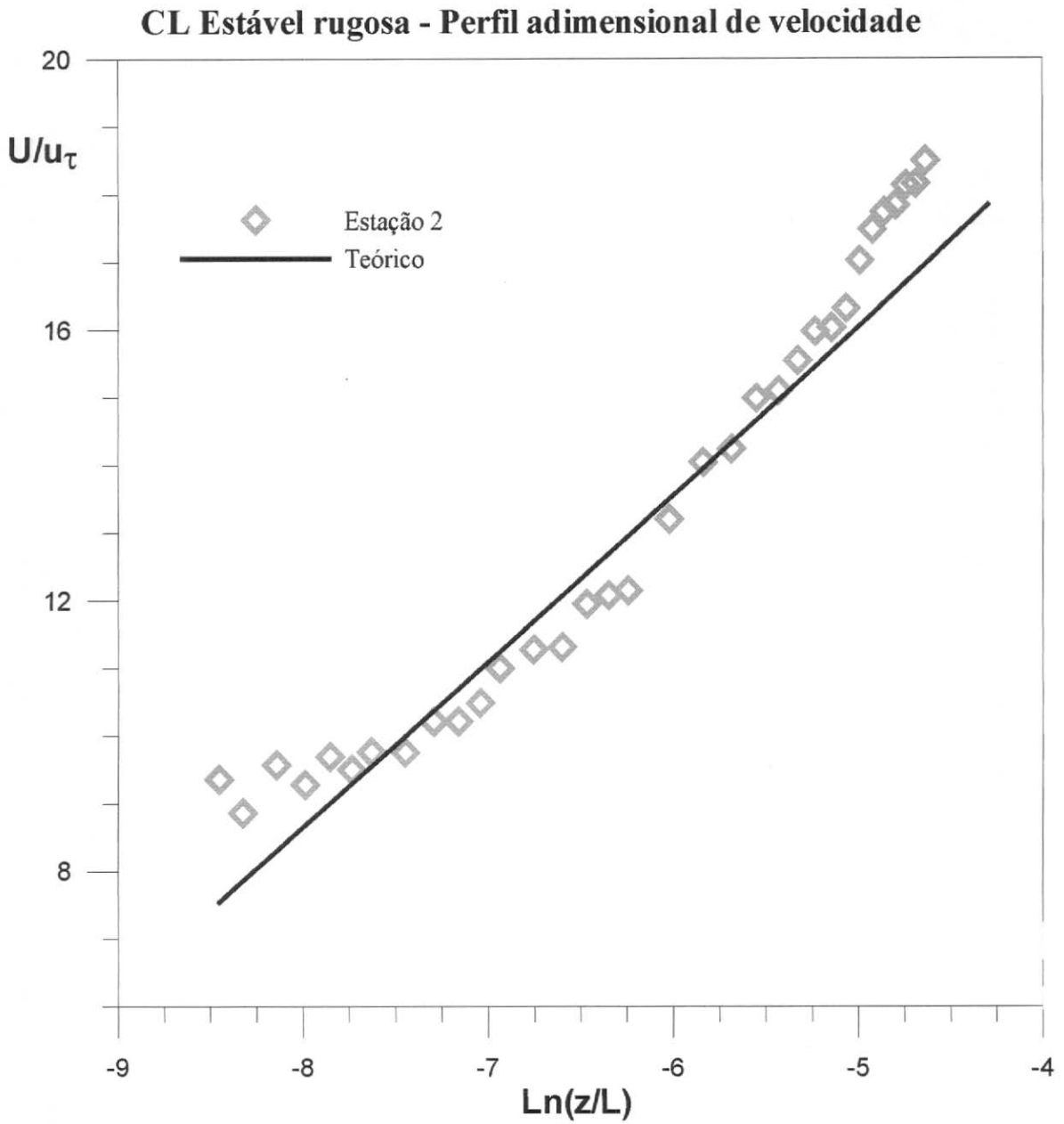


Figura 5.2.14. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 2.

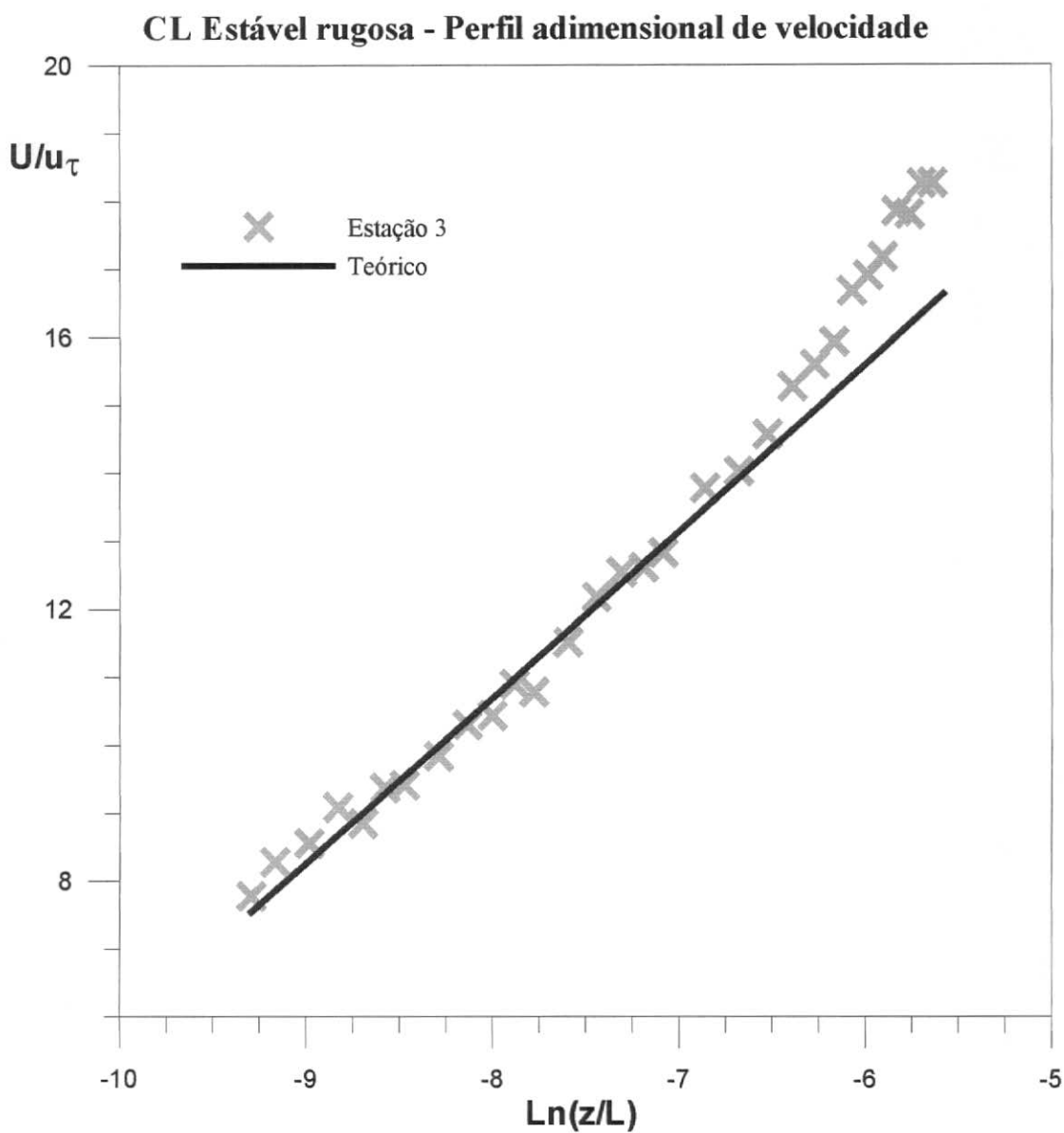


Figura 5.2.15. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 3.

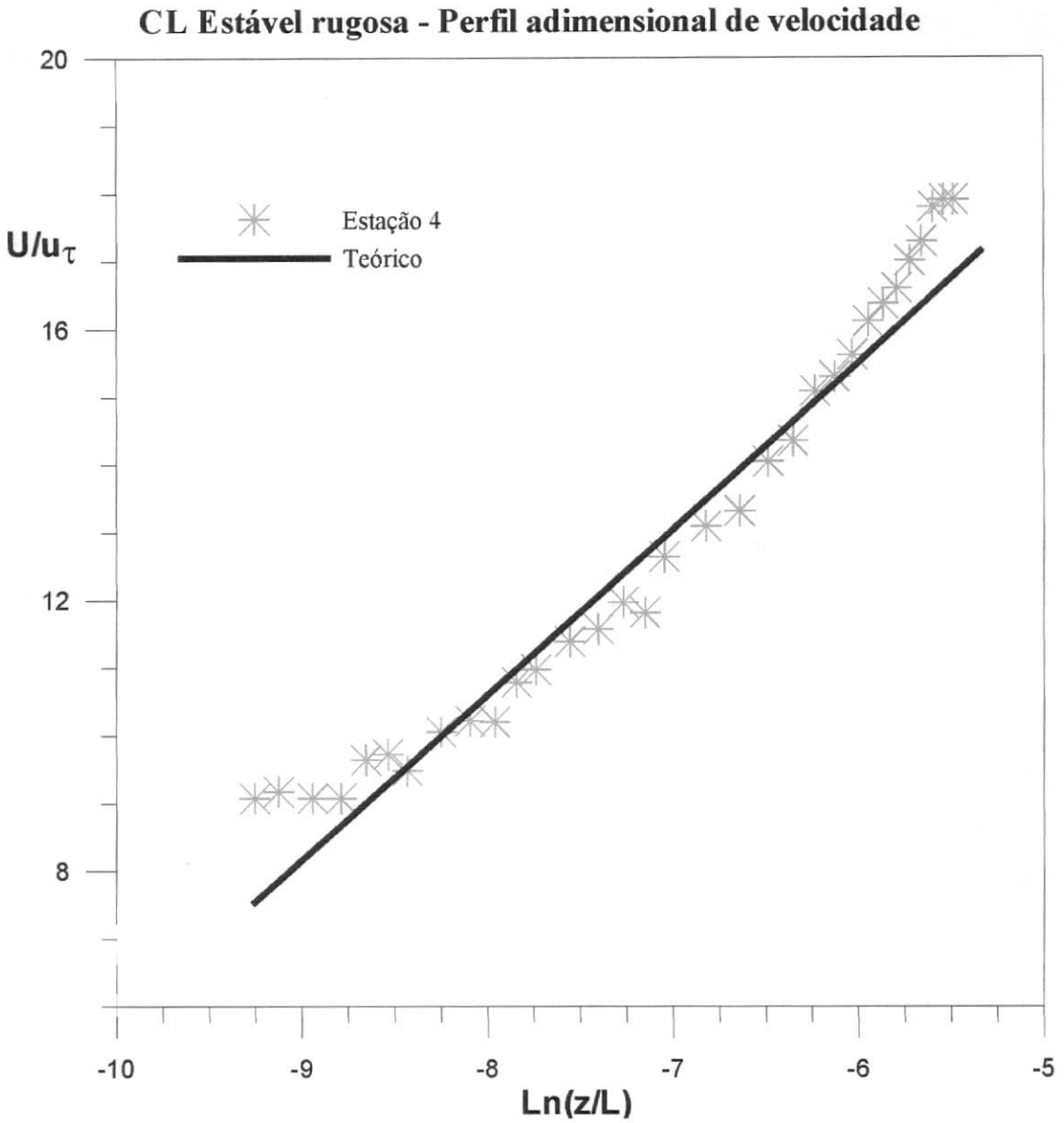


Figura 5.2.16. CL Estável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 4.

Os perfis teóricos de velocidade reproduziram parcialmente os resultados experimentais, apresentando um desvio marcante na região adjacente à superfície inferior. Nessa região o perfil universal subestima os valores da velocidade. Na estação 3 os resultados teóricos e experimentais apresentam ótima concordância.

Serão apresentados a seguir os resultados experimentais adimensionais obtidos na simulação de CL instáveis sobre superfícies rugosas.

- **Camada Limite Instável sobre Superfície rugosa**

Na tabela 5.2.2 os parâmetros de CL são apresentados, ressaltando-se que os valores do deslocamento da origem (ϵ) foram estimados para a CL de aerodinâmica e térmica. As primeiras figuras apresentadas nas figuras 5.2.17 e 5.2.18 apresentam, respectivamente, os perfis dimensionais de temperatura e de velocidade medidos nesse experimento.

	CL INSTÁVEL RUGOSA			
	Estação 1	Estação 2	Estação 3	Estação 4
L (m)	-1,87	-1,79	-1,90	-1,85
Ri gradiente	-0,092	-0,084	-0,083	-0,081
Tτ (Kelvin)	-1,830	-1,984	-2,068	-1,846
Uτ (m/s)	0,101	0,100	0,977	0,093
δ_T (m)	0,24	0,21	0,22	0,21
δ_n (m)	0,24	0,21	0,22	0,21
ΔT (°C)	17,9	18	18	18,5
G (Clouser)	7,437	7,645	7,896	8,143
$\epsilon_{\text{velocidade}}$ (m)	0,03	0,03	0,03	0,03
$\epsilon_{\text{temperatura}}$ (m)	0,0047	0,0031	0,0032	0,0047

Tabela 5.2.2 – Parâmetros calculados para CL Instáveis sobre superfície rugosa.

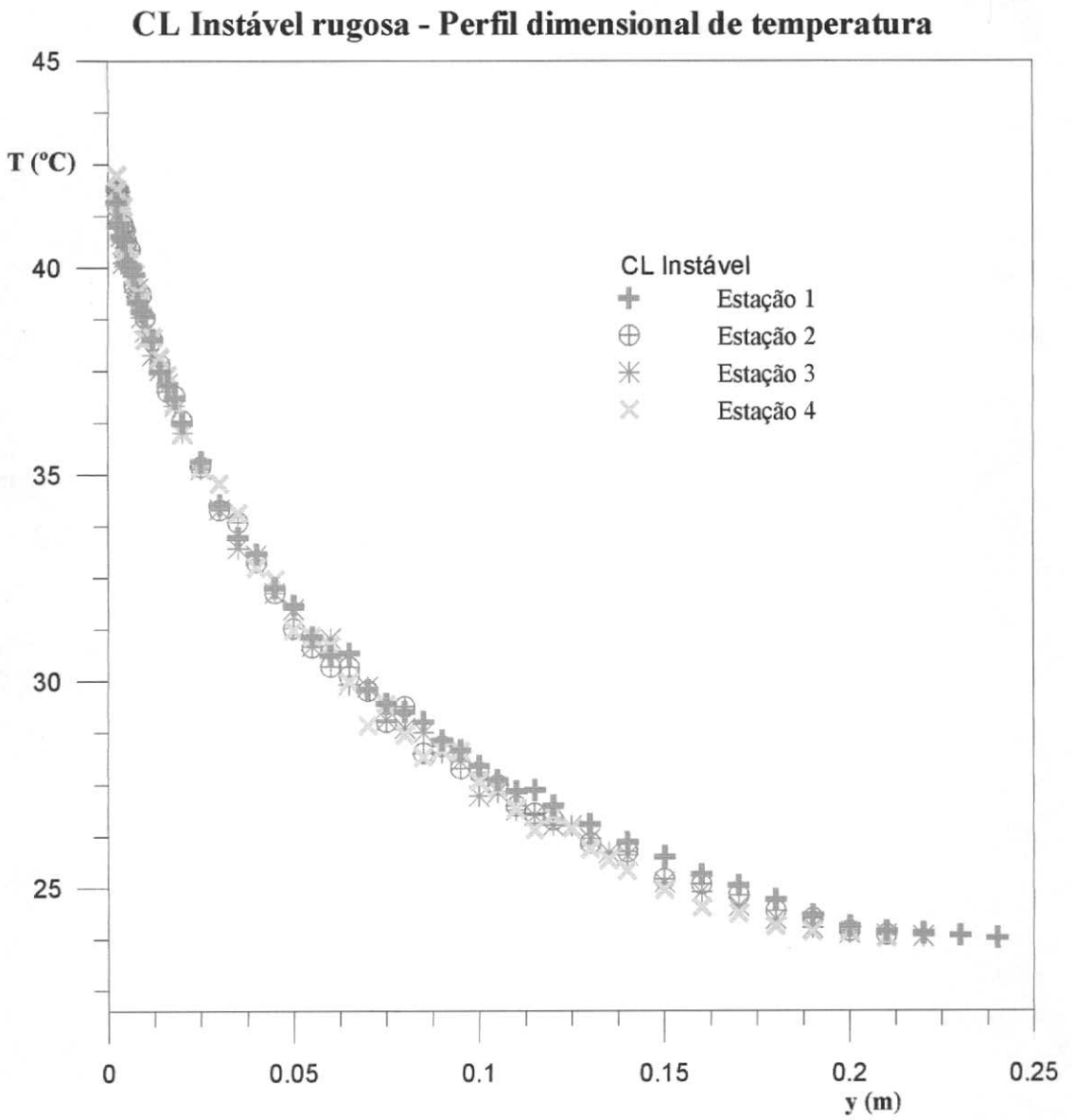


Figura 5.2.17. CL Instável - Perfil dimensional de temperatura para as quatro estações.

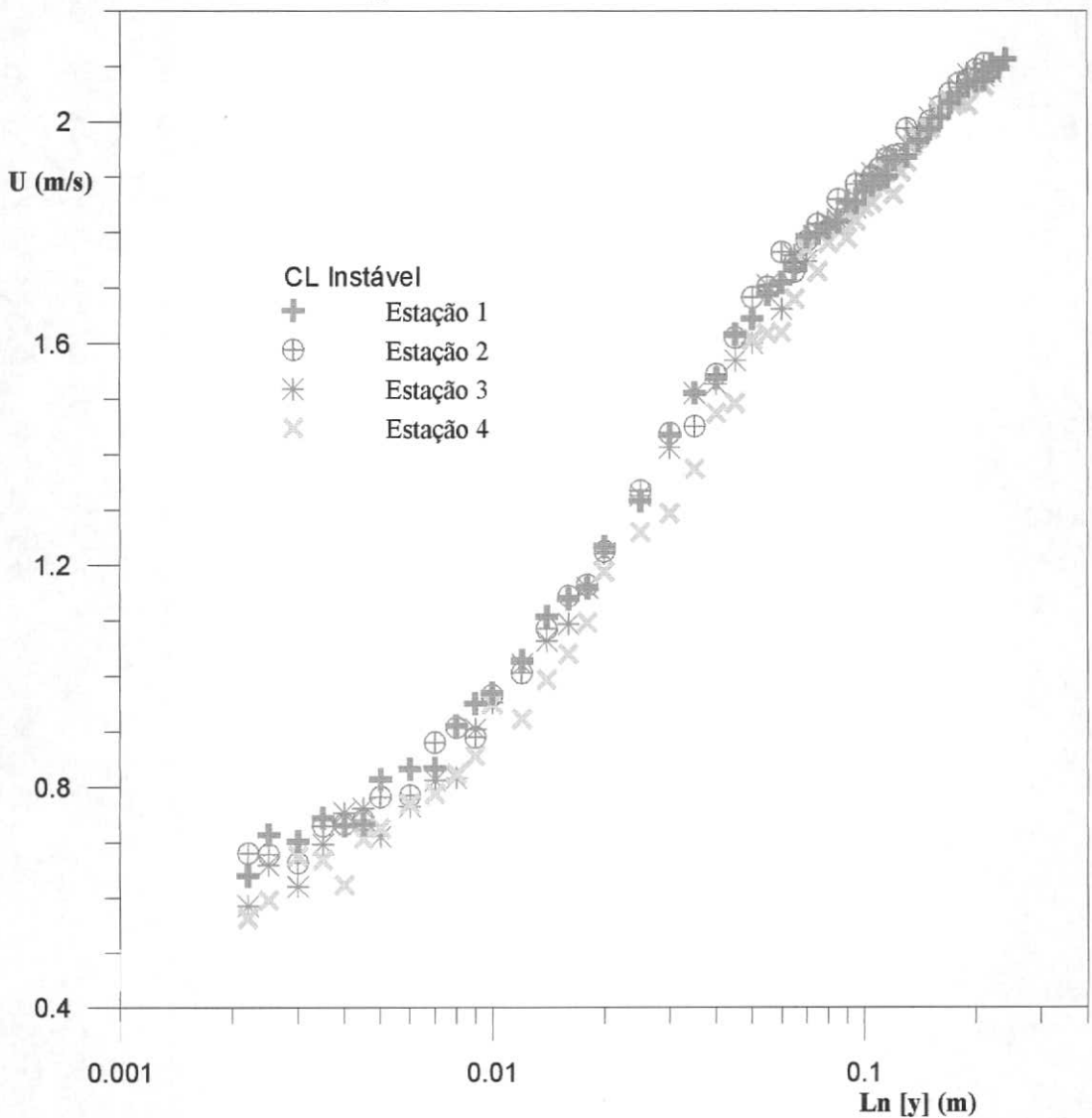
CL Instável rugosa - Perfil dimensional de velocidade

Figura 5.2.18. CL Instável - Perfil dimensional de velocidade para as quatro estações.

Percebe-se que os perfis dimensionais experimentais de temperatura e velocidade colapsaram entre si, sugerindo que a CL instável simulada nesse experimento alcançou o equilíbrio.

Os resultados de ε tanto para a velocidade quanto para a temperatura, não apresentaram valores extremamente alto que aqueles estimados com a teoria de rugosidades do tipo “K”. Vale ressaltar que essa teoria foi desenvolvida para CL neutras. Os gráficos utilizados na estimativa de ε são apresentados nas figuras 5.2.19 a 5.2.22 (velocidade) e 5.2.23 a 5.2.26 (temperatura).

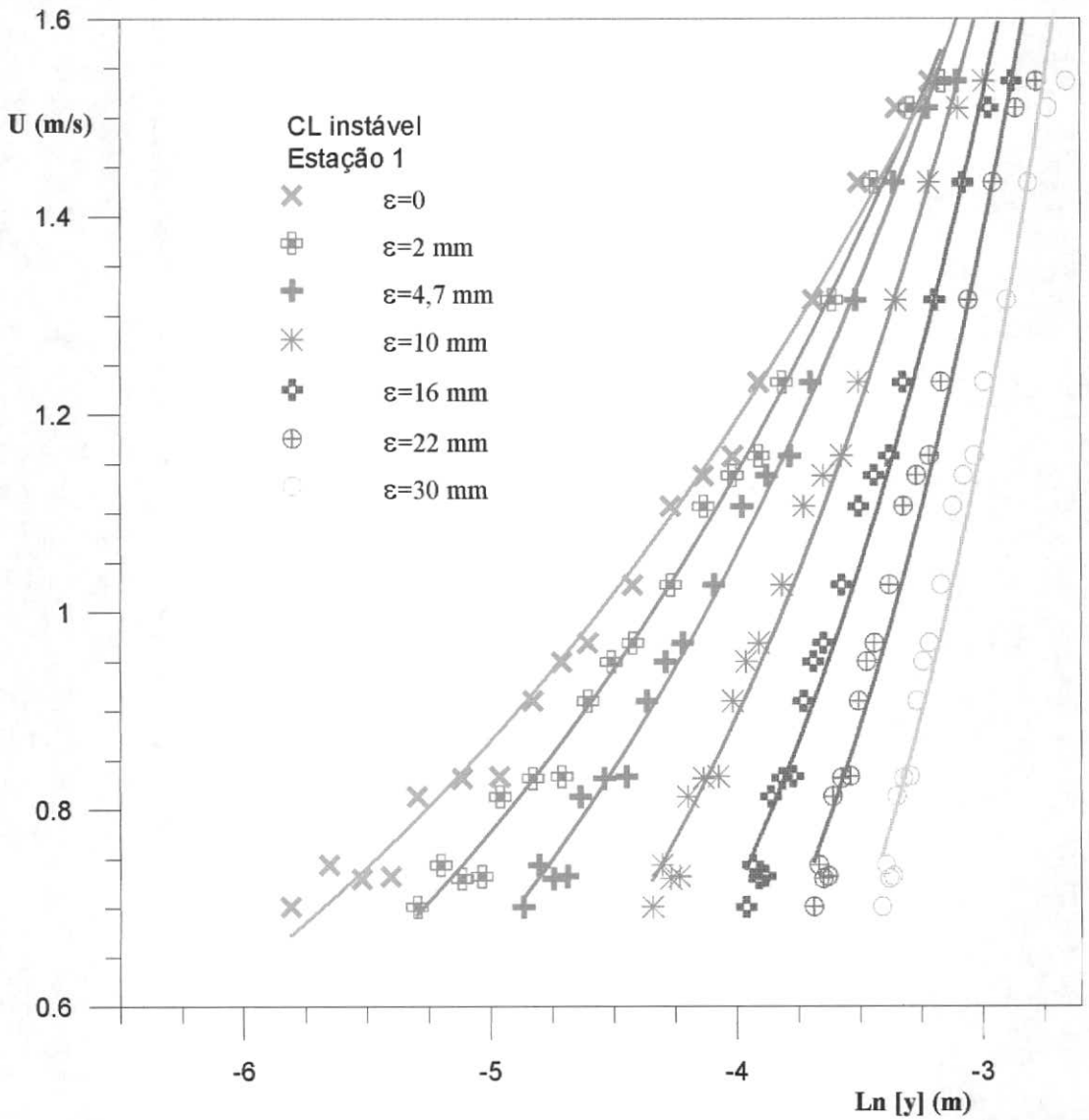


Figura 5.2.19. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para CL de velocidade na estação 1.

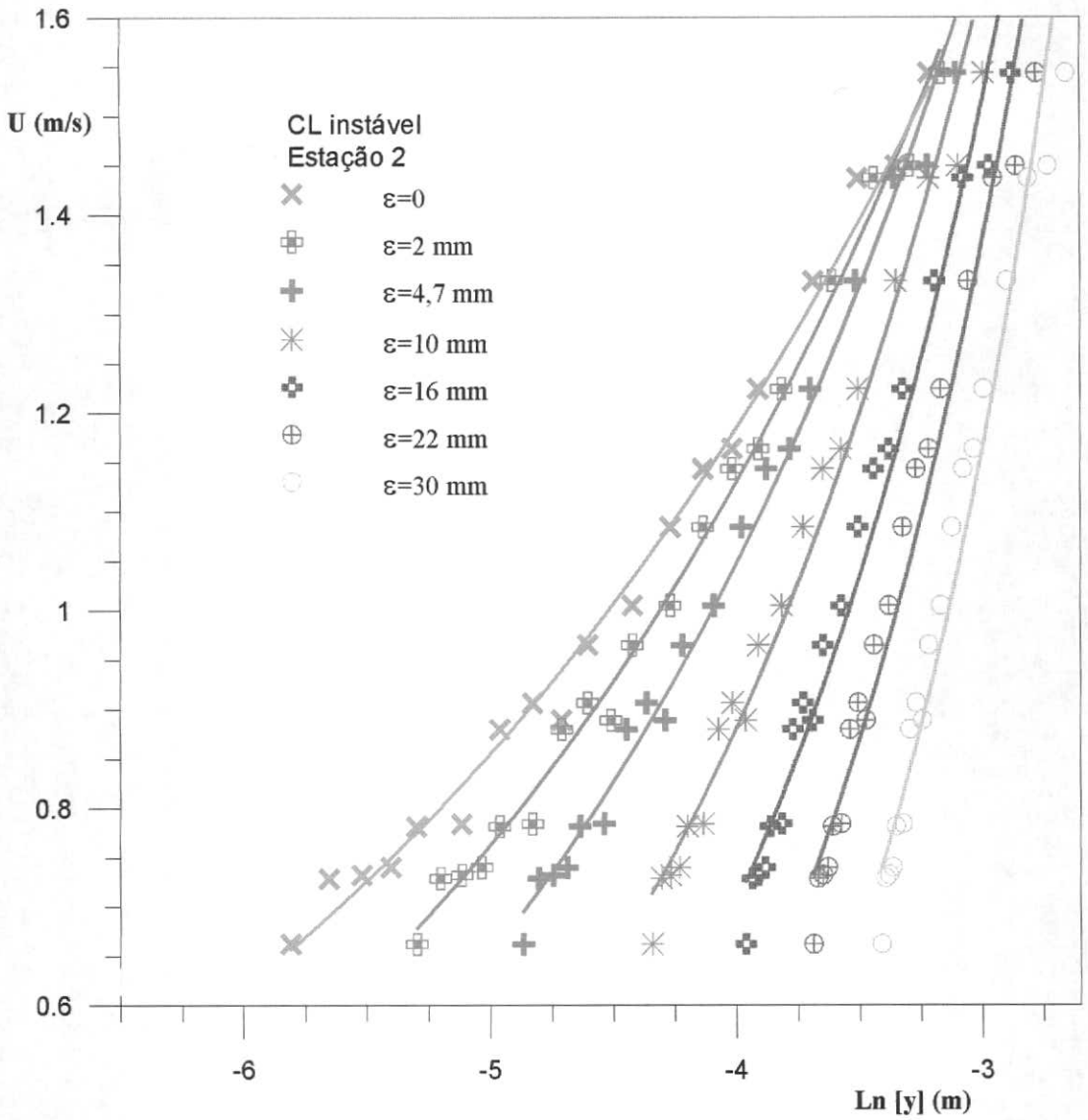


Figura 5.2.20. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ε para CL de velocidade na estação 2.

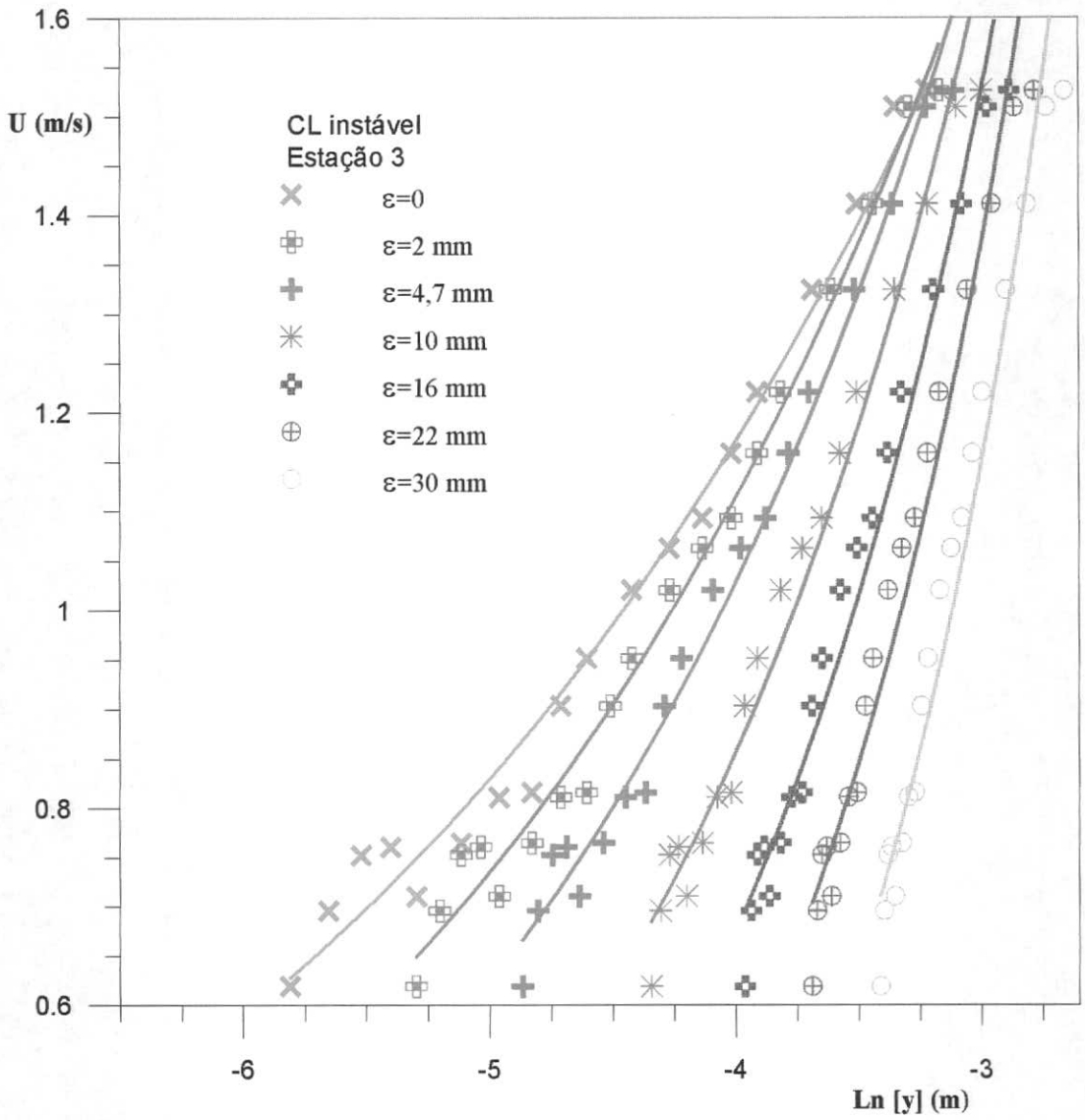


Figura 5.2.21. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para CL de velocidade na estação 3.

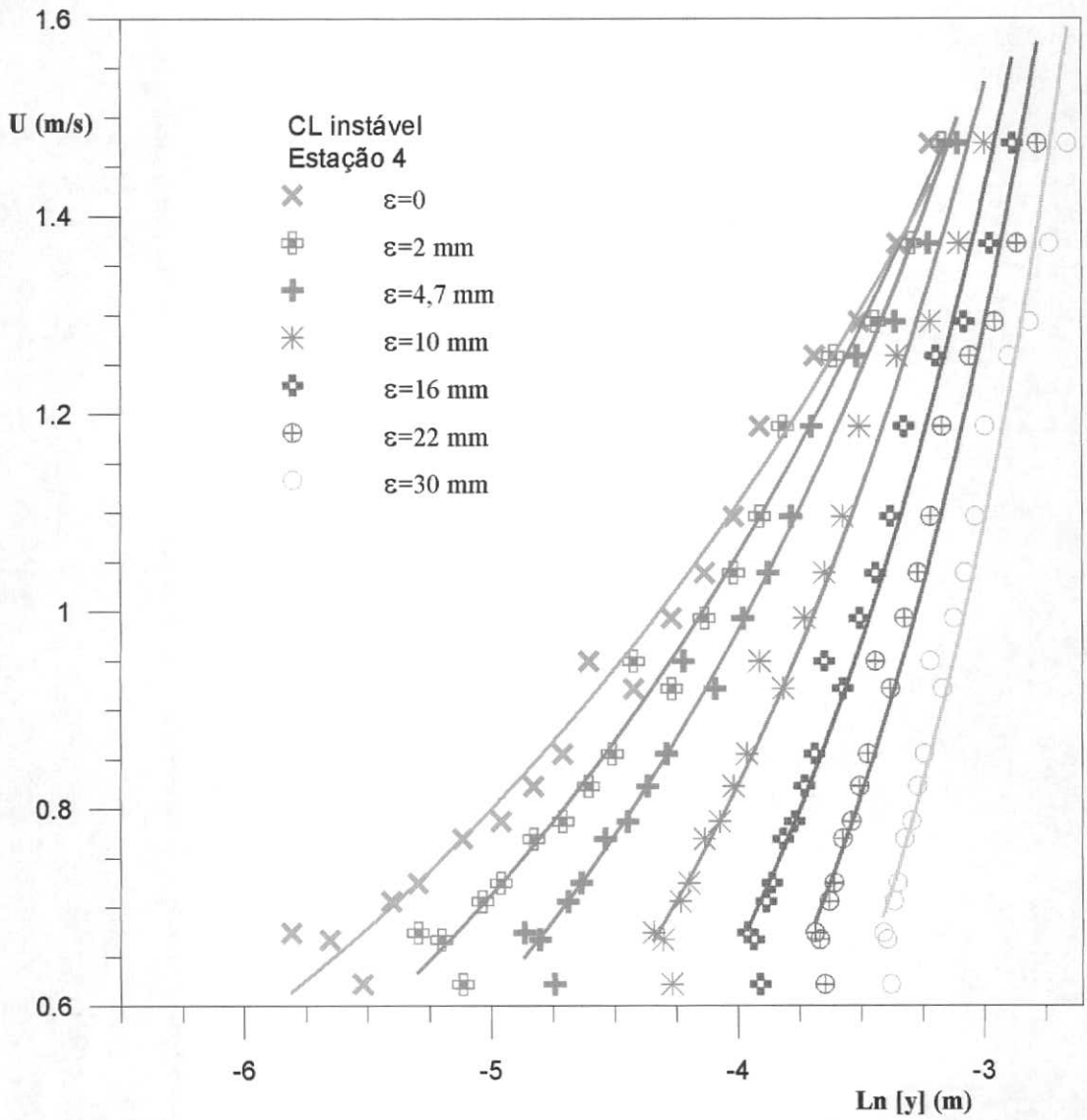


Figura 5.2.22. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para CL de velocidade na estação 4.

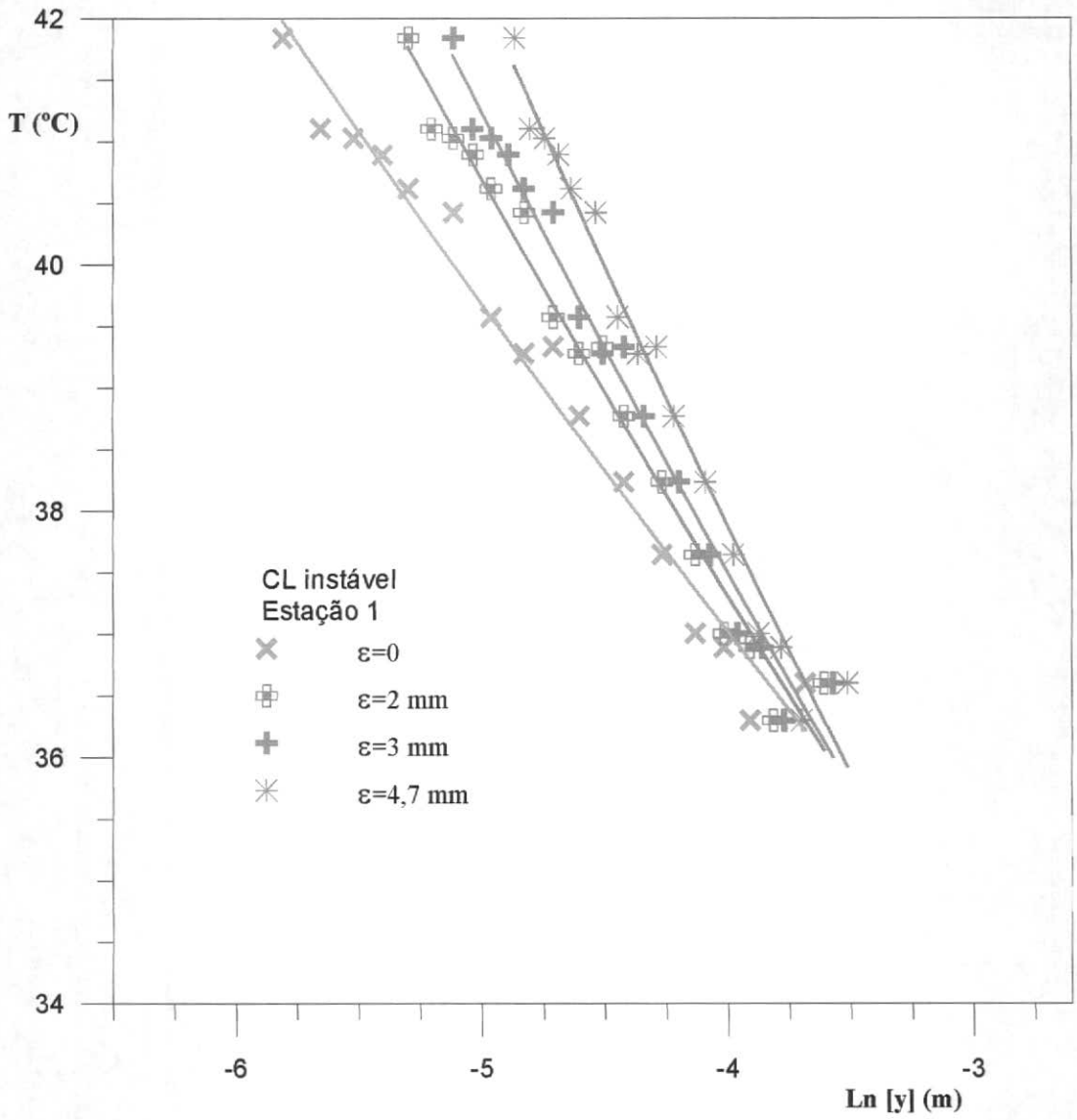


Figura 5.2.23. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para CL de temperatura na estação 1.

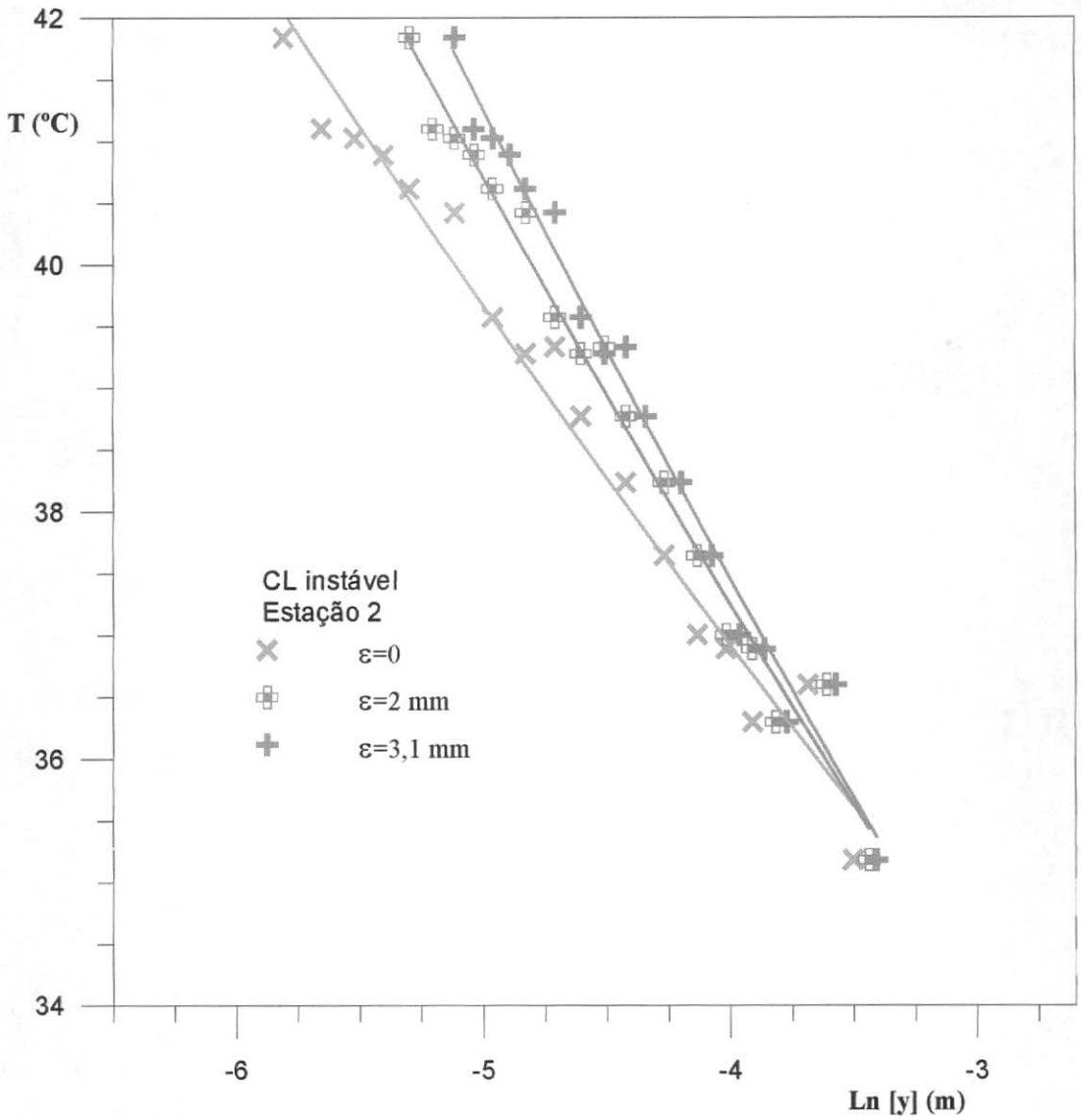


Figura 5.2.24. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para CL de temperatura na estação 2.

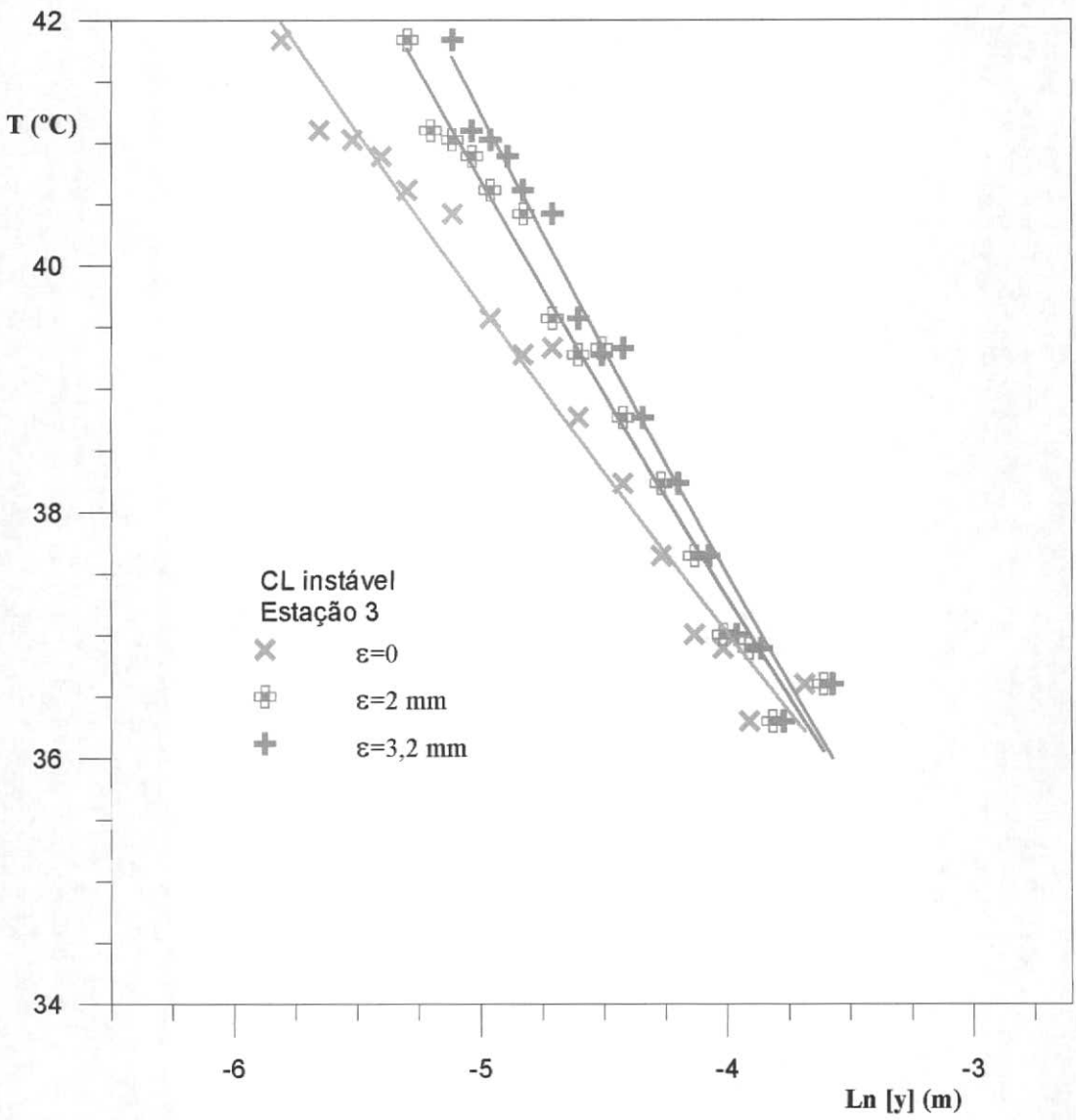


Figura 5.2.25. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para CL de temperatura na estação 3.

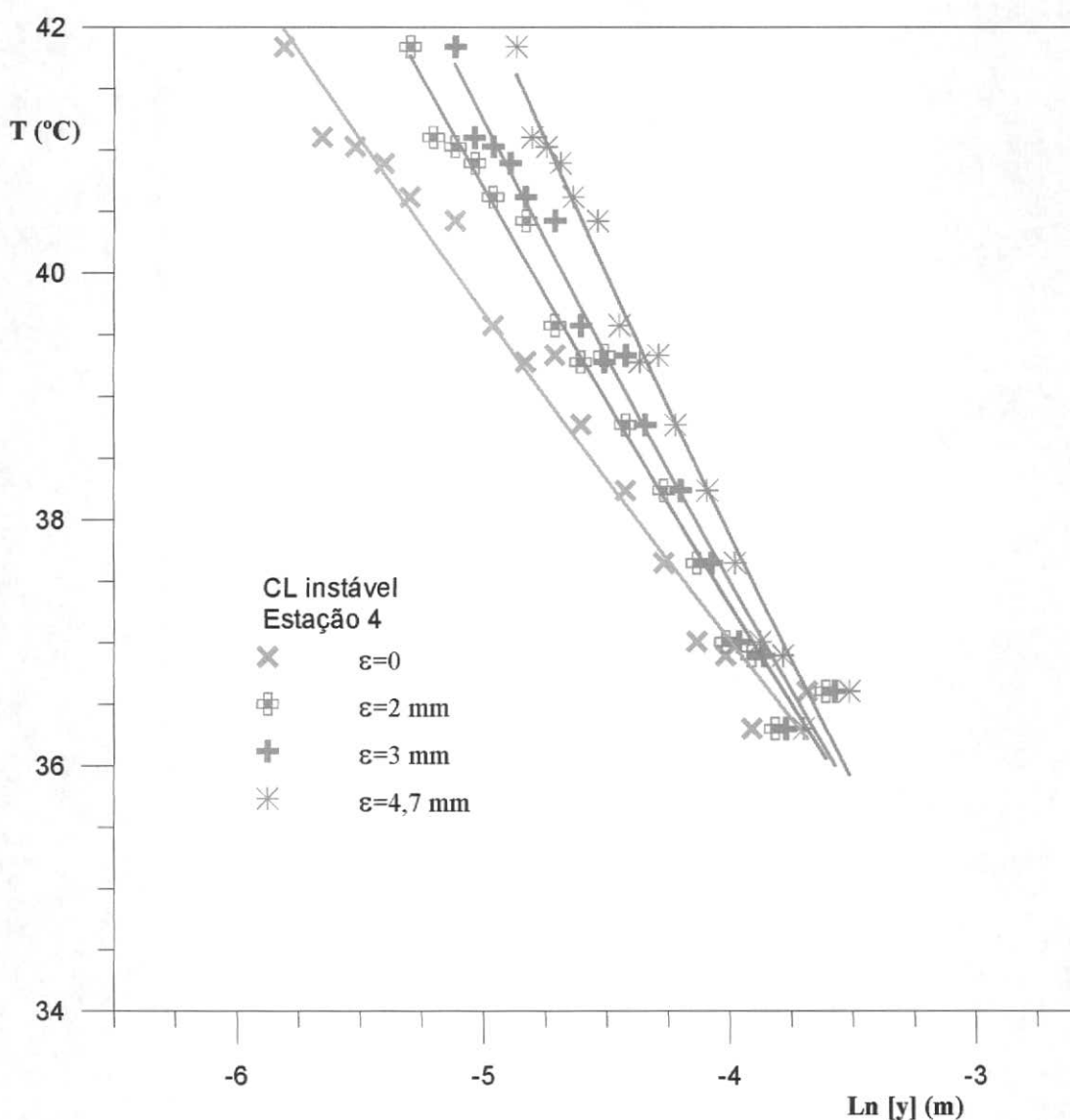


Figura 5.2.26. CL Instável – Estimativa do parâmetro de deslocamento ϵ para CL de temperatura na estação 4.

Os valores de ϵ obtidos foram diferentes para as CL hidrodinâmicas estáveis e instáveis, tendo também apresentado valores distintos para os perfis de velocidade e de temperatura em uma mesma CL instável. Esse fato indica que diferentemente do parâmetro de rugosidade aerodinâmico z_0 , o deslocamento da origem é dependente da condição de estabilidade da CL.

Nas figuras 5.2.27 a 5.2.30 são apresentados os perfis adimensionais de temperatura comparados a perfis teóricos; nas figuras 5.2.31 a 5.2.34 apresentamos os perfis de velocidade.

CL Instável rugosa - Perfil adimensional de temperatura

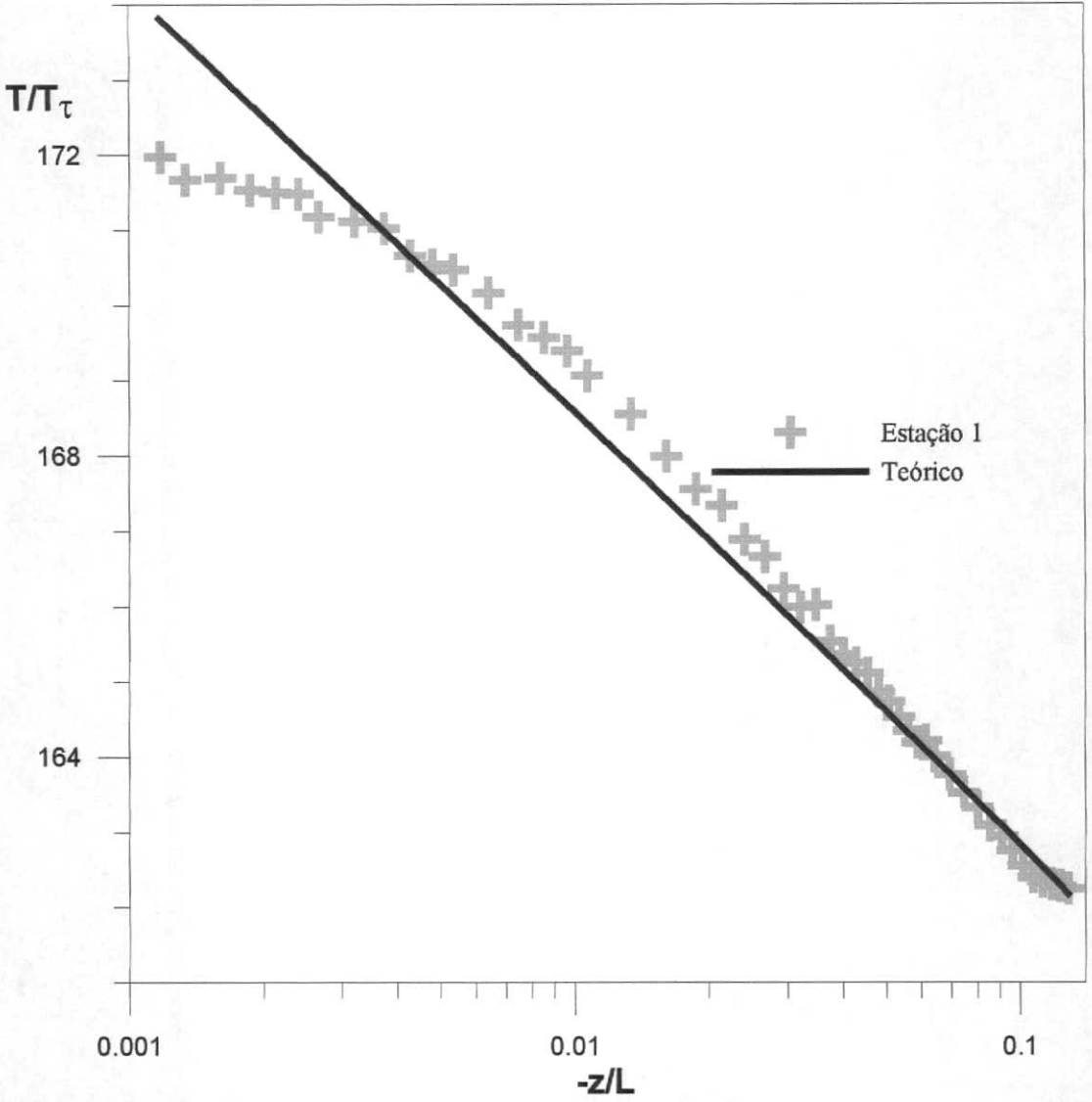


Figura 5.2.27. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 1.

CL Instável rugosa - Perfil adimensional de temperatura

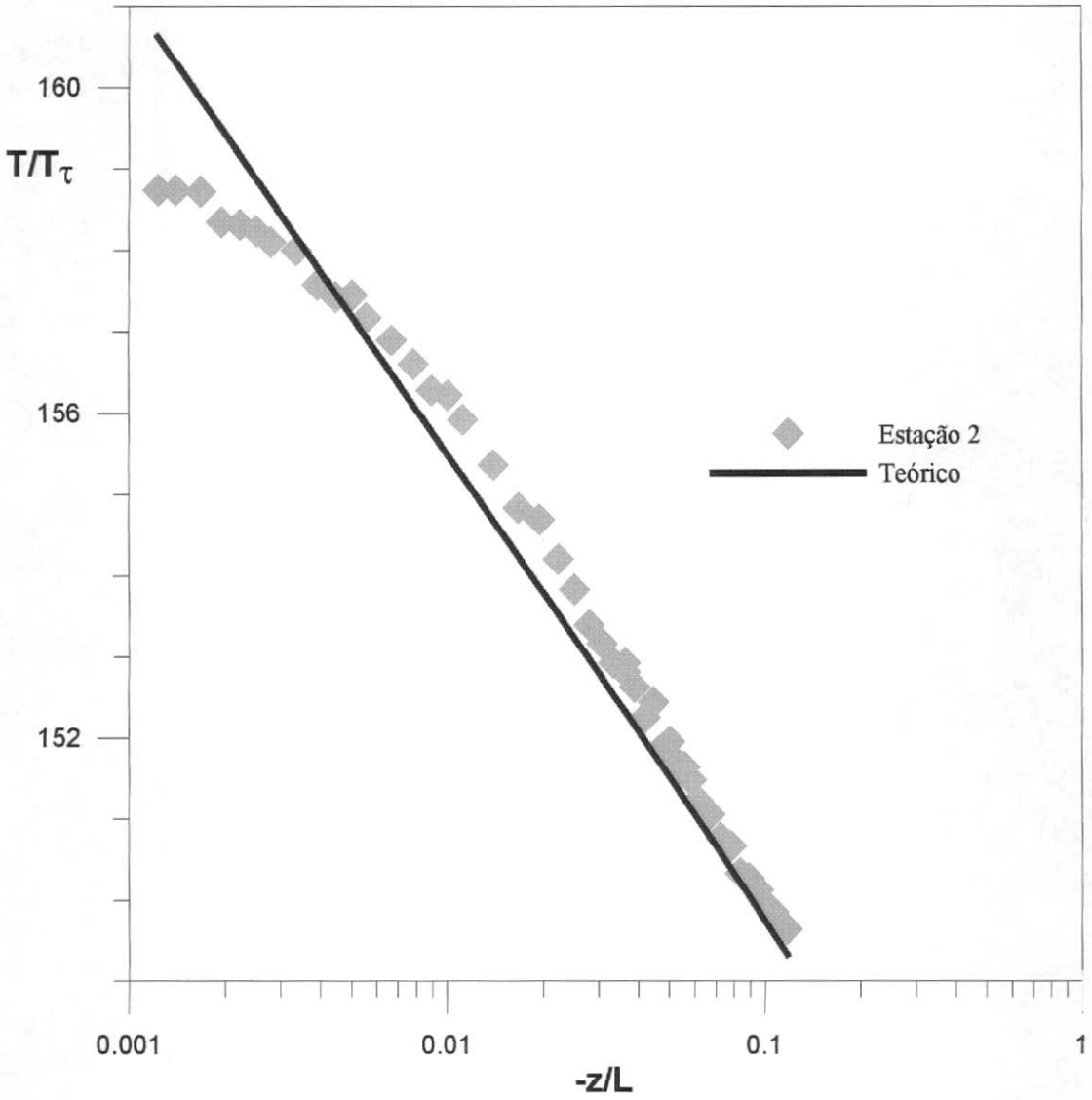


Figura 5.2.28. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 2.

CL Instável rugosa - Perfil adimensional de temperatura

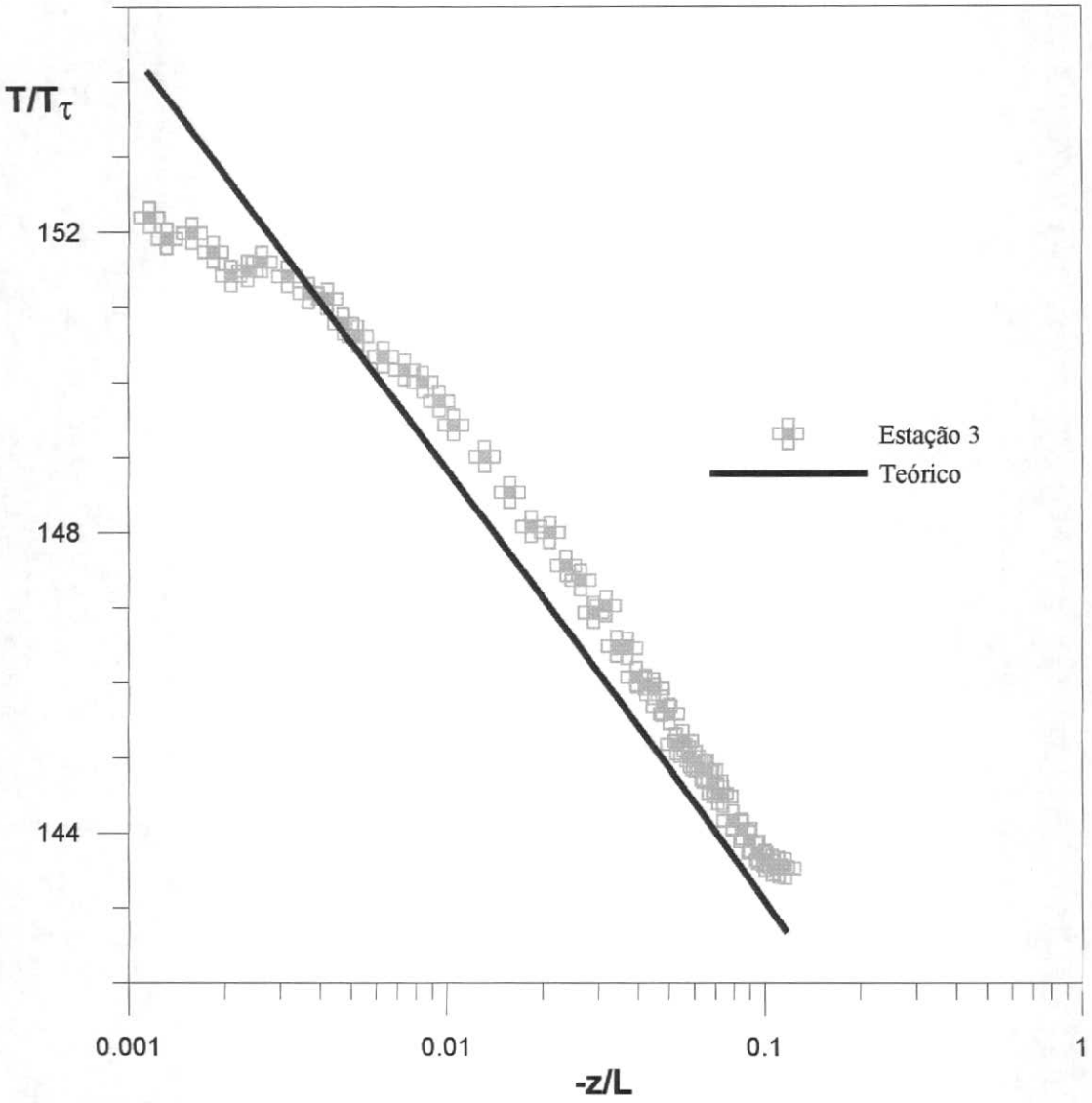


Figura 5.2.29. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 3.

CL Instável rugosa - Perfil adimensional de temperatura

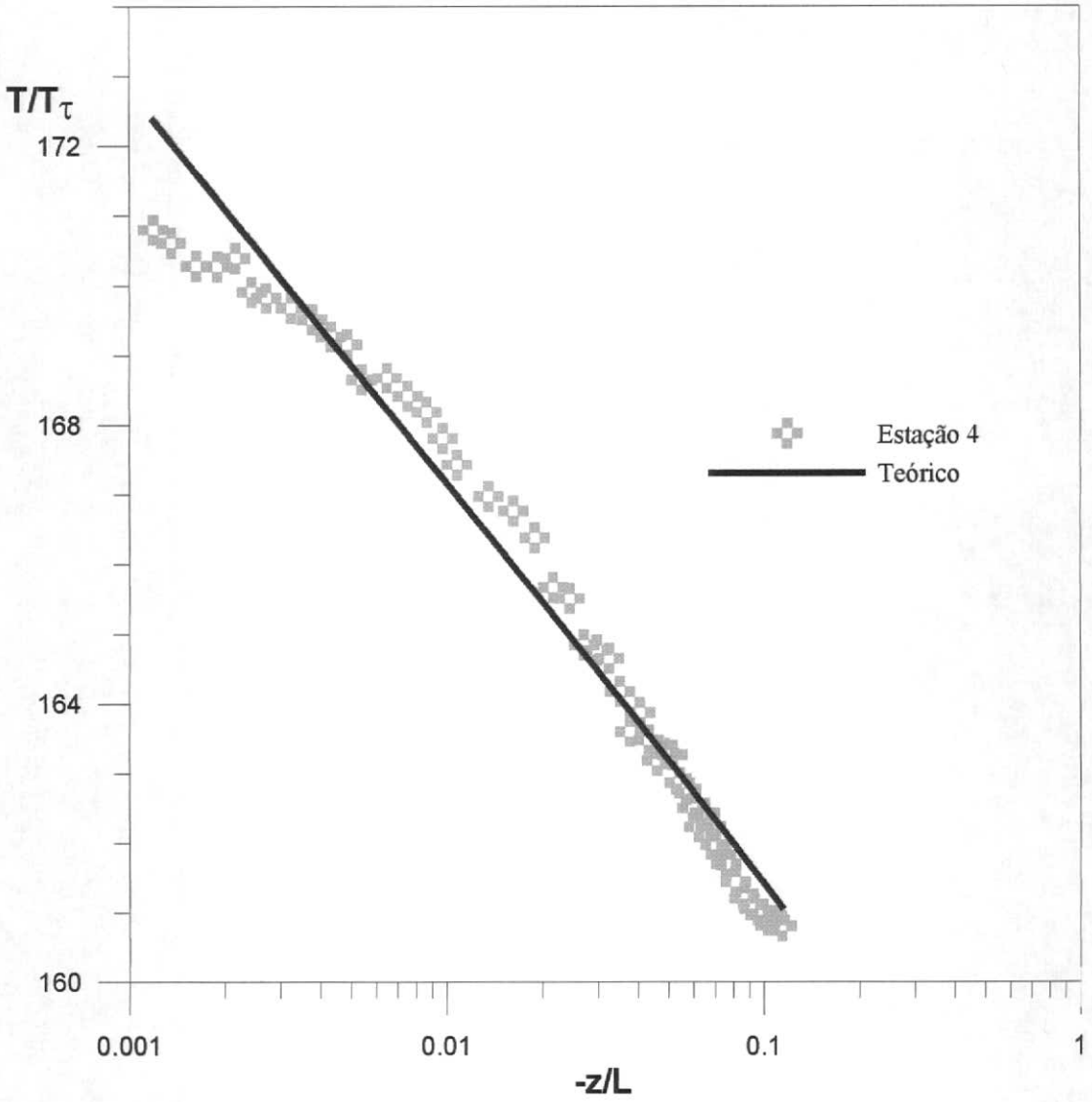


Figura 5.2.30. CL Instável - Perfil adimensional de temperatura medido na estação 4.

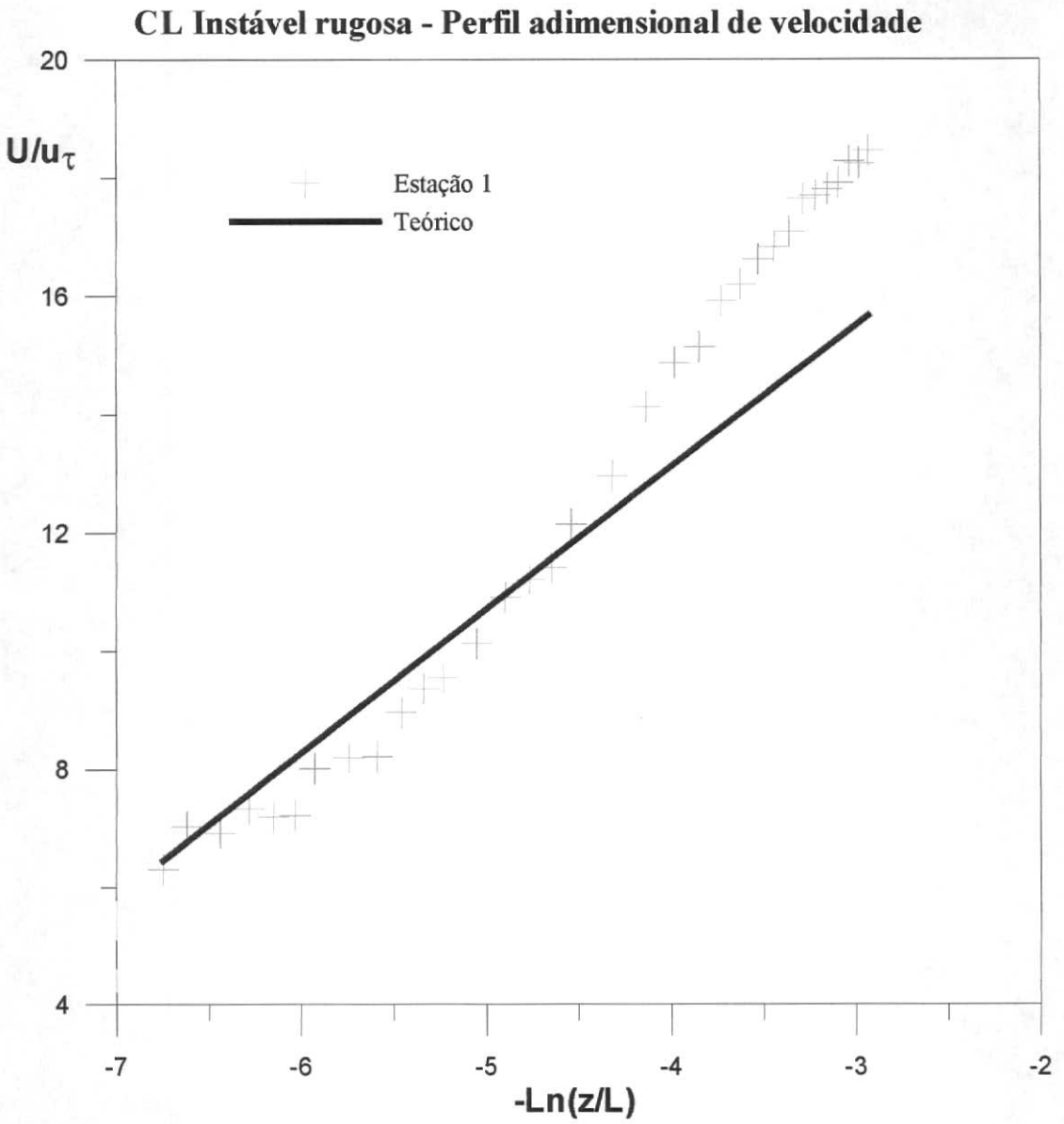


Figura 5.2.31. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 1.

CL Instável rugosa - Perfil adimensional de velocidade

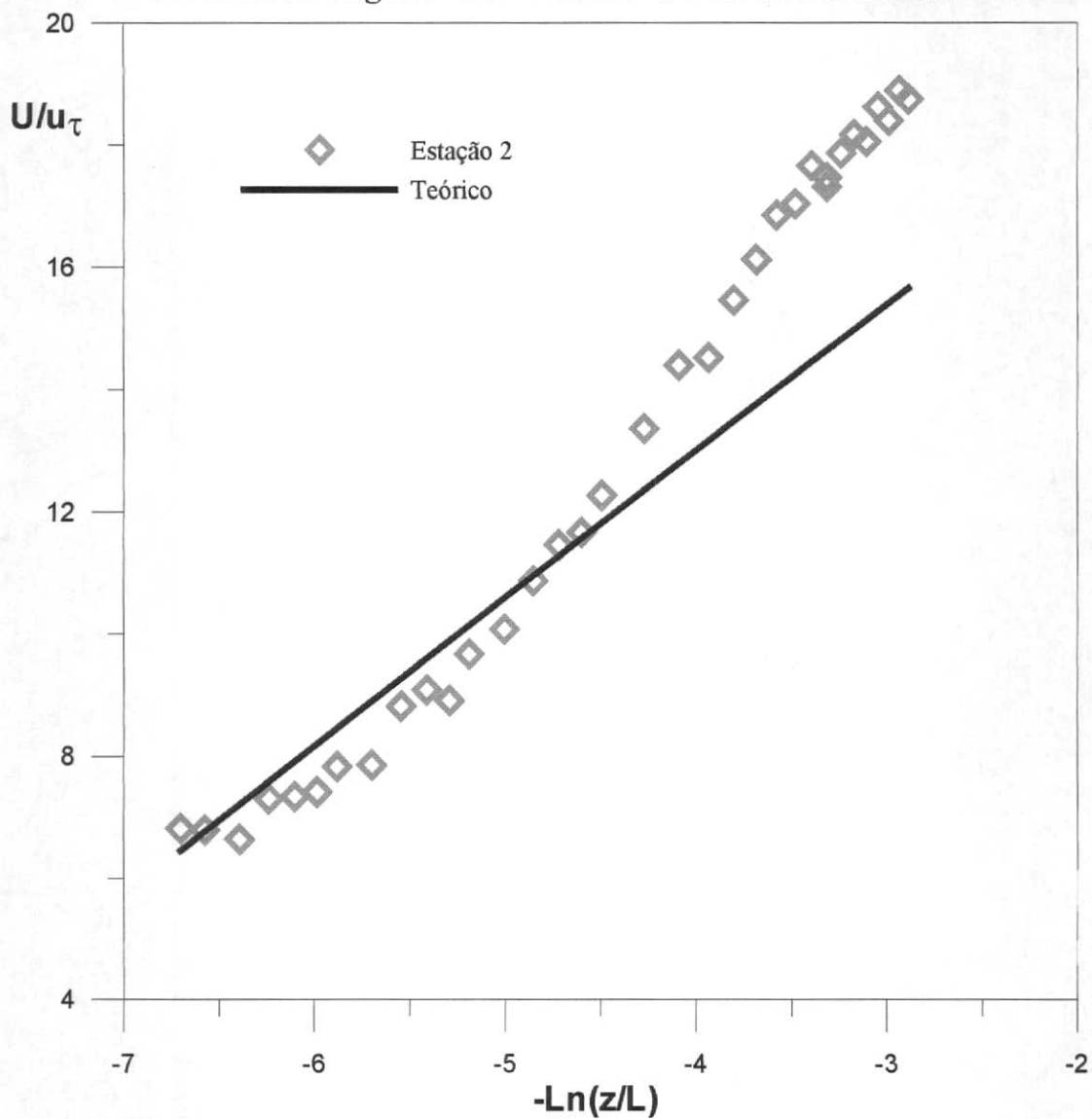


Figura 5.2.32. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 2.

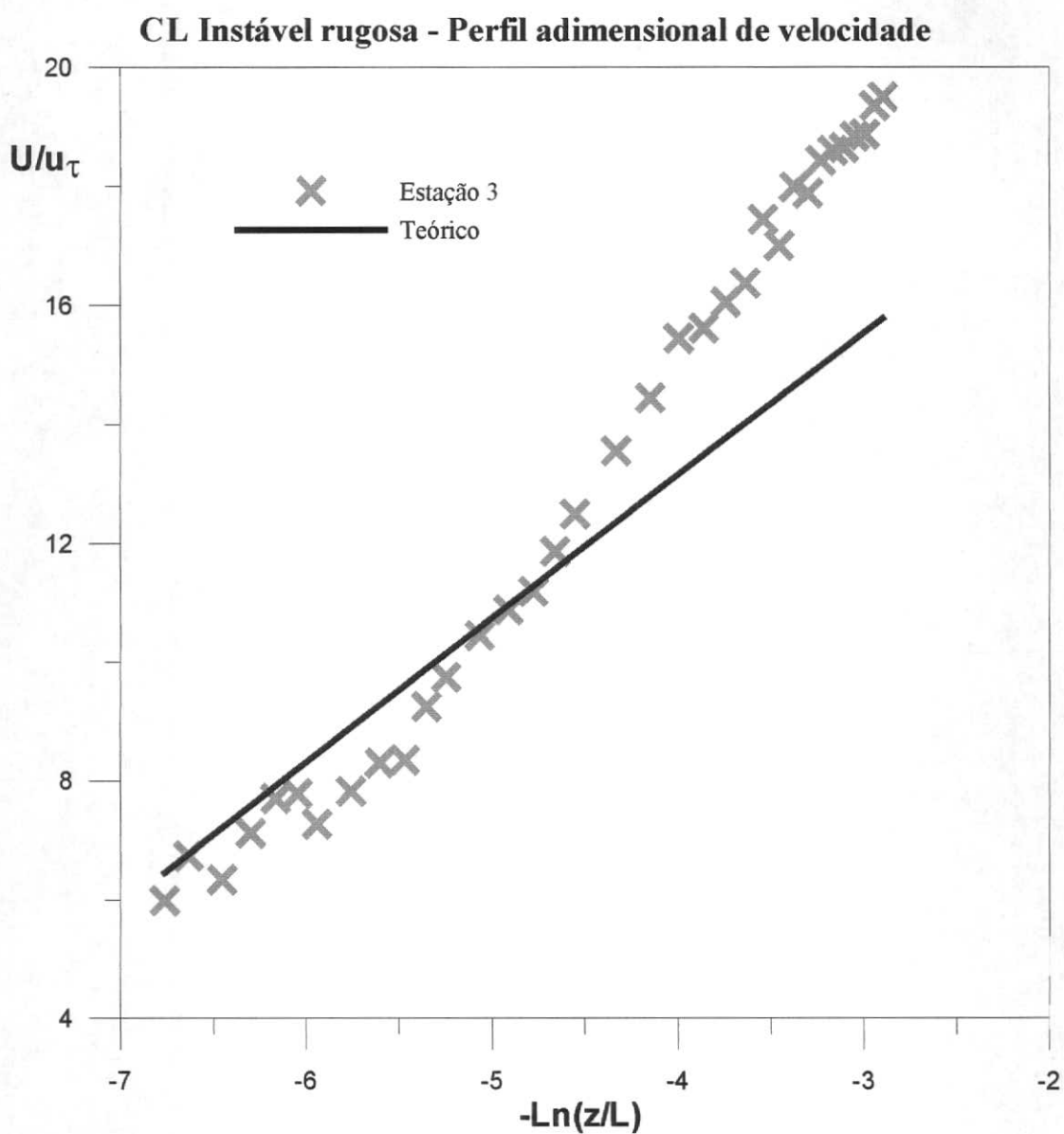


Figura 5.2.33. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 3.

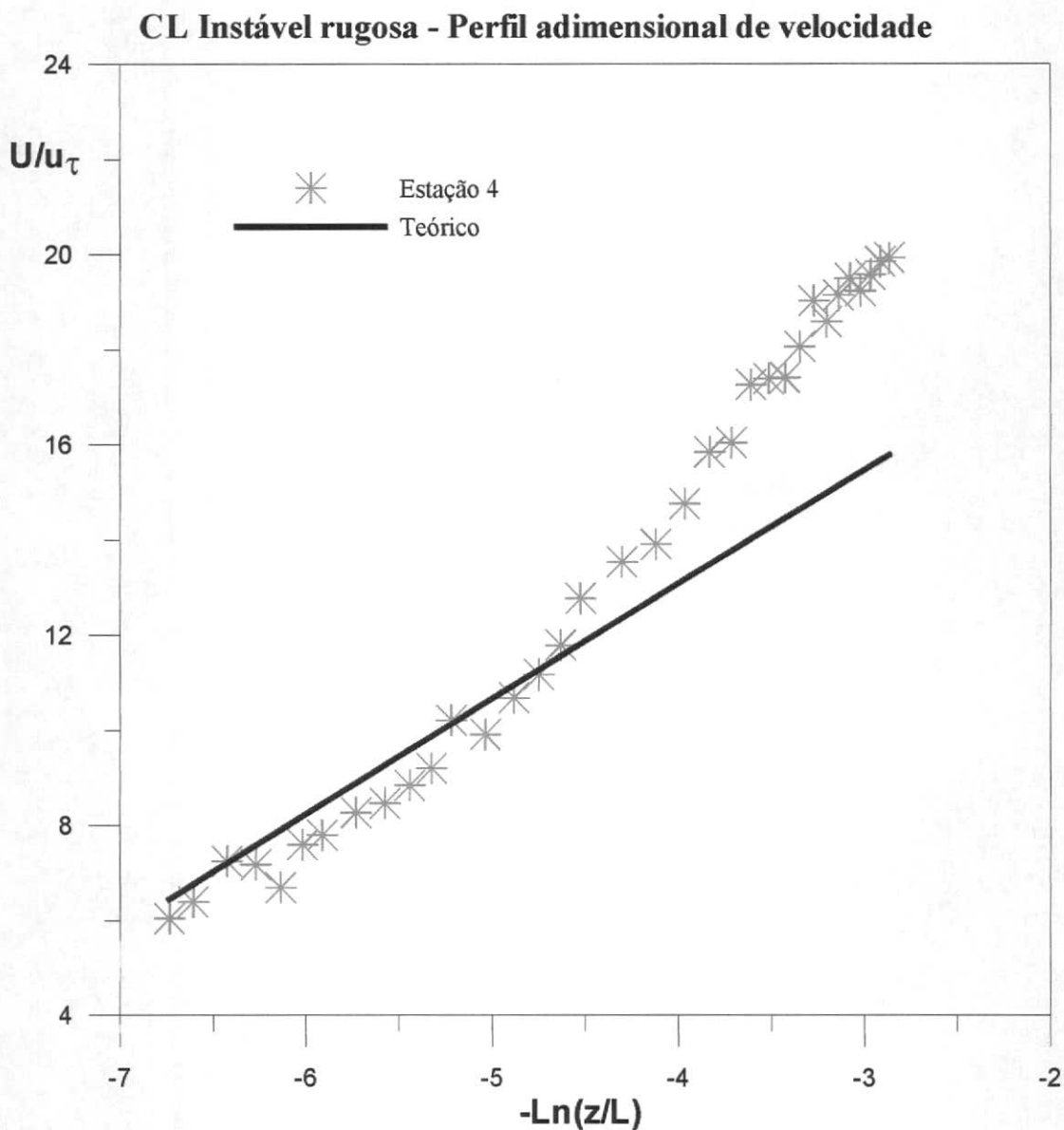


Figura 5.2.34. CL Instável - Perfil adimensional de velocidade medido na estação 4.

No caso de CL instáveis sobre superfícies rugosas os perfis de velocidade apresentaram uma ligeira defasagem com relação aos perfis teóricos, normalmente superestimando a intensidade da velocidade. Na região adjacente a parede, não foi observado o aumento da velocidade, como ocorrido no caso da CL instável se desenvolvendo sobre superfície lisa. Para o campo térmico, próximo a superfície inferior, os valores teóricos de temperatura superestimam a intensidade da temperatura obtida experimentalmente. Vale ressaltar que na região adjacente a superfície inferior, ocorre uma intensa produção de turbulência térmica e mecânica devido aos efeitos do gradiente de

temperatura e dos elementos rugosos. Essa configuração possibilita o aparecimento de uma região do escoamento que não apresenta equilíbrio local, não sendo válida portanto a hipótese de turbulência homogênea e isotrópica nessa região. Dessa forma, a teoria da similaridade da camada de superfície, necessária para obtenção dos perfis universais, não deve ser aplicada nessa região. Nas demais regiões, onde supostamente a CL está em equilíbrio, o perfil universal de temperatura apresenta uma boa reprodução do perfil obtido experimentalmente.

As espessuras da CL aerodinâmica e térmica nesses experimentos apresentaram valores rigorosamente iguais, tanto nas medições de CL estável quanto de CL instável. Tais constatações, associadas aos valores calculados para o parâmetro de forma de Clauser que ficaram sempre próximos a 7, confirmam a hipótese levantada no capítulo anterior de que o escoamento necessitava de um maior comprimento de túnel para que a CL entrasse em equilíbrio.

Comparando os resultados obtidos para os dois regimes de CL analisados, podemos concluir que a espessura da CL instável apresentou valores bastante superiores `aqueles obtidos para CL estáveis, confirmando o que acontece com as CL observadas na natureza.

A comparação entre os perfis obtidos experimentalmente e os perfis universais para CL instáveis e estáveis, sobre superfície lisa e rugosa, demonstrou que para as situações onde a CL supostamente atingiu equilíbrio, os perfis teóricos reproduzem o comportamento físico encontrado experimentalmente. Isso é claramente demonstrado no estudo de CL instáveis sobre superfície rugosa.

Uma análise da influencia da convecção natural foi feita através da relação entre os números de Grashof (Gr) e de Reynolds (Re), seguindo a equação 5.2.1 a seguir (Kakaç, 1987).

$$\frac{Gr}{Re^2} > 1 \quad (5.2.1)$$

Quando essa relação é verdadeira podemos dizer que a convecção mista passa a desempenhar um importante papel no estudo do escoamento, onde Gr é dado pela equação 5.2.2

$$Gr = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)l^3}{\nu^2} \quad (5.2.2)$$

com g e ν s'ao a aceleração da gravidade e a viscosidade cinemática, β o coeficiente de expansão volumétrica do ar, T_w a temperatura na parede, T_∞ a temperatura no topo da região logarítmica e l  a razão entre a área e o perímetro da seção.

O número de Reynolds utilizado na equação 5.2.1 é calculado pela expressão 5.2.3 abaixo:

$$Re = \frac{U_\infty l}{\nu} \quad (5.2.2)$$

onde l tem o mesmo significado da equação anterior e U_∞ representa velocidade no escoamento livre.

	Gr/Re²	
	CL instável lisa	CL instável rugosa
Estação 4	0,068	0,064

Tabela 5.2.3 – Relação entre os números de Grashof e de Reynolds.

Os valores apresentados na tabela 5.2.3 para a relação entre Grashof e Reynolds em CL instáveis sobre superfícies lisas e rugosas demonstraram que nas duas configurações a convecção forçada é o mecanismo de transporte de calor preponderante.

5.3 Turbulência e teoria espectral.

Nas seções anteriores a CL estratificada foi tratada somente com relação aos seus termos médios. Faz-se necessário entender o comportamento das estruturas turbulentas que compõem a CL estratificada, principalmente na região logarítmica.

Os valores das flutuações tanto de velocidade quanto de temperatura, foram medidas por dois métodos distintos conforme explicado no capítulo 4. Nesse capítulo, os valores das flutuações considerados serão os medidos através do amplificador de corrente alternada construído no laboratório.

A escolha foi feita com base na diferença da taxa de aquisição dos dados experimentais de velocidade e temperatura conforme explicado no capítulo 4. Acreditamos que essa diferença pode ser amenizada não se utilizando a flutuação estimada através do computador, que tem a limitação de 90 Hz para medição de temperatura, e sim se utilizando diretamente as medidas de corrente alternada.

Nas figuras 5.3.1 e 5.3.2 são apresentadas as normas dos perfis longitudinais das flutuações de temperatura e velocidade, respectivamente, representados pelos símbolos T' e u' , para CL estáveis e instáveis. Na figura seguinte (5.3.3) uma representação da variação longitudinal do tensor de flutuações $\overline{u'T'^2}$ é apresentada.

Observa-se que, como esperado, que as flutuações são maiores nos casos de CL instável, principalmente para os perfis de temperatura, onde o comportamento de ambas é assimétrico.

Camada Limite rugosa - flutuações de temperatura

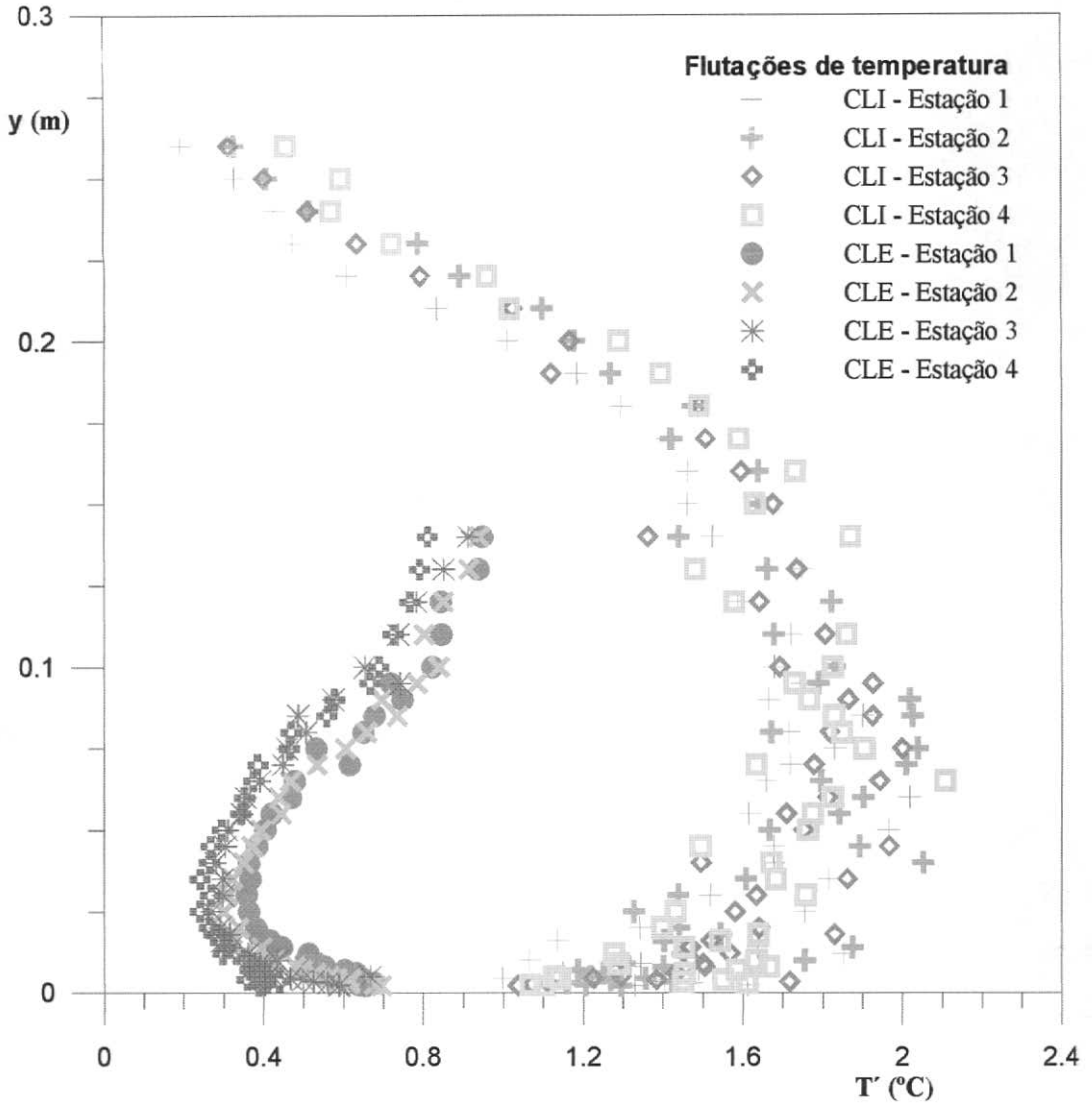


Figura 5.3.1. CL Estável e Instável sobre superfície rugosa – Flutuações de temperatura.

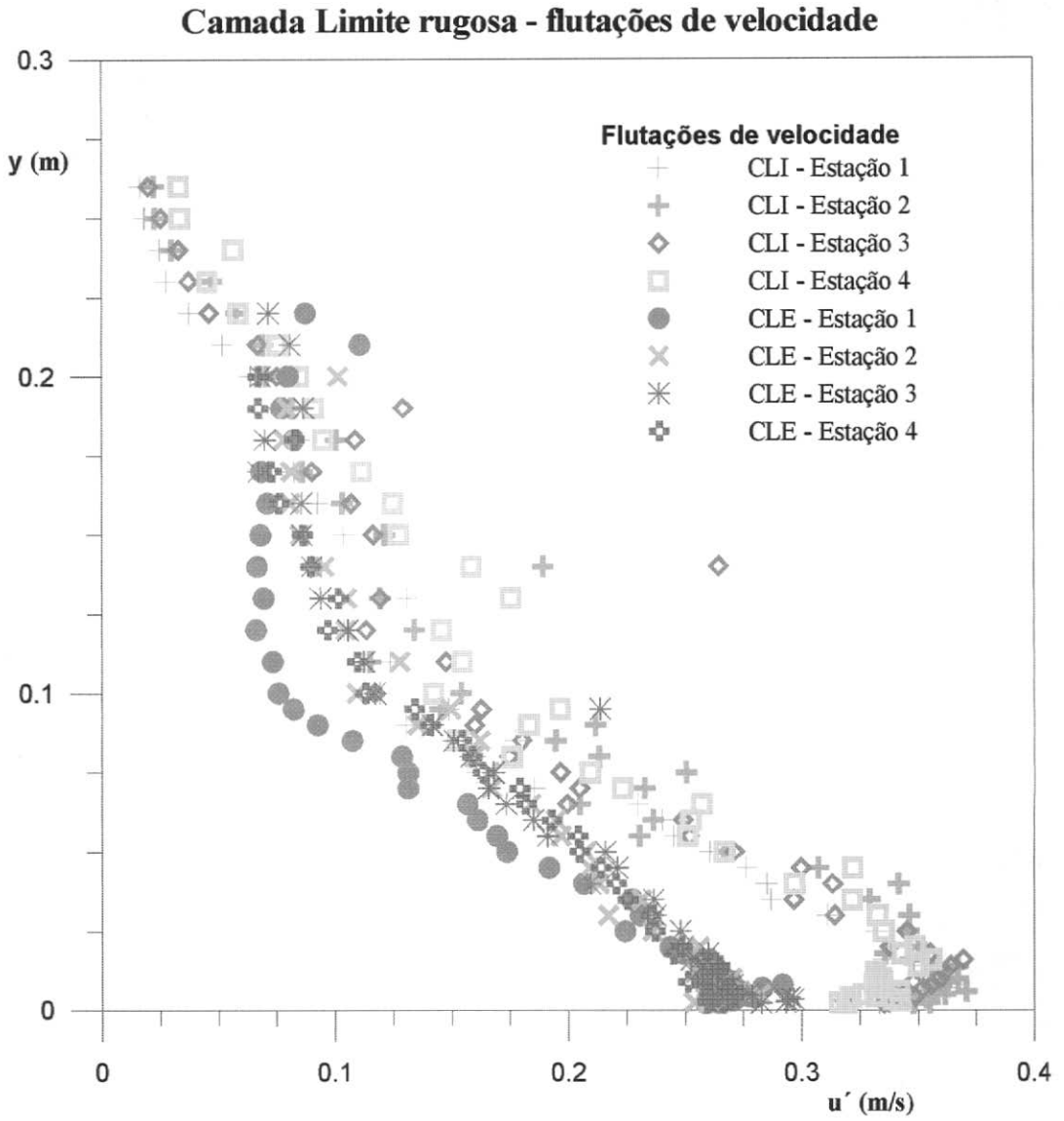


Figura 5.3.2. CL Estável e Instável sobre superfície rugosa – Flutuações de velocidade.

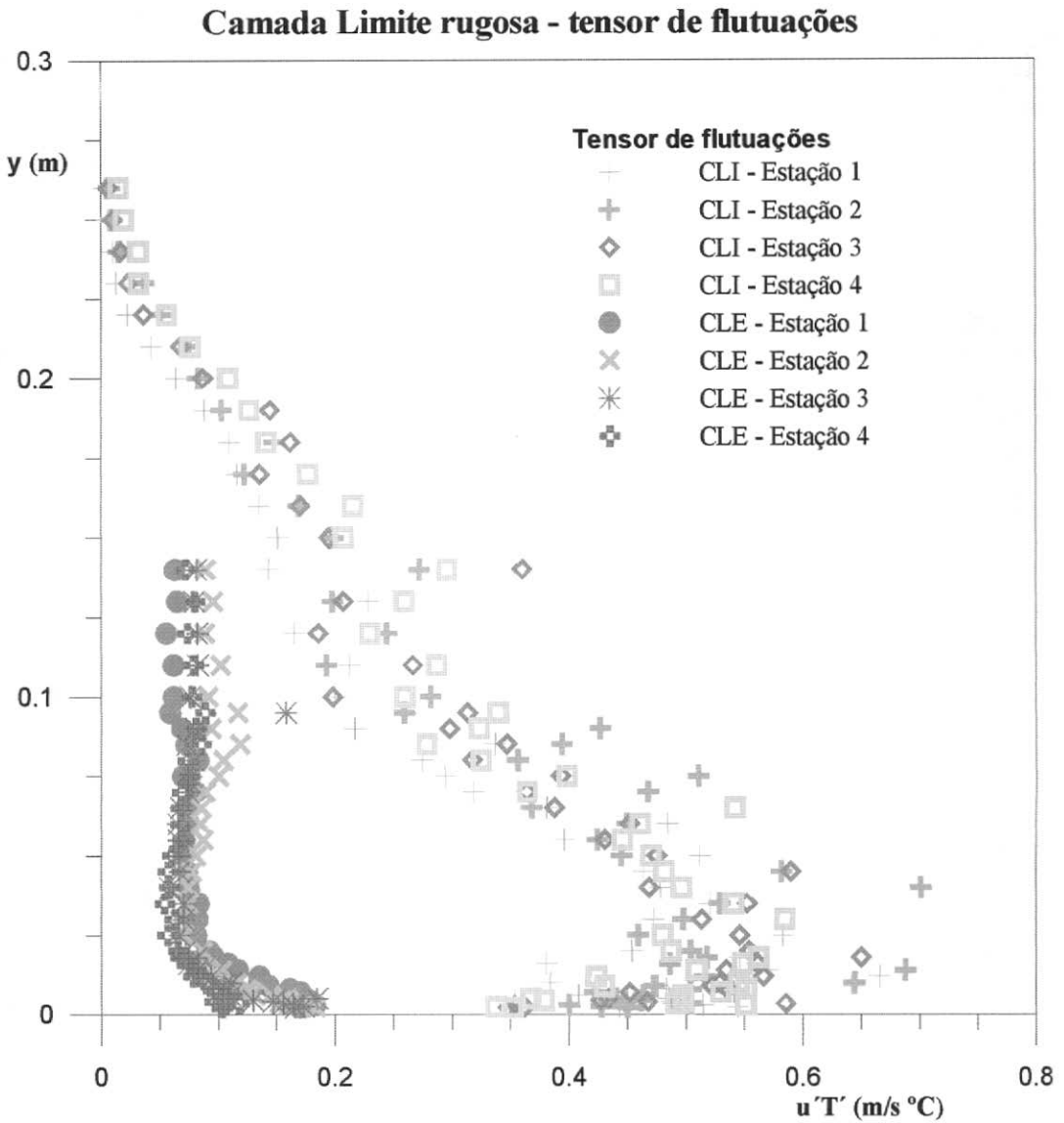


Figura 5.3.3. CL Estável e Instável sobre superfície rugosa – Tensor de flutuações médio.

Para que se possa ter uma idéia dos vórtices e da transferência de energia dentro da CL, o espectro de energia é usualmente aplicado. A metodologia para o seu cálculo está descrita na seção 3.4 deste trabalho.

O software MatLab 5.3.1 foi utilizado devido a sua portabilidade para tratamento de sinal, juntamente com o Mathematica 4.0 para o cálculo das equações descritas no capítulo 3. Os resultados são apresentados a seguir e comparados com o decaimento de $k^{-5/3}$ de Kolmogorov. Nas figuras 5.3.4 e 5.3.5 são apresentados os espectros das flutuações de

temperatura para os casos de CL estável e instável, respectivamente, e nas figuras 5.3.6 e 5.6.7 para as flutuações de velocidade.

CL Estável rugosa -Espectro turbulento longitudinal de temperatura

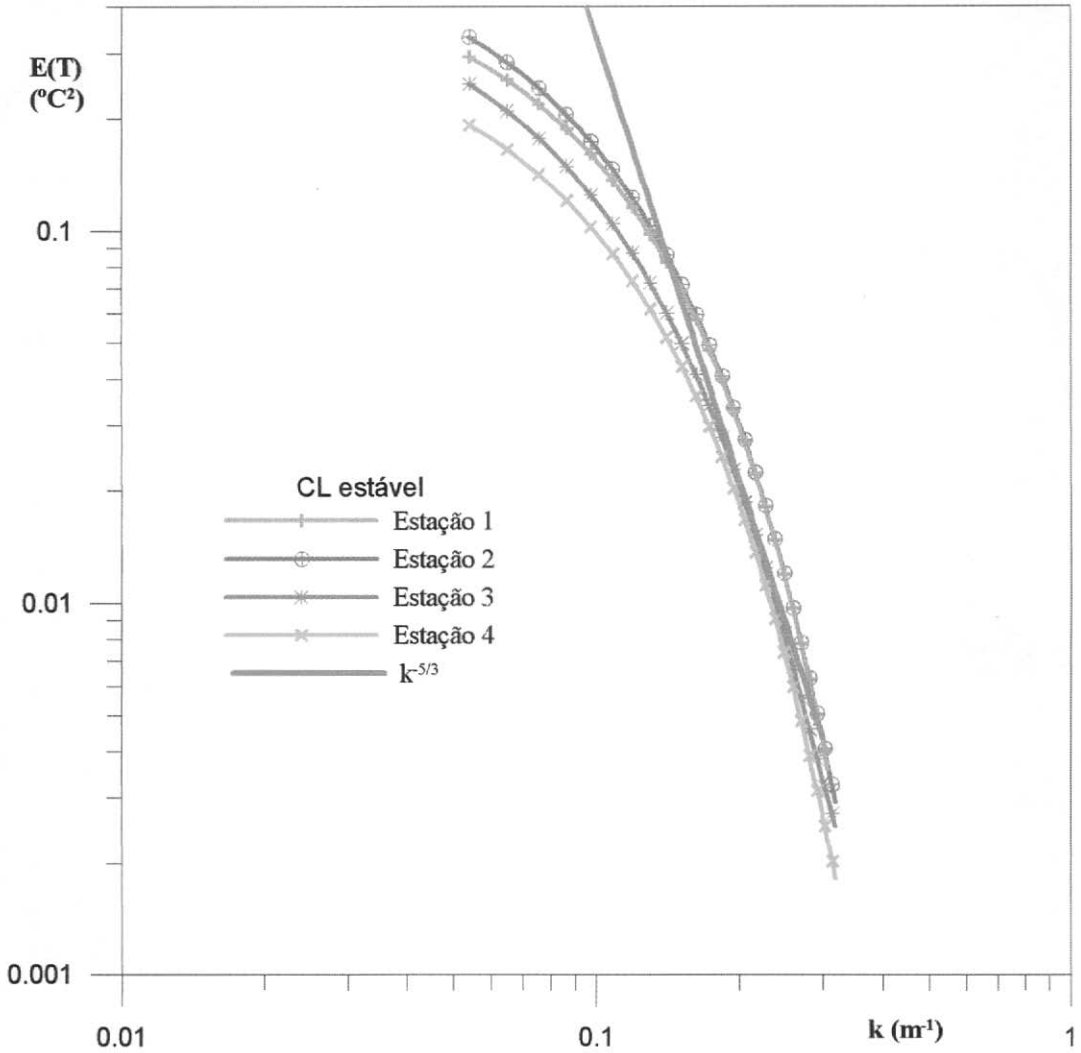


Figura 5.3.4. CL Estável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de temperatura.

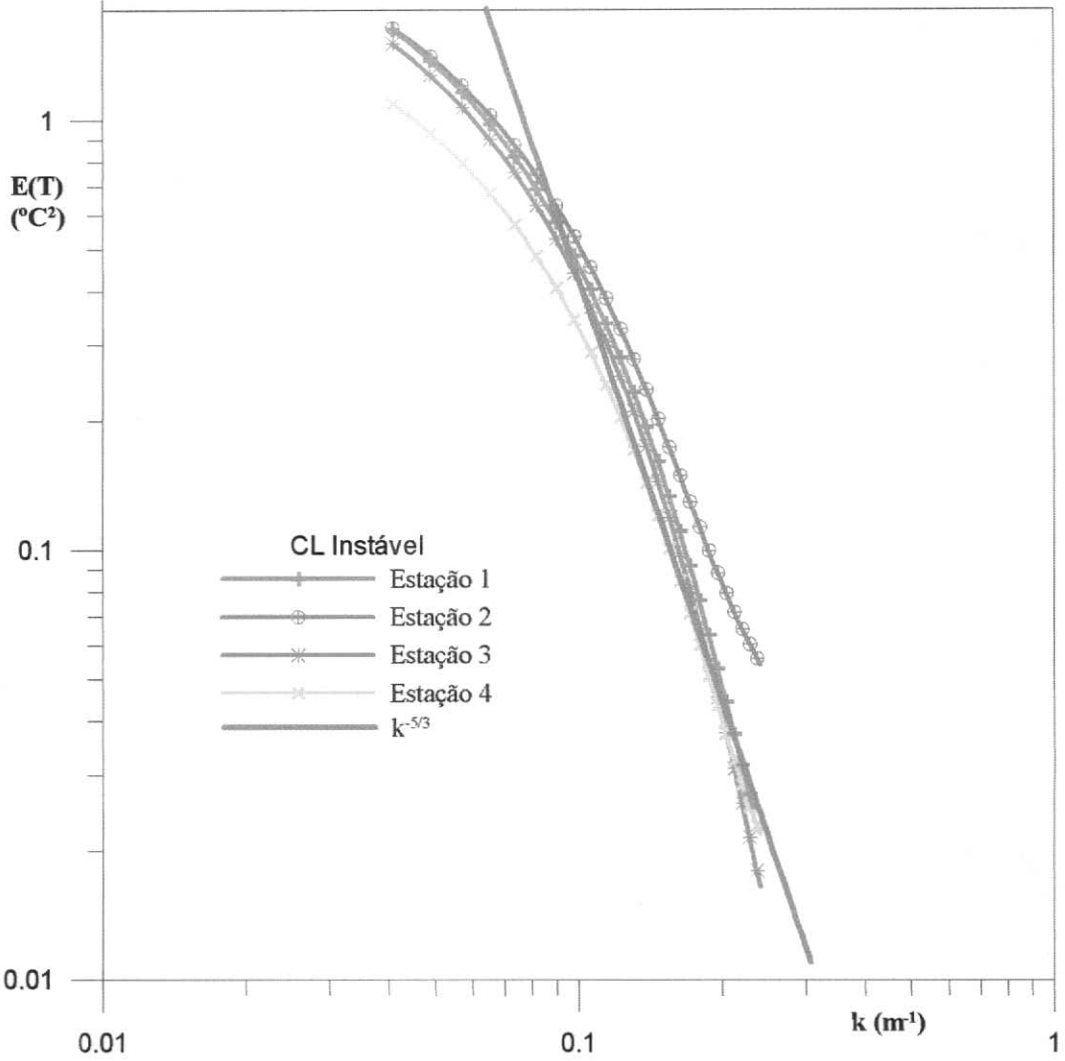
CL Instável rugosa -Espectro turbulento longitudinal de temperatura

Figura 5.3.5. CL Instável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de temperatura.

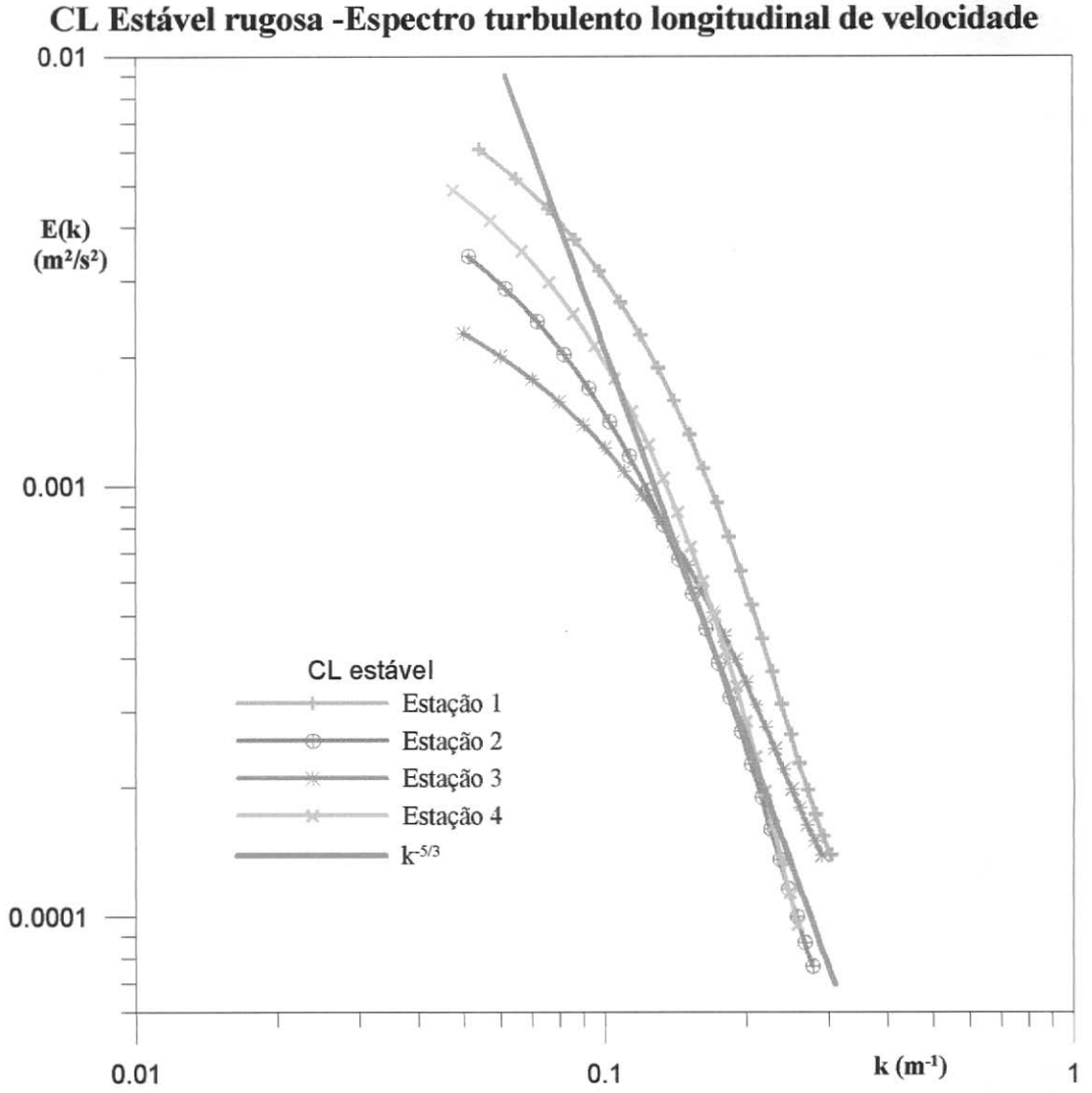


Figura 5.3.6. CL Estável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de velocidade.

CL Instável rugosa -Espectro turbulento longitudinal de velocidade

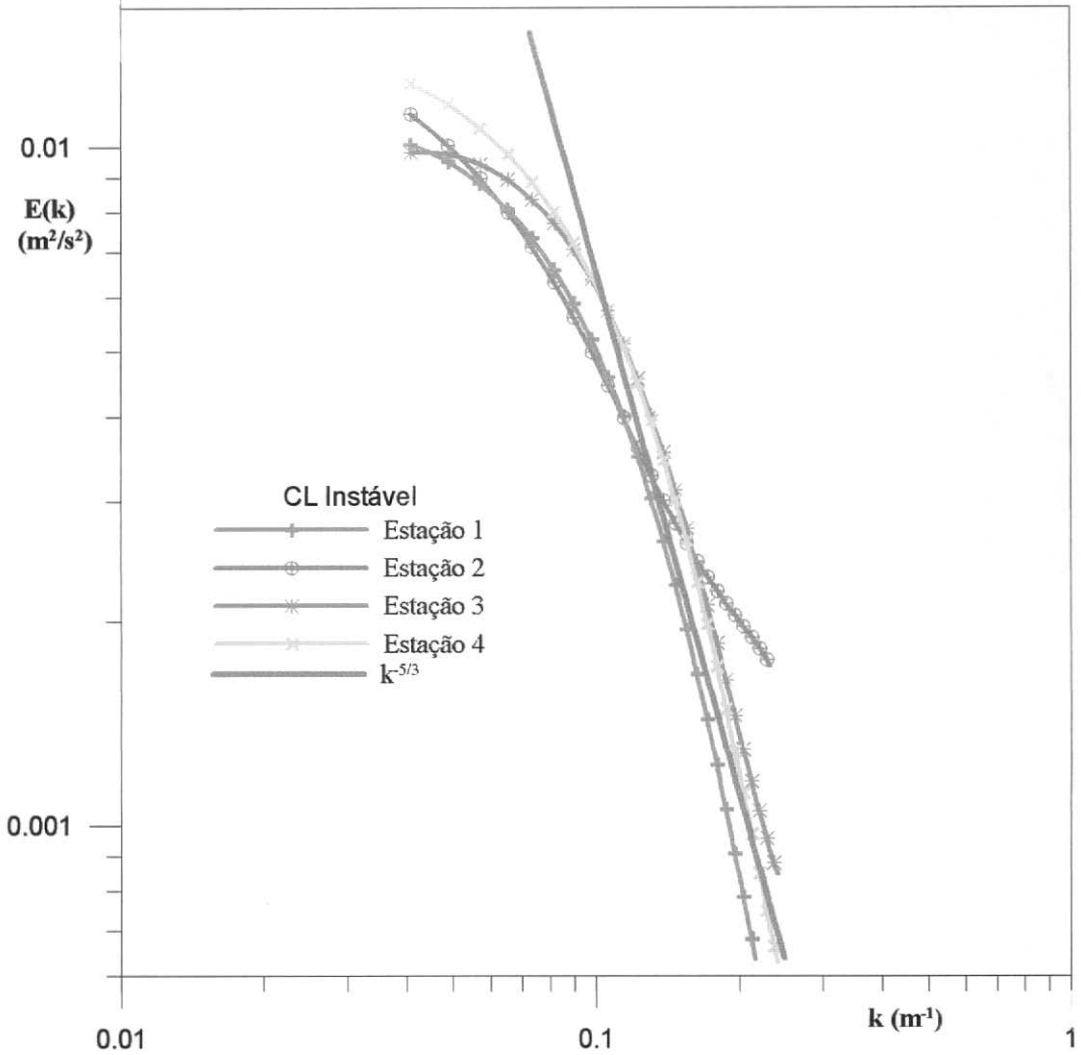


Figura 5.3.7. CL Instável sobre superfície rugosa – Espectro longitudinal de velocidade.

Os resultados apresentados até aqui, demonstraram uma boa concordância com o decaimento de energia proposto por Kolmogorov de $k^{-5/3}$ mesmo para CL instáveis, o que demonstra que a transferência de energia nesses experimentos esteve de acordo com essa teoria, ou seja a transferência de energia ocorreu sempre das maiores para as menores escalas. No caso de simulações de CL instáveis sobre superfície lisa, que foi a que apresentou maiores valores de intensidade turbulenta, o espectro de velocidade não apresentou essa mesma concordância como pode ser observado na figura 5.3.8 a seguir, principalmente nas estações 3 e 4.

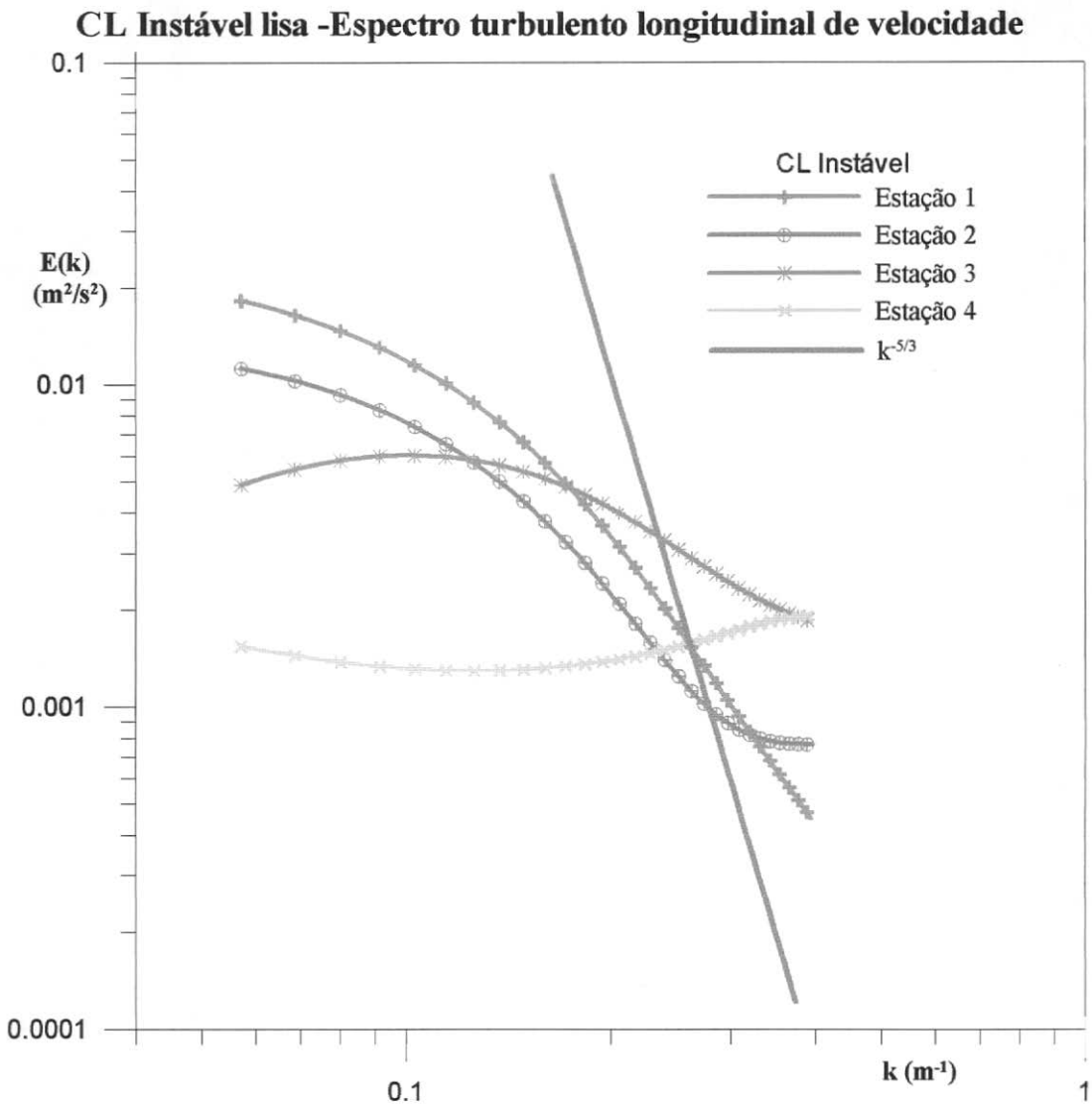


Figura 5.3.8. CL Instável sobre superfície lisa – Espectro longitudinal de velocidade.

Nas estações 3 e 4 a transferência de energia entre as maiores e as menores escalas não está de acordo com a teoria de Kolmogorov, sugerindo um equilíbrio nessa transferência de energia entre as escalas turbulentas, sendo que em alguns pontos ela inclusive parece se inverter (ocorrendo das menores para as maiores escalas). Tal fato corrobora a idéia de que nessa simulação a CL ainda não havia atingido o equilíbrio.

Será apresentado a seguir um gráfico com a intensidade turbulenta (IT) calculada na última estação de cada experimento, visando ilustrar a queda abrupta que esta apresenta na estação 4 da simulação de CL Instáveis sobre superfície lisa. Tal fato não ocorre na

simulação de CL instáveis sobre superfície rugosa onde o túnel já apresenta um comprimento de 9 metros.

Vale ressaltar que a intensidade turbulenta é a razão entre a norma das flutuações e a velocidade do escoamento potencial.

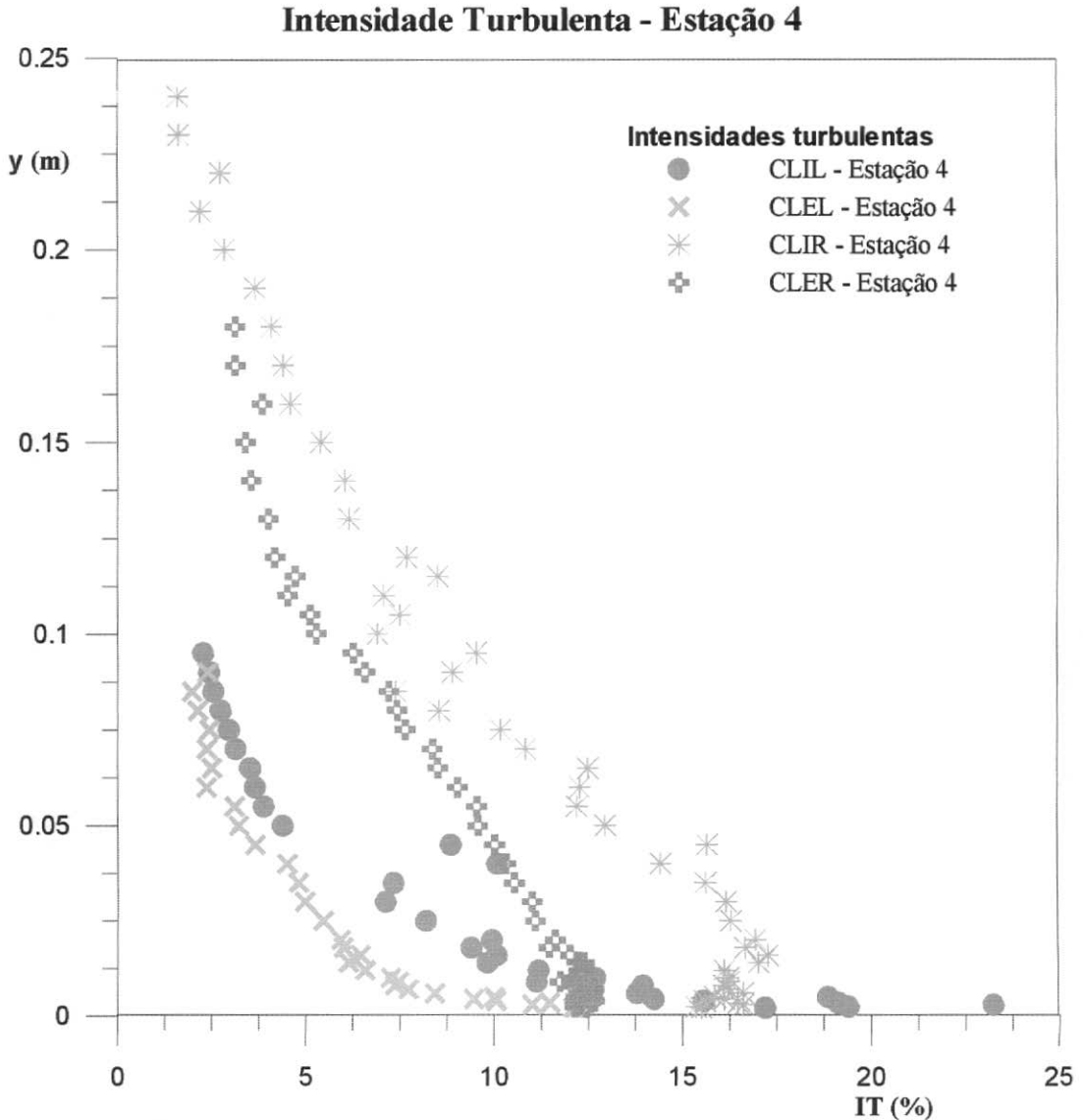


Figura 5.3.8. CL Intensidade Turbulenta – Estação 4.

Na figura 5.3.8 CLIL significa Camada Limite Instável sobre superfície Lisa, CLEL - Camada Limite Estável sobre superfície Lisa, CLIR - Camada Limite Instável sobre superfície Rugosa e CLER - Camada Limite Estável sobre superfície Rugosa.

Percebe-se nesses perfis de IT que as suas maiores porcentagens foram observadas na simulação de CL instáveis sobre superfície lisa. Além disso o seu decaimento foi muito mais abrupto que em todos os demais experimentos e que ainda existe uma região um pouco mais afastada da parede, onde as intensidades turbulentas aumentam ao invés de diminuir. Esses fatores sugerem que nessa estação em particular, não podemos afirmar que a transferência de energia esteja ocorrendo somente das maiores para as menores escalas, principalmente nos primeiros pontos medidos próximo a parede.

6. Conclusões

Algumas metas foram traçadas na elaboração desse trabalho acreditando-se que elas pudessem ser cumpridas dentro do prazo estabelecido para o desenvolvimento de uma tese de mestrado. A principal delas, foi a construção de um aparato experimental que pudesse ser capaz de induzir gradientes de temperatura em um escoamento em túnel de vento, para que ele pudesse se comportar como um escoamento geofísico, encontrado próximo à superfície terrestre.

Os resultados apresentados no capítulo anterior demonstram que os gradientes de temperatura induzidos pela configuração de aquecimento, desenvolvida nesse trabalho, possibilitaram o estudo de camadas limites instáveis. Para o caso de CL estáveis, não foi possível induzir grandes gradientes de temperatura, e conseqüentemente, foi possível estabelecer apenas um regime de fraca estabilidade na CL.

Essa característica observada é devida a contribuição que o aquecimento da parte inferior do túnel exerce sobre o desenvolvimento da CL instável. Para a situação de CL estáveis, a fim de obtermos maiores gradientes de temperatura, a superfície superior do túnel de vento também deveria ser aquecida e novas fitas eletroresistivas deveriam completar toda a seção estratificada.

Os perfis de temperatura em CL instáveis colapsaram em todos os experimentos para as diversas estações utilizadas, mas só apresentaram uma concordância com perfis logarítmicos de temperatura teóricos nos casos medidos na seção de testes com superfície rugosa e apresentando 10 metros de comprimento. Tal fato demonstra que mesmo nesse tipo de simulação experimental, o desenvolvimento da CL necessitava de um maior comprimento de túnel para poder se misturar completamente e representar um escoamento similar aos encontrados na natureza. Já os perfis de temperatura em CL estáveis não colapsaram entre si, para todos os experimentos realizados, e também não apresentaram um bom comportamento com relação aos perfis teóricos em alguns casos.

Vale ressaltar, que a medida que o comprimento do túnel foi ampliado, os gradientes verticais de temperatura, tanto nos casos de CL estável quanto instável, diminuíram sensivelmente. Tal fato se deve ao túnel ainda não possuir um sistema de isolamento de calor nas suas fronteiras.

O aparato experimental proposto nesse trabalho, apesar de apresentar uma limitação para o estudo de situações de intensa estabilidade, possibilitou a comparação e validação dos perfis universais de temperatura, amparados em postulados teóricos e empíricos, utilizados amplamente no estudo de CL atmosféricas estratificadas, inclusive mantendo-se o valor das constantes empíricas observadas na natureza.

Os perfis experimentais e teóricos de velocidade também apresentaram concordância, mesmo os que utilizaram espessamento artificial. Uma boa verificação desse comportamento pode ser verificada observando os perfis de velocidade em uma mesma estação, mas em condições de estabilidade distintas.

Os perfis de velocidade longitudinal de uma CL instável, quando apresentados em sua forma dimensional, possuem valores inferiores na região logarítmica aos medidos em CL neutras, que por sua vez possuem valores inferiores aos medidos em CL estáveis. Isso se deve à existência de uma maior componente vertical da velocidade conforme os efeitos de empuxo são ampliados, como o que ocorre em uma CL instável. Para que a conservação da quantidade de movimento possa ser válida, a componente longitudinal da velocidade nesses casos deve diminuir.

As figuras 6.1 a 6.4 exemplificam esse tipo de efeito nos experimentos realizados nesse trabalho, sendo utilizado como caso exemplo, as medições feitas na seção de testes com 10 metros de comprimento.

CL rugosa - Perfil dimensional de velocidade

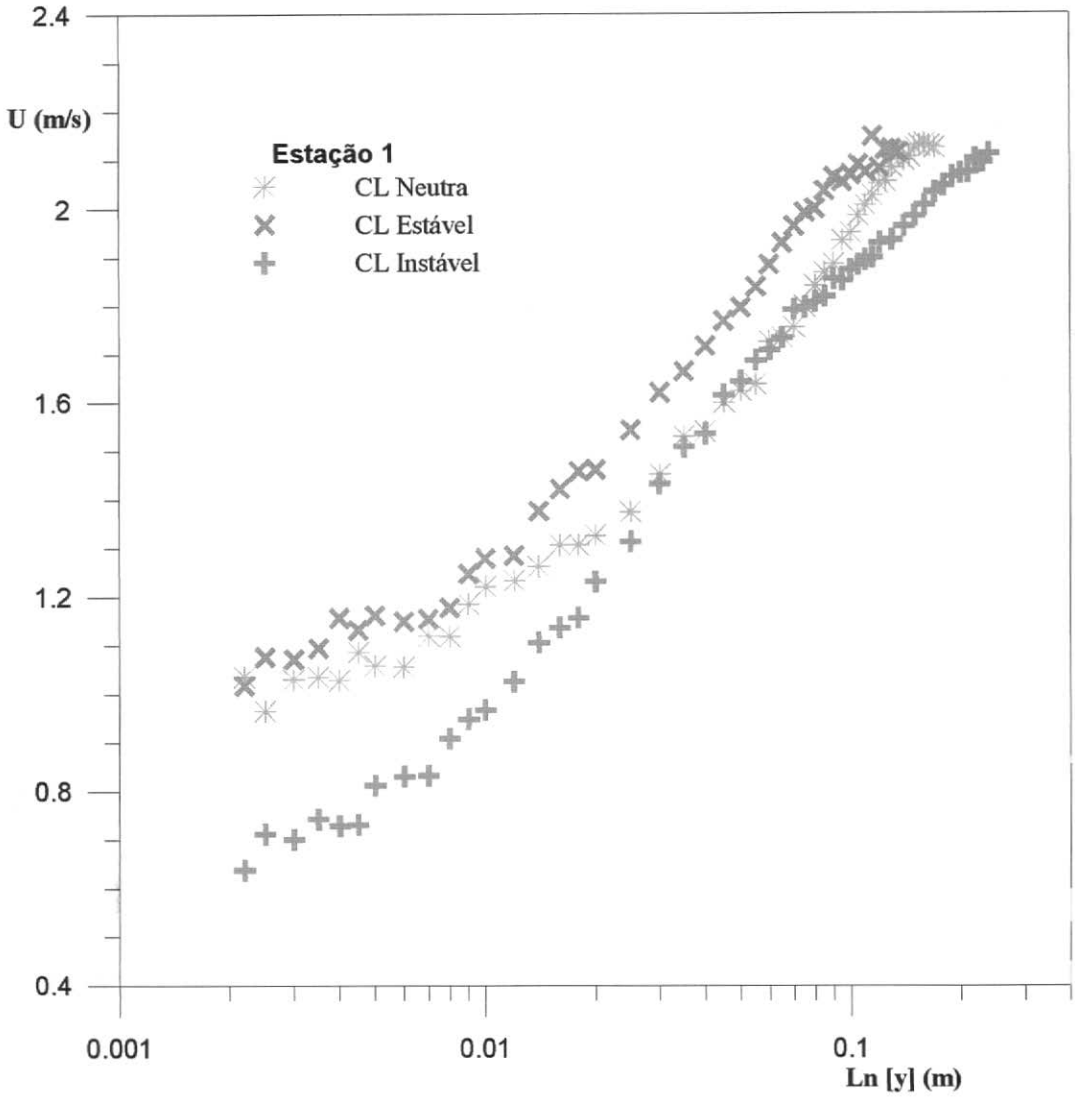


Figura 6.1. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 1 com diferentes condições de estabilidade.

CL rugosa - Perfil dimensional de velocidade

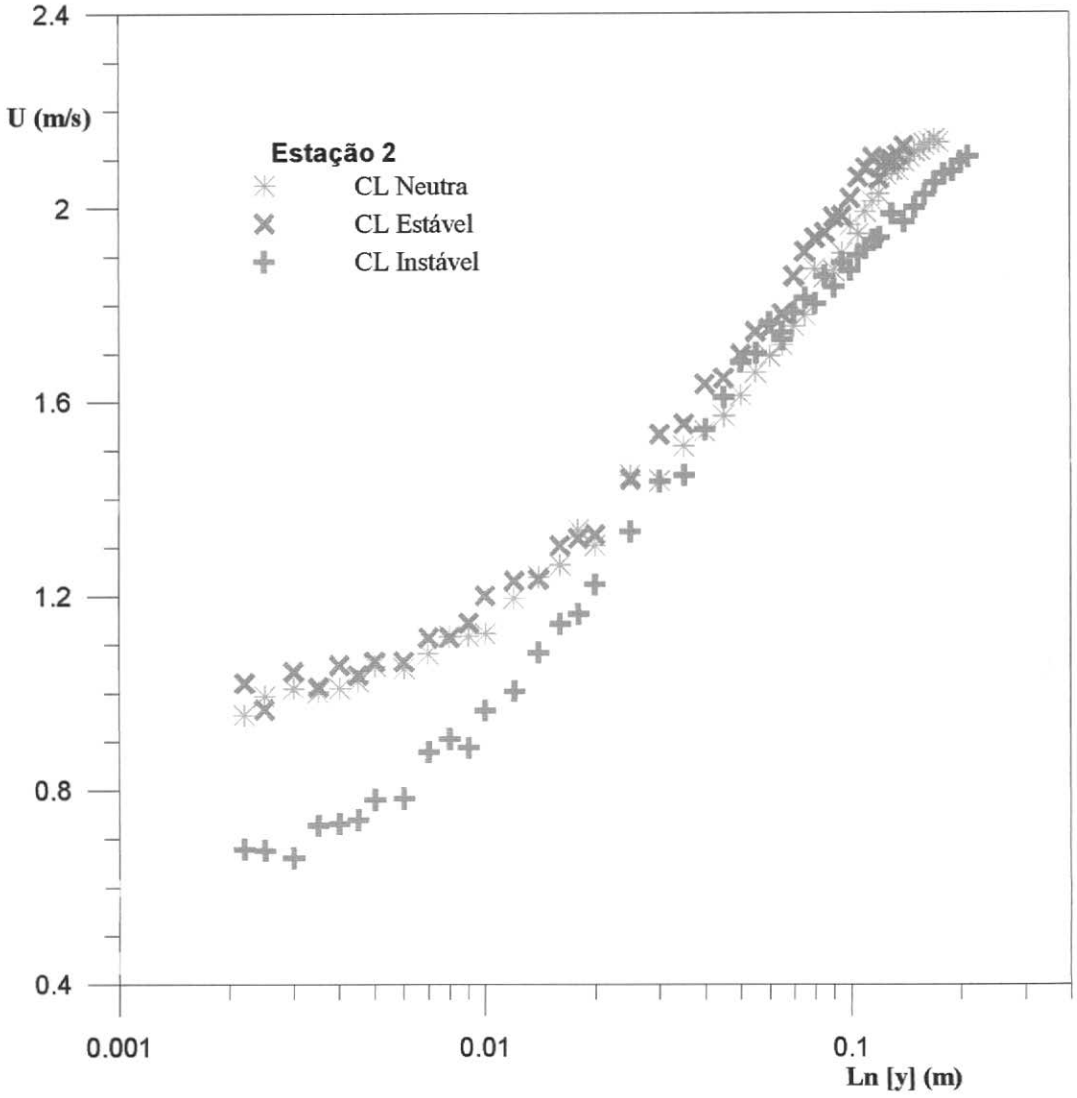


Figura 6.2. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 2 com diferentes condições de estabilidade.

CL rugosa - Perfil dimensional de velocidade

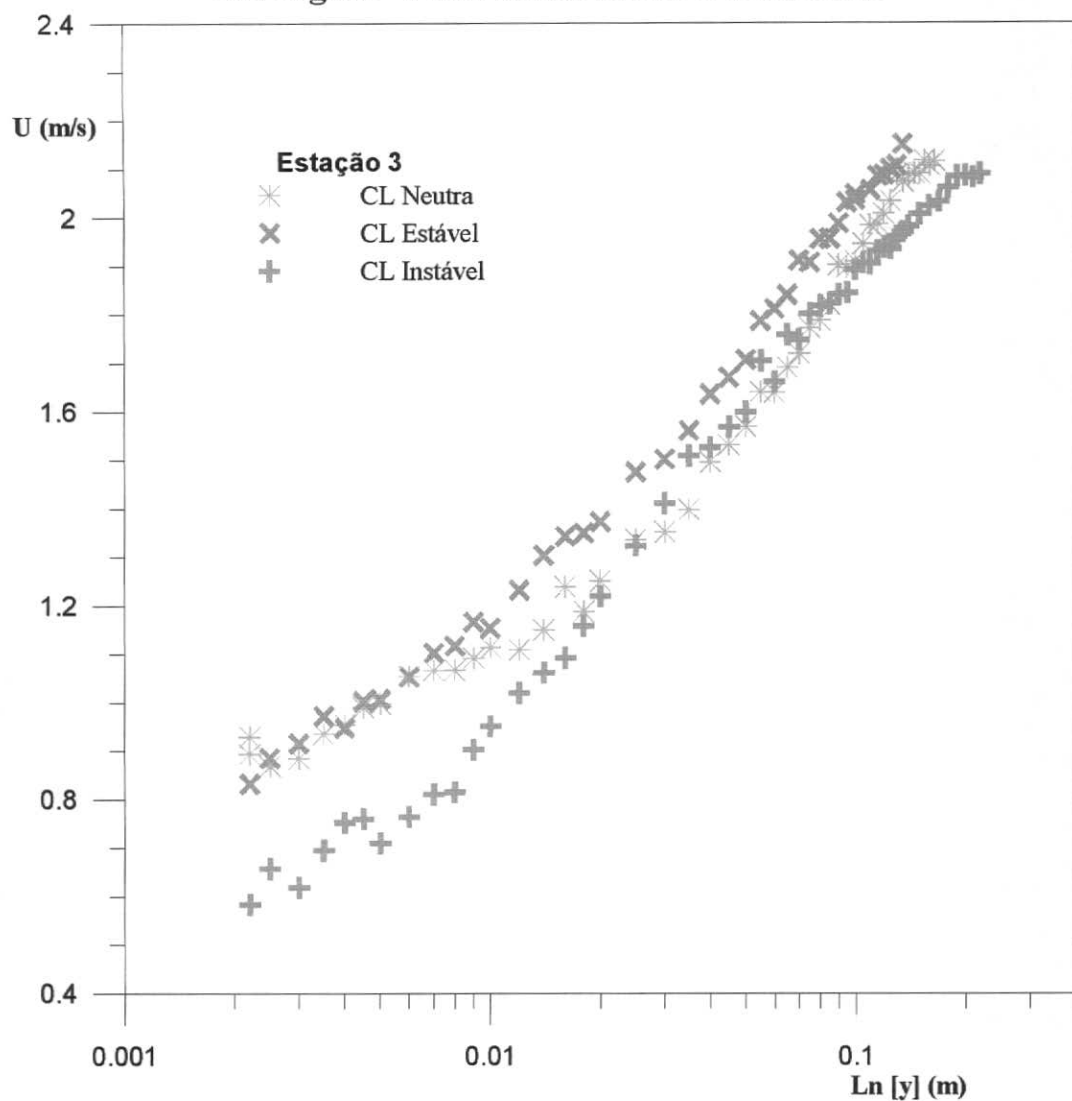


Figura 6.3. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 3 com diferentes condições de estabilidade.

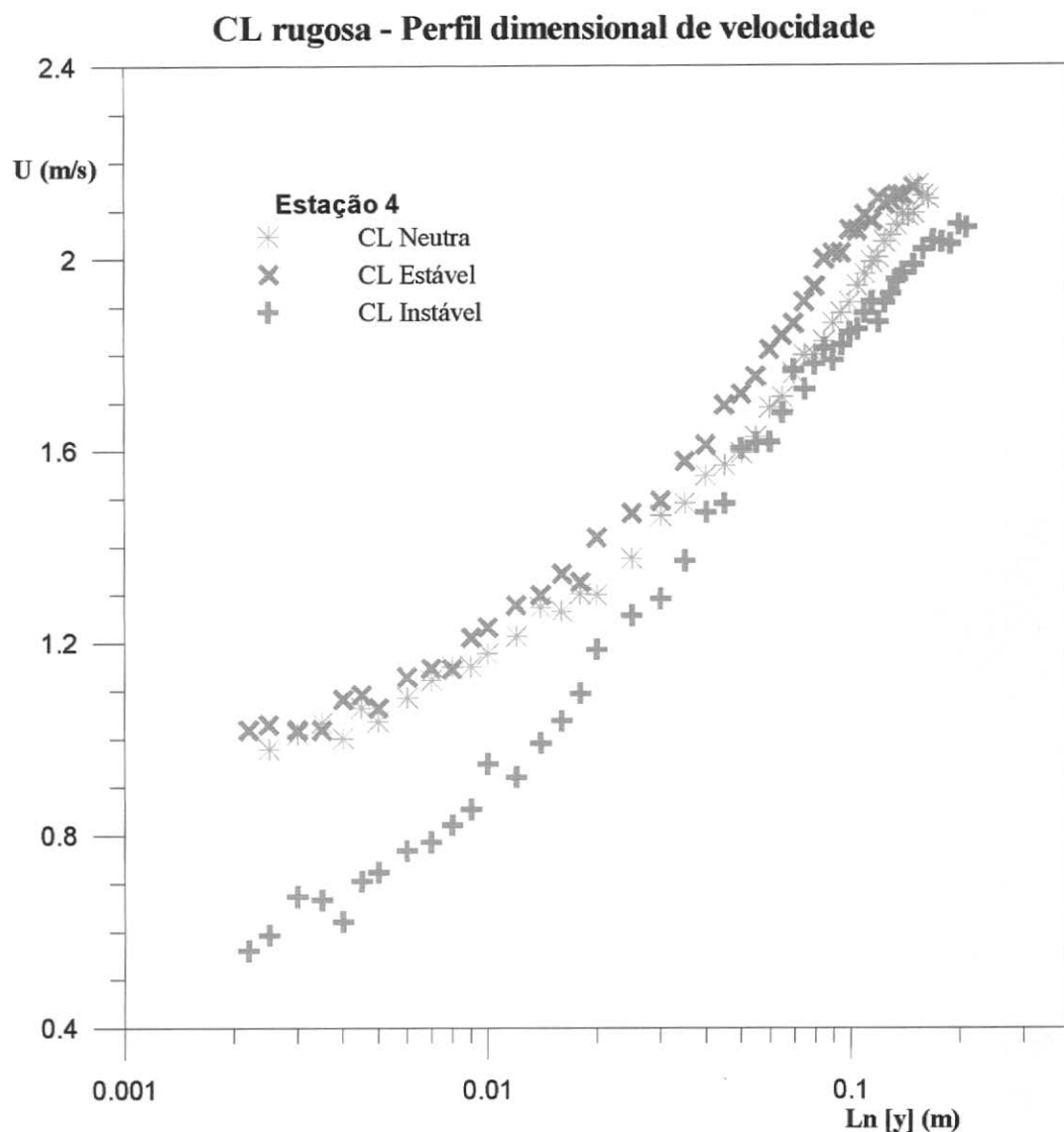


Figura 6.4. - Perfil dimensional de velocidade medido na estação 4 com diferentes condições de estabilidade.

Várias situações foram utilizadas para a validação da metodologia desse trabalho, sendo que os casos medidos sobre superfície rugosa despertam mais atenção do ponto de vista científico. Isso se deve a esses escoamentos apresentarem uma situação de tratamento numérico mais complexa. Além disso, não são encontrados com facilidade na literatura, trabalhos que relatem esse tipo de geometria, considerando escoamentos com diversos graus de estabilidade, principalmente em CL instáveis.

O que se observa nesse estudo em particular, é que a teoria de deslocamento da origem (ϵ) necessita de uma adequação aos casos de CL instável, o que aparentemente não se faz obrigatório no estudo de CL estáveis. Outro fato que chama a atenção nessas simulações, é que o valor de ϵ varia quando estudamos separadamente as CL aerodinâmicas e de temperatura.

Outro fato importante é percebido na teoria do decaimento de energia desenvolvida por Kolmogorov. Na maioria dos experimentos realizados nesse trabalho, o decaimento de energia, tanto da turbulência de origem mecânica quanto térmica, seguiu a teoria de $k^{-5/3}$ de Kolmogorov, sugerindo que na maioria dos casos a principal transferência de energia dentro da CL ocorre das grandes para as menores escalas. Porém no caso de simulações com graus de instabilidade mais intensos esse comportamento não foi verificado, como pode ser observado no espectro de energia apresentado no capítulo anterior para os experimentos de simulação de CL instável realizados sobre superfície lisa. Tal comportamento pode sugerir que nos casos de instabilidades mais intensas as trocas de energia, principalmente próximo a parede, podem se equilibrar e ocorrer das menores para as maiores escalas turbulentas. Esse fato só pode ser quantificado através do número de Richardson e do comprimento característico de Monin-Obukhov, que dão uma idéia do equilíbrio local entre as forças de empuxo e de inércia no escoamento, ao contrário do que acontece com o número de Grashof que apresenta uma relação entre os termos de empuxo dentro da CL e a advecção devido ao escoamento médio.

Essa análise, de uma maneira geral, sugere que o número de Richardson e comprimento de Monin-Obukhov devem ser utilizados com o intuito de se entender as trocas e transportes turbulentos realizados devido à todas as escalas turbulentas, e o número de Grashof estando associado principalmente as maiores escalas, sendo adequados de acordo com os objetivos e pretensões no estudo de CL turbulentas.

Além da construção da seção estratificada e do aquecimento da superfície inferior do túnel, que seriam os objetivos iniciais desse trabalho, também foram desenvolvidas todas as condições de suporte experimental para a realização de novos experimentos visando esse tipo de simulação. Foi então concretizada a construção do programa de aquisição simultânea dos dados de velocidade e temperatura utilizando o fio-quente Dantec 55P76, o aterramento e a ampliação das instalações elétricas do laboratório, a construção de

uma seção elétrica para calibração do fio-quente de dois canais Dantec 55P76, a utilização de um amplificador de corrente alternada nas medições das flutuações de velocidade e temperatura, a criação de um novo esquema de aquecimento elétrico para o interior das “colinas” utilizadas nas simulações do desenvolvimento de CL com variação topográfica da superfície e uma metodologia para o cálculo do espectro de energia turbulento.

Toda essa estrutura possibilita que haja uma continuidade nos trabalhos que apresentarem o interesse de seguir essa linha de pesquisa, sendo ainda amparados na concordância apresentada entre os dados experimentais e teóricos desse estudo, e nas publicações dos resultados experimentais que o antecederam.

Muitas melhorias, porém, ainda podem ser realizadas nas medições de CL estratificadas no túnel de vento do Laboratório de Mecânica da Turbulência. Por exemplo, a obtenção de maiores gradientes de temperatura nas simulações de CL estáveis, através do aquecimento do teto do túnel e do aumento do número de fitas eletroresistivas. O maior avanço da modelagem física do escoamento será obtido quando o perfil de CL estratificada puder ser medido utilizando-se o fio-quente de três canais, sendo dois canais utilizados para a medição das componentes longitudinal e transversal da velocidade, e o terceiro canal sendo utilizado para uma compensação de temperatura. Essa metodologia não está atualmente longe de ser desenvolvida, tendo em vista que o programa de aquisição de dados simultâneo das duas componentes da velocidade com um “X-wire” já está concluído, o mesmo acontecendo com o programa de compensação de temperatura utilizado nesse trabalho. Ao mesmo tempo, o Laboratório de Mecânica da Turbulência já dispõe de um fio-quente de três canais, ideal para esse tipo de mecanismo.

Com a obtenção dos perfis simultâneos de velocidade em duas direções e de temperatura, bem como as suas flutuações, será possível estimar o fluxo de calor turbulento vertical ($\overline{w'\theta'}$), que possibilita a estimativa direta dos principais parâmetros de medida da estabilidade de uma CL estratificada, o comprimento característico de Monin-Obukhov e o número de Richardson.

A importância de se entender as trocas turbulentas e os movimentos que ocorrem dentro da CL estratificada, mostra-se bastante clara em problemas que envolvem o estudo da dinâmica atmosférica, principalmente nos que buscam modelar e prognosticar o seu

comportamento, seja em uma escala espacial de metros ou centenas ou milhares de quilômetros ou numa escala temporal de horas ou meses ou anos.

Acredito que o aprofundamento desse estudo, e a realização de novas simulações em ambiente controlado, pode servir não só para validar o uso de parametrizações ou de equações constitutivas aplicadas em modelos numéricos, como nos prognósticos de tempo e clima, mas também para propor novas parametrizações e novos valores para as constantes empíricas já existentes.

7. Bibliografia

Abdella, K., Mcfarlane, N. A., *Parametrization of the Surface-Layer Exchange Coefficients for the Atmospheric Models, Boundary-Layer Meteorology*, vol. 80, pp. 223-248, 1996.

Anthes, R. A., Warner, T. T. *Development of Hydrodynamic Models Suitable for Air pollution and Other Mesometeorological Studies*, *Monthly Weather Review*, vol. 106, pp. 1045-1077, 1978

Arya, S. P. S. *Parameterizing the Height of the Stable Atmospheric Boundary Layer*, *Journal of Applied Meteorology*, vol. 20, pp 1192-1202, 1981

Avelino, M. R., *Caracterização das Propriedades de uma Camada Limite Sujeita à Variações Abruptas de Rugosidade na Superfície*. Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2000.

Baas, A. F. *Turbulence in the Atmosphere*, College on Atmospheric Boundary Layer Physics, 1990

Ballard, S. P. B. W. Golding, e R. N. Smith, *Mesoscale Model Experimental Forecast of the Haar of Notheast Scotland*, *Monthly Weather Review*, vol. 119 2107-2123, 1991.

Barbarioli, A. B., Souza, L., Córrea, E. B., Cataldi, M., *Estudo do grau de estabilidade atmosférica para a cidade do Rio de Janeiro – RJ*, XII Congresso de Agrometeorologia e II Reunião Latino-Americana, 2001.

Barbosa, P. H. A., Cataldi, M., Silva Freire, A. P., *Simulation of Atmospheric Boundary Layer Flows in Short Wind Tunnels*, XI Congresso Brasileiro de Meteorologia, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 16-20 Outubro, 2000a.

- Barbosa, P. H. A., Técnicas de Espessamento Artificial de Camadas Limite Hidrodinâmicas para a Simulação de escoamentos Atmosféricos em Túneis de Vento. Tese de M.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2000b.
- Beyrich, F. *Mixing-Height Estimation in the Convective Boundary Layer Using Sodar Data*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 74, pp. 1-18, 1994.
- Berkowicz, R., Prahm, L. P. *Spectral Representation of the Vertical Structure of Turbulence in the Convective Boundary Layer*, Quart. J. R. Met. Soc., vol. 110, pp. 35-52, 1983.
- Brunn, H. H., *Hot-wire anemometry*. Oxford Science Publications, 1995.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Jzumi, Y., Bradley, E. F., *Flux – Profile relationships in the Atmospheric Surface Layer*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 28, pp. 181-189, 1971.
- Calder, K. L., *In Clarification of the Equations of Shallow-Layer Thermal Convection for Compressible Fluid Based on the Boussinesq Approximation*, Q. J. Roy. Meteorol. Soc., pp. 88-92, 1968.
- Cataldi, M., Magalho, M. G., Velloso, M. F. A., Pimentel, L. C. G., *Estudo do Transporte de Poluentes na Região da Camada de Superfície sob Diversas Condições de Estabilidade Atmosférica*, XI Congresso Brasileiro de Meteorologia, 2000.
- Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Pimentel, L. C. G., Silva Freire, A. P., *Design features and measurements in a thermally stratified wind tunnel* (XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica), 2001.
- Caughey, S. J., Wyngaard, J. C., Kaimal, J. C. *Turbulence in the Evolving Stable Boundary Layer*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 36, pp 1041-1052, 1979

Cermark, J. E., *Laboratory Simulation of the Atmospheric Boundary Layer*, AIAA Journal, v. 9, pp. 1746-1754, 1971.

Cermark, J. E., *Applications of Fluid Mechanics to Wind Engineering - A Freeman Scholar Lecture*, Journal of Fluids Engineering, pp. 9-37, 1975.

Chan, A. T., *Atmospheric Turbulent Boundary layer development due to a Change in Surface Roughness*, International Journal of Engineering Science, vol. 39, pp 2001-2014, 2001.

Clauser, F. H., *Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients*, J. of Aero Sci., v. 21, pp. 91, 1954.

Coles, D., *The law of the wake in turbulent boundary layers*, J. Fluid Mechanics, v. 1, pp. 191-226, 1956.

Counihan, J., Hunt, J. C. R., Jackson, P. S., *Wakes behind two-dimensional surface obstacles in turbulent boundary layers*, J. Fluid Mech., v. 64, n. 3, pp. 529-563, 1974.

Deardorff, J. W. *Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 29, pp 91-115, 1972

Deschamps, C. J., *Modelos Algébricos e Diferenciais*, Transição e Turbulência - I Escola de Primavera, capítulo 2, Rio de Janeiro, Brasil, Associação Brasileira de Ciências Mecânicas - ABCM, 1998.

Dyer, A. J., *A Review of flux-profile relationships*, Boundary Layer Meteorology, Vol. 7, pp 363, 372, 1975.

Etling, D. *Modelling the Vertical ABL Structure*, College on Atmospheric Boundary Layer Physics, 1990

Fernholz, H. H., Finley, P. J., The Incompressible Zero-Pressure-Gradient Turbulent Boundary Layer: An Assessment of the Data, *Prog. Aerospace Sci.*, v. 32, pp. 245-311, 1996.

Fulachier, L., Dumas, R. *Spectral Analogy Between Temperature and Velocity Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer*, *J. Fluid Mech.*, vol 77, pp. 257-277, 1976

Fedorovich, E., Kaiser, R., Rau, Matthias, Plate, E. *Wind Tunnel Study of Turbulent Flow Structure in the Convective Boundary Layer Capped by a Temperature Inversion*, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 53, pp. 1273-1289, 1995

Garrat, J. R., *Review of drag coefficients over oceans and continents*, *Mon. Wea. Rev.*, v. 105, pp. 915-929, 1977.

Golder, D. G., *Relations Among Stability Parameters in the Surface Layer*, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 3, pp. 47-58, 1972.

Goode, K., Belcher, E., *On the Parameterisation of the Effective Roughness Length for Momentum Transfer Over Heterogeneous Terrain*, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 93, pp. 133-154, 1999.

Grainger, C., Meroney, R. N., *Inverted Floor Wind-Tunnel Simulation of Stably Stratified Atmospheric Boundary-Layer Flow*, *Atmospheric Environment*, v. 28, n. 11, pp. 1887-1893, 1994.

Greco, S. Ulanski, S., Garstang M., Houston S. *Low-Level Nocturnal Wind Maximum Over the Central Amazon Basin*, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 58, pp. 91-115, 1992

- Guimarães, J. H. D., Santos Jr., S. J. F., Silva Freire, A. P., *Large Artificially Generated Turbulent Boundary Layers for the Study of Atmospheric Flows, COBEM99*, Águas de Lindóia, SP, Brasil, 1999.
- Hicks, B. B., Hyson, P., Moore, C. J., *A study of eddy fluxes over a forest*, J. Appl. Meteor., v. 14, pp. 58-66, 1975.
- Hinze, J. O., *Turbulence*, McGraw-Hill, 1975
- Hoffert, M. I., Sud, Y. C. *Similarity Theory of the Buoyantly Interactive Planetary Boundary Layer with Entrainment*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 33, pp 2136-2151, 1976
- Holton, J., R., *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Academic Press, 1992
- Hong S.-Y., e Pan H.-L. *Nonlocal Boundary Layer Vertical Diffusion in a Medium-Range Forecast Model*, Monthly Weather Review, vol 124, pp. 2322-2339, 1996
- Howcroft, J. G. (USAF), Capt. Smith, J. R. (USAF). *A Selective Analysis of the Scale of Atmospheric Turbulence*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 13, pp. 75-81, 1955.
- Huber, A. H. *Wind Tunnel and Gaussian Plume Modeling of Building Wake Dispersion*, Atmospheric Environment, vol 25A, pp. 1237-1249, 1990
- Hunt, J. C. R., Fernholz, H., "Wind-tunnel simulation of the atmospheric boundary layer: a report on Euromech 50", *J. Fluid Mech.*, v. 70, pp. 543-559, 1975.
- Hunt, J. C. R., Leibovich, S., Richards, K. J. *Turbulent Shear Flows Over Low Hills*, Quart. J. R. Met. Soc., vol 114, pp. 1435-1470, 1988

- Jackson P. S., Hunt, J. C. R., *Turbulent Wind Flow Over a Low Hill*, Quart. J. R. Met. Soc., vol 101, pp. 929-955, 1975
- Jacobitz, F. G., Sarkar, S., Van Atta, C. W., *Direct Numerical Simulations of the Turbulence Evolution in a Uniformly Sheared and Stably Stratified Flow*, Journal of Fluid Mechanical, vol. 342, pp 231-261, 1997.
- Janjic, Z. I. *The Step-Mountain Eta Coordinate Model: Further Developments of the Convection Viscous Sublayer, and Turbulence Closure Schemes*, Monthly Weather Review, vol. 122, pp. 927-945, 1993.
- Justus, C. G. *A Theory for the Energy Spectrum of Shear-Dependent Turbulence*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 26, pp. 1238-1244, 1969.
- Kakaç, S., Shah, R. K., Aung, W., *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*, John Wiley & Sons, 1987
- Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., Coté, O. R. *Spectral., Characteristics of Surface-Layer Turbulence*, Quart. J. R. Met. Soc., vol. 98, pp. 563-589, 1972
- Kaimal, J. C., Funnigan, J. J., *Atmospheric Boundary Layer Flows – Their Structure and Measurement*, Oxford University Press, 1994
- Kaiser, R., Fedorovich, E. *Turbulence Spectra and Dissipation Rates in a Wind Tunnel Model of the Atmospheric Convective Boundary Layer*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 55, pp. 580-594, 1997
- Kemp, J. R., Thomson, D. J. *Dispersion in Stable Boundary Layer Using Large-Eddy Simulations*, Atmospheric Environment, vol 30, pp 2911-2923, 1995

- Kim J., Mahrt, L. *Simple Formulation of Turbulent Mixing in the Stable Free Atmosphere and Nocturnal Boundary Layer*, Tellus, vol. 44A, pp. 381-394, 1992
- King, L. V., *On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry*. Phil. Trans. Roy. Soc., v. A214, pp. 373-432, 1914.
- Kitaigorodskii, S. A. *A Note on Similarity Theory for Atmospheric Boundary Layers in the Presence of Background Stable Stratification*, Tellus, vol. 40A, pp. 434-438, 1988
- Klebanoff, P. S., *Characteristics of Turbulence in a Boundary Layer with Zero Pressure Gradient*, NACA 1247, 1955.
- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Scharaub, F. A., Runstadler, P. W., *The structure of turbulent boundary layers*, J. Fluid Mechanics, v. 30, pp. 741-773, 1967.
- Kline, S. J. *The Purposes of Uncertainty Analysis*, Journal of Fluids Engineering, vol. 107, pp 153-182, 1985
- Kondo, J., Yamazawa, H., *Aerodynamic roughness over an inhomogeneous ground surface*, Bound. Layer Meteor., v. 35, pp. 331-348, 1986.
- Kramers, H., *Heat transfer from spheres to flowing media*, Physica, v. 12, pp. 61-80, 1946.
- Krause, E. *Numerical Solution of the Boundary-Layer Equations*, AIAA Journal, vol. 5, 1967
- Kolmogorov, A. N., "Dissipation of Energy in the Locally Isotropic Turbulence", *Acad. Sci. URSS*, v. 32, n. 1, pp. 16-18, 1941

Kudryavtsev, V. N., Grodsky, S. A., Dulov, V. A., Malinovsky, V. V. *Observations of Atmospheric Boundary Layer Evolution Above the Gulf Stream Frontal Zone*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 79, pp 51-82, 1996

Lalas, D., P., Ratto, C. F., *Modelling of atmospheric flow fields*, World Scientific, 1996.

Lemes, M. A. M., Moura, A. D., *Fundamentos de Dinâmica Aplicados à Meteorologia e Oceanografia*. FUNDEC, 1998.

Lettau, H., *Note on Aerodynamic Roughness-Parameter Estimation on the Basis of Roughness-Element Description*, Journal of Applied Meteorology, vol. 8, pp 828-832.

Lewis, D. M., Chatwin, P. C. *A Three-Parameter PDF for the Concentration of an Atmospheric Pollutant*, Journal of Applied Meteorology, vol 36, pp1064-1075, 1996

Ligrani, P. M., Moffat, R. J., *Artificially Thickening a Smooth-Wall Turbulent Boundary Layer*, AIAA Journal, v. 17, pp. 907-910, 1979.

Liu, S., Liu, H., Xu, M., Leclerc, M. Y., Zhu, T., Jin, C., Hong, Z., Li, J., Liu, H. *Turbulence Spectra and Dissipation Rates Above and Within a Forest Canopy*, 5 Boundary-Layer Meteorology, vol. 98, pp 83-102, 2001

Loureiro, J. B. R., Cataldi, M, Silva Freire, A. P., *An experimental study of turbulent stratified flows over hills with large changes in surface elevation*, XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 2001.

Mahrt, L. *Intermittent of Atmospheric Turbulence*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 46, pp. 79-95, 1988

Mahrt, L. *Stratified Atmospheric Boundary Layers*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 90, pp 375-396, 1999

- Mangia, C., Moreira, D. M., Schipa, I., Degrazia, G. A., Tirabassi, T., Rizza, U. *Evaluation of a New Eddy Diffusivity Parameterisation from Turbulent Eulerian Spectra in Different Stability Conditions*, Atmospheric Environment, vol 36, pp. 67-76, 2001
- Mason P. J., Sykes, R. I. *Flow Over an Isolated Hill of Moderate Slope*, Quart. J. R. Met. Soc., vol 105, pp. 383-395, 1978
- Mejias, M. M., Orlande, H. R. B., Özisik, M. N., *Design of Optimum Experiments for the Estimation of Thermal Conductivity Components of Orthotropic Solids, Hybrid Methods in Engineering*, 1, pp 37-53, 1999.
- Menut, P. M., *Anemometria de Fio-Quente, Transição e Turbulência - I Escola de Primavera*, capítulo 6, Rio de Janeiro, Brasil, ABCM - Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, 1998.
- Mirzai, M. H., Harvey, J. K., Jones, C. D. *Wind Tunnel Investigation of Dispersion of Pollutants Due to Wind Flow Around a Small Building*, Atmospheric Environment, vol. 28, pp. 1819-1826, 1994
- Monin, A. S., Obukhov, A. M., *Basics Laws of Turbulent Mixing in the Ground Layer of the Atmosphere*, USSR Geophys. Inst. - Tr. Akad. Nauk., vol. 151, pp. 163-187, 1954.
- Monin, A. S., Zilitinkevich S. S. *Similarity Theory and Resistance Laws for the Planetary Boundary Layer*, Boundary-Layer Meteorology, vol 7, pp 391-397, 1974
- Moraes, O. L. L. *The Velocity Spectra in the Stable Atmospheric Boundary Layer*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 43, pp. 223-230, 1987
- Moraes, L. L. O. *Turbulence Characteristics in the Surface Boundary Layer Over the South American Pampa*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 96, pp. 317-335, 2000

Morel, R., Laassibi A., Alcaraz, E., Zegadi, R., Brun, G. Jeandel, D. *Validation of a k - ϵ Model Based on Experimental Results in a Thermally Stable Stratified Turbulent Boundary Layer*, Int. J. Heat Mass Transfer, vol 35, pp. 2717-2724, 1991a.

Morel, R., Alcaraz, E., Ayrault, M., Zegady, Mejean, P., *Effects of Thermal Stable Stratification on Turbulent Boundary Layer Characteristics*, Atmospheric Environment, vol. 25A, n° 7, pp. 1263-1269, 1991b.

Nappo, C. J., Jr., *Mesoscale flow over complex terrain during the Eastern Tennessee Trajectory Experiment (ETTEX)*, J. Appl. Meteor., v. 16, pp. 1186-1196, 1977.

Neuman, C. M., Maljaars, M. *Wind Tunnel Measurements of Boundary-Layer Response to Sediment Transport*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 84, pp. 67-83, 1996.

Novak, M. D., Warland, J. S., Orchansky, A. L., Ketler, R., Green, S. *Wind Tunnel and Field Measurement of Turbulent Flow in Forests. Part I: Uniformly Thinned Stands*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 95, pp. 457-495, 2000

Nuss, W. A., Titley, D. W. *Use of Multiquadric Interpolation for Meteorological Objective Analysis*, Monthly Weather Review, vol 122, pp. 1611-1631, 1993

Ohba, R., Ukeguchi, N. *Wind Tunnel Experiment of Gas Diffusion in Stably Stratified Flow Over a Complex Terrain*, Atmospheric Environment, vol 24A, pp. 1987-2001, 1990

Ohya, M., Nakamura, Y., Ozono, S. *A Wind Tunnel for Studying Density-Stratified Flows*, Atmospheric Environment, vol 28, pp. 1895-1900, 1995

Ohya, Y., Tatsuno, M., Nakamura, Y., Ueda, H. *A Thermally Stratified Wind Tunnel for Environmental Flow Studies*, Atmospheric Environment, vol 30, pp. 2881-2887, 1996

- Pahlow, M., Parlange, M. B., Porté-Agel, F., *On Monin-Obukhov Similarity in the Stable Atmospheric Boundary Layer*, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 99, pp 225-248, 2001.
- Panofsky, H. A., Larko, D., Lipschutz, R., Stone, G. *Spectra os Velocity Components Over Complex Terrain*, *Quart. J. R. Met. Soc.*, vol. 108, pp. 215-230, 1982
- Papageorgiou, J. G. *A 3-D Sea Breeze Model of the PBL Including Pollutant Dispersion*, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 45, pp 9-29, 1988
- Paulson, C., A., *The Mathematical Representation of Wind Speed and Temperature Profiles in the Unstable Atmospheric Surface Layer*, *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 9, pp 856-861, 1970.
- Piccirillo, P., Atta, C. W. V., *A Multiple-Source Wind Tunnel design for Producing Turbulent Shear Flows in a Stably Stratified Fluid*, *Experiments in Fluids*, vol. 21, pp. 66-69, 1996.
- Plate, E., *Aerodynamics characteristics of atmospheric boundary layers*, U. S. Atomic Energy Commission, Office of Information Services T.I.D. 25465, 1971.
- Pleim, E. J., Chang, J. S. *A Non-Local Closure Model for Vertical Mixing in the Convective Boundary Layer*, *Atmospheric Environment*, vol. 26A, pp.965-981, 1992
- Poreh, M., Rau, M., Plate, E. J. *Design Considerations for Wind Tunnel Simulations of Diffusion Within the Convective Boundary Layer*, *Atmospheric Environment*, vol 25A, pp. 1251-1256, 1991
- Prandtl, L., "Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung", *Proceedings 3rd. Intern. Math. Congr.*, pp. 484-491, Heidelberg, 1904.

Rasmussen, R., Pruppacher, H. R. *A Wind Tunnel and Theoretical Study of the Melting Behavior of Atmospheric Ice Particles. I: A Wind Tunnel Study of Frozen Drops of Radius < 500 μm* , Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 39, pp. 152-158, 1981

Rau, M., Bächlin, W., Plate, E. J., *Detailed Design of a New Wind Tunnel for Studying the Effects of Thermal Stratification*, Atmospheric Environment, vol. 25A, n°7, pp 1267-1262, 1992

Reynolds, W. C., *Computation of Turbulent Flows – State-of-the-art*, Report MD-27, Dept. of Mech. Eng., Stanford Univ., Stanford, Cal., 1970.

Ribeiro, M. L., Cataldi, M., Guerreiro, J. P., Pimentel, L. C. G., *Estudo da Dispersão de poluentes na atmosfera via transformada integral*, XI Congresso Brasileiro de Meteorologia, 2000

Ribeiro, M. L. , *Estudo numérico do transporte de contaminantes atmosféricos não inerentes sob diversas condições meteorológicas*, Monografia submetida ao Departamento de Meteorologia da UFRJ, 2002.

Rikiishi, K., *A new Method for Measuring the Directional Wave Spectrum. Part II. Measurement of the Directional Spectrum and Phase Velocity of Laboratory Wind Waves* , Journal of Physical Oceanography, vol. 8, n° 3, pp 518-529, 1978.

Robins, A., Castro, I., Hayden, P., Steggel, N., Contini, D., Heist, D., Taylor, T., J., *A Wind Tunnel Study of Dense Gas Dispersion in a Stable Boundary Layer Over a Rough Surface*, Atmospheric Environment, vol. 35, pp 2253-2263.

Shafran, P. C., Seaman, N. L., Gayno, G.A., *Evaluation of Numerical Predictions of Boundary Layer Structure During the Lake Michigan Ozone Study*, Journal of Applied Meteorology, vol. 29, pp 412-426, 2000.

- Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill Publishing Co., New York, N.Y., 1968.
- Schultz, P., *An Explicit Cloud Physics Parameterization for Operational Numerical Weather Prediction*, Monthly Weather Review, vol 123, pp. 3331-3343, 1995
- Shaw, R. H., Brunet, Y., Finnigan, J. J., Raupach, M. R. *A Wind Tunnel Study of Air Flow in Waving Wheat: Two-Point Velocity Statistics*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 76, pp. 349-376, 1995.
- Seaman, N. L. *Meteorological Modeling for Air-Quality Assessments*, Atmospheric Environment, vol 34, pp 2231-2259, 2000
- Sempreviva, A. M., Larsen, S. E., Mortensen, N. G., Troen, I., Response of Neutral Boundary Layers to Changes of Roughness, Boundary-Layer Meteorology, vol. 50, pp. 205-225, 1990.
- Silva Freire, A. P., Avelino, M. R., Santos, L. C. C, "The State of the Art in Turbulence Modelling in Brazil", *J. of the Braz. Soc. Mechanical Sciences*, v. XIX (Special Issue), pp. 1-61, 1997.
- Silva Freire, A. P., Cruz, D. O. A., *Equações de Movimento e Resultados Assintóticos Aplicados à Teoria de Camada Limite*, Transição e Turbulência - I Escola de Primavera, capítulo 2, Rio de Janeiro, Brasil, Associação Brasileira de Ciências Mecânicas - ABCM, 1998.
- Sirivati, A., Warhaft, Z. *The Effect of a Passive Cross-Stream Temperature Gradient on the Evolution of Temperature Variance and Heat Flux in Grid Turbulence*, J. Fluid Mech., vol 128, pp 323-346, 1983

- Smedman, A.-S. *Some Turbulence Characteristics in Stable Atmospheric Boundary Layer Flow*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 48, pp. 856-868, 1991
- Soler, M. R., Hinojosa, J. *Atmospheric Thermics Structure Studied by Acoustic Echo Sounder, Boundary Layer Model, and Direct Measurements*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 81, pp 35-47, 1996
- Stull, R. B., *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers, 1988.
- Takahashi, T., Chikara, I. *A Vertical Wind Tunnel for Snow Process Studies*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 3, pp. 182-185, 1985
- Taylor, G. I., *Statistical Theory of Turbulence III - Distribution of Dissipation of Energy in a Pipe Over Its Cross-Section. Proc. Roy. Soc. (London)*, v. 151, n. 873, pp. 455-464, 1935.
- Taylor, P. A., Gent, P. R. *A Model of Atmospheric Boundary-Layer Flow Above an Isolated Two-Dimensional 'Hill': An Example of Flow Above 'Gentle Topography'*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 7, pp. 349-362, 1974
- Tetsuji, Y. *On the Similarity Functions A, B and C of the Planetary Boundary Layer*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 33, pp. 781-793, 1976
- Thompson, R. S., *Note on Aerodynamic Roughness Length for Complex Terrain*, Journal of Applied Meteorology, vol. 17, n° 9, pp 1402-1402, 1978.
- Vohl, O., Mitra, S. K., Diehl, K., Huber, G., *A Wind Tunnel Study of Turbulence Effects on the Scavenging on Aerosol Particles by Water Drops*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 58, n° 20, pp. 3064-3072, 2002.

- Wakamatsu, S., Ohara, T., Uno, I. *Springtime Photochemical Air Pollution in Osaka: Model Analysis*, Journal of Applied Meteorology, vol. 37, pp 1107-1116, 1997
- Weinstock, J. *Vertical Turbulent Diffusion in a Stably Stratified Fluid*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 35, pp. 1022-1027, 1978
- Wilson, J. D., Sawford, B. L. *Review of Lagrangian Stochastic Models For Trajectories in the Turbulent Atmosphere*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 78, pp 191-210, 1995
- Wright, S. D., Elliot, L., Ingham, D. B., Hewson, M. J. C., *The Adaptation of the Atmospheric Boundary Layer to a Change in Surface Roughness*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 89, pp 175-195, 1998
- Wyngaard, J. C., Coté, O. R., *The Evolution of a Convective Planetary Boundary Layer – A Higher-Order-Closure Model Study*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 7, pp 289-308, 1974.
- Wyngaard, J. C., "Atmospheric Turbulence", *Annual Reviews Fluid Mech.*, v. 24, pp. 205-233, 1992.
- Yamada, T., *On the Similarity Function A, B and C of the Planetary Boundary Layer*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 33, pp.781-793, 1976
- Yoon, K., Warhaft, Z. *The Evolution of Grid-Generated Turbulence Under Conditions of Stable Thermal Stratification*, J. Fluid Mech., vol. 215, pp. 601-638, 1989
- Zeman, O., Jensen, N. O., *Modification of Turbulence Characteristics in Flow Over Hills*, Quart. J. R. Met. Soc., vol 113, pp. 55-80, 1986

Zilitinkevich, S., Mironov, D. V., *A Multi-Limit Formulation for the Equilibrium Depth of a Stably Stratified Boundary Layer*, Boundary-Layer Meteorology, vol. 81, pp 325-351, 1996.

Zilitinkevich, S., Johansson, P.-E., Mironov, D. V., Baklanov, A. *A Similarity-Theory Model for Wind Profile and Resistance Law in Stably Stratified Planetary Boundary Layers*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 74-76, pp 209-218, 1998

Apêndice A

Cálculo dos parâmetros de estabilidade atmosférica (atmosfera estável)

Cor do fundo: Verde -> entrada de dados
Cinza -> processamento
Branco -> texto
Ciano -> "chamada de bibliotecas"

Método utilizado:

1 - Calcula-se o número de Richardson pela equação sugerida por (Golder, 1972) para túneis de vento:

$$Ri = \frac{g (T_h - T_b) (H - B)}{T (U_h - U_b)}, \quad (\text{eq. 1})$$

Onde:

g é a aceleração da gravidade,
 T_h é temperatura no topo da camada de superfície,
 T_b é temperatura no início da camada de superfície,
H é o topo da camada de superfície (em metros)
B é início da camada de superfície (em metros)
 U_h é velocidade no topo da camada de superfície,
 U_b é velocidade no início da camada de superfície e
T é a temperatura absoluta do perfil (em Kelvin)

2 - Calcula o número de Richardson de fluxo Rif pela equação:

$$Rif = \left(\frac{1}{Prt}\right) Ri, \quad (\text{eq. 2})$$

onde Prt é número de Prandtle turbulento, que na atmosfera tem o valor típico de 0,9 e

Ri é obtido pela eq. 1.

3 - Calculamos o comprimento de Monin-Obukhov pela equação:

$$L = \frac{z}{Rif}, \quad (\text{eq. 3})$$

onde z é a altura do topo da camada de superfície e
 Rif é obtido pela eq. 2.

A vantagem de se calcular os parâmetros de estabilidade por esses métodos, está na não necessidade de resolver uma equação diferencial para o cálculo do número de

Richardson (eq. 4), e de não se medir o fluxo de calor turbulento na parede, para se estimar o comprimento de Monin-Obukhov (eqs. 5 e 6).

$$Ri = \frac{(g/\theta) (\partial\theta/\partial z)}{(\partial u/\partial z)^2} \text{ (eq. 4)}$$

$$L = -\frac{u_*^3}{k \frac{g}{\theta} \frac{q'}{w \theta}} \text{ (eq. 5), onde } k \text{ é a constante de von Kármán.}$$

$$L = -\frac{u_*^3}{k \frac{g}{\theta} \frac{q'}{\rho c_p}} \text{ (eq. 6), onde } q' \text{ é o fluxo de calor turbulento na parede.}$$

■ Le os dados

```
diretorio := "c:\\user\\cataldi\\exptese\\rinstavel"
```

```
arquivol := "vruginst3.txt"
```

```
arquivo2 := "truginst3.txt"
```

```
SetDirectory[diretorio];
dadosu := Transpose[
  ReadList[arquivol, Number, {RecordSeparators -> {"\n"}, RecordLists -> True}]]
Yuexp := N[dadosu[[1]] / 1000]
Uexp := dadosu[[2]]
dadost := Transpose[
  ReadList[arquivo2, Number, {RecordSeparators -> {"\n"}, RecordLists -> True}]]
Ytexp := N[dadost[[1]] / 1000]
Texp := N[dadost[[2]] + 273.15]
```

Yuexp

```
{0.0022, 0.0025, 0.003, 0.0035, 0.004, 0.0045, 0.005, 0.006, 0.007, 0.008, 0.009,
0.01, 0.012, 0.014, 0.016, 0.018, 0.02, 0.025, 0.03, 0.035, 0.04, 0.045, 0.05,
0.055, 0.06, 0.065, 0.07, 0.075, 0.08, 0.085, 0.09, 0.095, 0.1, 0.105, 0.11, 0.115,
0.12, 0.125, 0.13, 0.135, 0.14, 0.15, 0.16, 0.17, 0.18, 0.19, 0.2, 0.21, 0.22}
```

Uexp

```
{0.583259, 0.657396, 0.618287, 0.694882, 0.751652, 0.759658, 0.709534,
0.763687, 0.810289, 0.814985, 0.90261, 0.950819, 1.01957, 1.06177, 1.09226,
1.1579, 1.21961, 1.3235, 1.41061, 1.50865, 1.52537, 1.56767, 1.59876, 1.70349,
1.66008, 1.75696, 1.74656, 1.80017, 1.81631, 1.82147, 1.84003, 1.84323,
1.89106, 1.90521, 1.90357, 1.9289, 1.93696, 1.9336, 1.95868, 1.96833, 1.98078,
2.00554, 2.02186, 2.0315, 2.06014, 2.08329, 2.08505, 2.08088, 2.08862}
```

Ytexp

```
{0.0022, 0.0025, 0.003, 0.0035, 0.004, 0.0045, 0.005, 0.006, 0.007, 0.008, 0.009,  
0.01, 0.012, 0.014, 0.016, 0.018, 0.02, 0.025, 0.03, 0.035, 0.04, 0.045, 0.05,  
0.055, 0.06, 0.065, 0.07, 0.075, 0.08, 0.085, 0.09, 0.095, 0.1, 0.105, 0.11, 0.115,  
0.12, 0.125, 0.13, 0.135, 0.14, 0.15, 0.16, 0.17, 0.18, 0.19, 0.2, 0.21, 0.22}
```

Texp

```
{314.875, 314.287, 314.437, 313.919, 313.258, 313.4, 313.643, 313.244,  
312.786, 312.63, 311.941, 311.598, 311.02, 310.667, 310.329, 309.802, 309.141,  
308.275, 307.296, 306.353, 306.185, 305.275, 304.877, 303.985, 304.164,  
303.054, 302.999, 302.199, 301.994, 301.887, 301.408, 301.195, 300.356,  
300.446, 300.017, 299.894, 299.647, 299.637, 299.324, 298.986, 298.918,  
298.251, 298.025, 297.679, 297.363, 297.156, 297.022, 296.974, 296.933}
```

O número de pontos existentes no perfil é:

```
np := Length[Yuexp]
```

```
np
```

```
49
```

```
nt = Length[Ytexp]
```

```
49
```

■ Cálculo da equação 1.

Parâmetros de entrada:

```

pH = np
pB := 1
H = Ytexp[[pH]]
B = Ytexp[[pB]]
Th = Texp[[pH]]
Tb = Texp[[pB]]
Uh = Uexp[[pH]]
Ub = Uexp[[pB]]
T =  $\frac{Th + Tb}{2}$ 
g = 9.8
θz0 := 59.2 + 273

```

49

0.22

0.0022

296.933

314.875

2.08862

0.583259

305.904

9.8

$$Ri = \frac{g (Th - Tb) (H - B)}{T (Uh - Ub)}$$

-0.0831648

■ Cálculo da equação 2.

```
Prt = 0.72
```

0.72

0.72

0.72

$$Rif = \left(\frac{1}{Prt} \right) Ri$$

-0.115507

■ Cálculo da equação 3.

$$z = \text{Max}[Y_{\text{exp}}]$$

0.22

$$L = \frac{z}{Rif}$$

-1.90465

$$Pa = 1/L$$

-0.52503

Leis de Parede para atmosferas estáveis e instáveis (Ratto, 1996):

1) Atmosfera estável:

Velocidade:

$$U(z) = \frac{u_\tau}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \gamma_m \frac{z}{L} \right) \quad (\text{eq. 7}),$$

onde z_0 é chamado "comprimento de rugosidade",

u_τ é a velocidade de fricção na parede e

$\gamma_m = 4.7$ (Businger et al. 1971) ou $\gamma_m = 5.0$ (Dyer. 1974)

Temperatura:

$$\theta(z) = \theta(z_0) + \frac{\theta_*}{k} \left(\alpha_h \ln \frac{z}{z_0} + \gamma_h \frac{z}{L} \right) \quad (\text{eq. 8}),$$

onde $\theta(z_0)$ é a temperatura média na altura do "comprimento de rugosidade",

θ_* é a temperatura na parede,

$\alpha_k = 0.74$ (Businger et al. 1971) ou $\alpha_k = 1.0$ (Dyer. 1974) e

$\gamma_h = 4.7$ (Businger et al. 1971) ou $\gamma_h = 5.0$ (Dyer. 1974)

2) Atmosfera instável:

Velocidade:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} - \psi_m \frac{z}{L} \right) \quad (\text{eq. 9}),$$

onde

$$\psi_m = 2 \ln \frac{(1+x)}{2} + \ln \frac{1+x^2}{2} - 2 \tan^{-1} x + \frac{x}{2}, \quad \text{com } x = \left(1 - \beta_m \frac{z}{L} \right)^4 e$$

$\beta_m = 15$ (Businger et al. 1971) ou $\beta_m = 16$ (Dyer. 1974)

Temperatura:

$$\bar{\theta}(z) = \bar{\theta}(z_0) + \alpha_h \frac{\theta_*}{k} \left(\alpha_h \ln \frac{z}{z_0} - \psi_h \frac{z}{L} \right) \quad (\text{eq. 10}),$$

onde

$$\psi_h = \ln \frac{1+y}{2}, \quad \text{com } y = \left(1 - \beta_h \frac{z}{L} \right)^2 e$$

$\beta_h = 9$ (Businger et al. 1971) ou $\beta_h = 16$ (Dyer. 1974)

■ Parâmetros para a lei da parede de temperatura e velocidade (apud Brasi

```
<< Statistics`NonlinearFit`
<<Graphics`Graphics`
<<Statistics`DescriptiveStatistics`
ClearAll[utau,k,A,v]
```

■ Temperatura

A lei da parede de temperatura para uma atmosfera estável é expressa pela seguinte equação (eq. 8):

$$\bar{\theta}(z) = \bar{\theta}(z_0) + \frac{\theta_*}{k} \left(\alpha_h \ln \frac{z}{z_0} + \gamma_h \frac{z}{L} \right) \quad (\text{eq 8})$$

```
k := 0.41
ah := 1
z0 := 0.000236
bh := 5
Delta = Max[Ytemp];
```

General::spell1 : Possible spelling error: new symbol name "bh" is similar to existing symbol "ah".

$$ip[y] := \left(1 - \beta h \frac{y}{L}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\psi h[y] := \text{Log}\left[1 + \frac{ip[y]}{2}\right]$$

$$\theta[y_] := \text{Expand}\left[\theta z_0 + a h \frac{\theta \text{tau}}{k} \left(\text{Log}\left[\frac{y}{z_0}\right] - \psi h[y] \frac{y}{L}\right)\right]$$

ip[y]

 $\theta[y]$ General::spell : Possible spelling error: new symbol name " ψh " is similar to existing symbols { $a h$, βh }. $\sqrt{1 + 2.62515 y}$ 332.2 + 2.43902 θtau Log[6410.26 y] + 1.28056 y θtau Log $\left[1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 2.62515 y}\right]$

O final da região da lei da parede ou região logarítmica típica, de acordo com vários pesquisadores, varia entre $y = 0.1 \delta$ [2, pp. 45] a $y = 0.2 \delta$ [3, pp. 453]. Aqui serão usados os valores de $y = 0.1 \delta$, $y = 0.15 \delta$, $y = 0.2 \delta$.

Uma regressão não linear é feita utilizando todos os pontos até o final da região logarítmica para os três casos citados acima. O objetivo é determinar u_τ , considerando os valores clássicos para κ (0.41) e para A (5.0).

```

lista $\theta \text{tau}$  := {1, 2, 3};
jj := 0;
Do[{j := 1,
  While[Ytexp[[j]] < (const1*Delta), j = j+1],
  nFinal = j;
  jj = jj+1;
  data $\theta \text{tau}$  = Table[{Ytexp[[i]], Texp[[i]]}, {i, 1, nFinal}],
  ClearAll[ $\theta \text{tau}$ ],
  regress1 := NonlinearRegress[data $\theta \text{tau}$ ,  $\theta[y]$ , y, { $\theta \text{tau}$ }],
  parametro = BestFitParameters /. regress1;
  lista $\theta \text{tau}$  = ReplacePart[lista $\theta \text{tau}$ , parametro[[1]][[2]], jj],
  Print["ponto final (y = ", const1, "  $\delta$ ):      n = ", nFinal, ";      y[" , nFinal,
    "] = ", Ytexp[[nFinal]], ";      Tkelvin[" , nFinal, "] = ", Texp[[nFinal]],
    "       $\theta_\tau$ [" , jj, "] = ", lista $\theta \text{tau}$ [[jj]]}], {const1, 0.10, 0.20, 0.05}]

```

```

ponto final (y = 0.1  $\delta$ ):      n = 18;      y[
18] = 0.025;      Tkelvin[18] = 308.275       $\theta_\tau$ [1] = -2.09271

```

```

ponto final (y = 0.15  $\delta$ ):      n = 20;      y[
20] = 0.035;      Tkelvin[20] = 306.353       $\theta_\tau$ [2] = -2.06782

```

```

ponto final (y = 0.2  $\delta$ ):      n = 22;      y[
22] = 0.045;      Tkelvin[22] = 305.275       $\theta_\tau$ [3] = -2.04638

```

Verifique se o valor de u_τ variou pouco, caso contrário verifique os dados experimentais. O valor de u_τ estimado será a média dos três valores obtidos, ou seja:


```

theta = Mean[listaTheta];

Print["theta_t = ", theta, " Kelvin"]

```

$\theta_t = -2.06897$ Kelvin

■ Velocidade

A lei da parede de velocidade para uma atmosfera estável é expressa pela seguinte equação (eq. 7):

$$u(z) = \frac{u_\tau}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \gamma_m \frac{z}{L} \right) \quad (\text{eq. 7})$$

```
beta_m := 16
```

General::spell1 : Possible spelling error: new symbol name "beta_m" is similar to existing symbol "beta_h".

$$x_{is}[y_] := \left(1 - \beta_m \frac{y}{L} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$\psi_m[y] := 2 \operatorname{Log} \left[\frac{(1 + x_{is}[y])}{2} \right] + \operatorname{Log} \left[\frac{1 + (x_{is}[y])^2}{2} \right] - 2 \operatorname{ArcTan}[x_{is}[y]] + \frac{x_{is}[y]}{2}$$

$$u_{med}[y_] := \operatorname{Expand} \left[\frac{u_\tau}{k} \left(\operatorname{Log} \left[\frac{y}{z_0} \right] - \psi_m[y] \frac{y}{L} \right) \right]$$

```
u_med[y]
```

General::spell : Possible spelling error: new symbol name "psi_m" is similar to existing symbols {beta_m, psi_h}.

$$\begin{aligned}
& 0.640281 u_\tau y (1 + 8.40048 y)^{1/4} - \\
& 2.56112 u_\tau y \operatorname{ArcTan}[(1 + 8.40048 y)^{1/4}] + 2.43902 u_\tau \operatorname{Log}[6410.26 y] + \\
& 2.56112 u_\tau y \operatorname{Log} \left[\frac{1}{2} (1 + (1 + 8.40048 y)^{1/4}) \right] + 1.28056 u_\tau y \operatorname{Log} \left[\frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + 8.40048 y}) \right]
\end{aligned}$$

O final da região da lei da parede ou região logarítmica típica, de acordo com vários pesquisadores, varia entre $y = 0.1 \delta$ [2, pp. 45] a $y = 0.2 \delta$ [3, pp. 453]. Aqui serão usados os valores de $y = 0.1 \delta$, $y = 0.15 \delta$, $y = 0.2 \delta$.

Uma regressão não linear é feita utilizando todos os pontos até o final da região logarítmica para os três casos citados acima. O objetivo é determinar u_τ , considerando os valores clássicos para κ (0.41) e para A (5.0).

```
DeltaTeo
```

```
DeltaTeo
```

```

listautau := {1, 2, 3};
jj := 0;
Do[{j := 1,
  While[Yuexp[[j]] < (const1*Delta), j = j + 1],
  nFinal = j;
  jj = jj + 1;
  datautau = Table[{Yuexp[[i]], Uexp[[i]]}, {i, 1, nFinal}],
  ClearAll[utau],
  regress1 := NonlinearRegress[datautau, umed[y], y, {utau}],
  parametro = BestFitParameters /. regress1;
  listautau = ReplacePart[listautau, parametro[[1]][[2]], jj],
  Print["ponto final (y = ", const1, "  $\delta$ ):      n = ", nFinal, ";      y[" , nFinal,
    " ] = ", Yuexp[[nFinal]], ";      utau[" , nFinal, " ] = ", Uexp[[nFinal]],
    "      ut[" , jj, " ] = ", listautau[[jj]]}], {const1, 0.10, 0.20, 0.05}]

```

```

ponto final (y = 0.1  $\delta$ ):      n = 18;      y[
18] = 0.025;      utau[18] = 1.3235      ut[1] = 0.0949152

```

```

ponto final (y = 0.15  $\delta$ ):      n = 20;      y[
20] = 0.035;      utau[20] = 1.50865      ut[2] = 0.0979167

```

```

ponto final (y = 0.2  $\delta$ ):      n = 22;      y[
22] = 0.045;      utau[22] = 1.56767      ut[3] = 0.100387

```

Verifique se o valor de u_t variou pouco, caso contrário verifique os dados experimentais. O valor de u_t estimado será a média dos três valores obtidos, ou seja:

```

utau = Mean[listautau];
Print["ut = ", utau, " m/s"]

```

```

ut = 0.0977397 m/s

```

Udelta = Uexp

```

{0.583259, 0.657396, 0.618287, 0.694882, 0.751652, 0.759658, 0.709534,
0.763687, 0.810289, 0.814985, 0.90261, 0.950819, 1.01957, 1.06177, 1.09226,
1.1579, 1.21961, 1.3235, 1.41061, 1.50865, 1.52537, 1.56767, 1.59876, 1.70349,
1.66008, 1.75696, 1.74656, 1.80017, 1.81631, 1.82147, 1.84003, 1.84323,
1.89106, 1.90521, 1.90357, 1.9289, 1.93696, 1.9336, 1.95868, 1.96833, 1.98078,
2.00554, 2.02186, 2.0315, 2.06014, 2.08329, 2.08505, 2.08088, 2.08862}

```

■ Gráficos ->

A figura abaixo mostra os pontos experimentais do perfil (pontos vermelhos) em coordenadas internas (y^+ , u^+), a lei da parede obtida (linha contínua) e a lei da parede clássica (linha pontilhada) para uma camada limite incompressível sobre superfície plana e lisa.

■ Velocidade

```
 $\beta_m := 16$ 
```

```
 $xis[Yuexp] := \left(1 - \beta_m \frac{Yuexp}{L}\right)^{\frac{1}{4}}$ 
```

```
 $\psi_m[Yuexp] :=$ 
```

```
 $2 \operatorname{Log}\left[\frac{(1 + xis[Yuexp])}{2}\right] + \operatorname{Log}\left[\frac{1 + (xis[Yuexp])^2}{2}\right] - 2 \operatorname{ArcTan}[xis[Yuexp]] + \frac{xis[Yuexp]}{2}$ 
```

```
 $uteo[Yuexp] := \operatorname{Expand}\left[\frac{u\tau}{k} \left(\operatorname{Log}\left[\frac{Yuexp}{z_0}\right] - \psi_m[Yuexp] \frac{Yuexp}{L}\right)\right]$ 
```

```
uteoi = uteo[Yuexp]
```

```
Export["uteoie3.dat", uteoi]
```

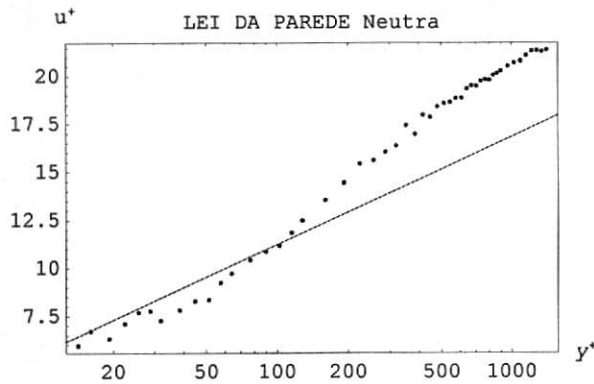
General::spell1 : Possible spelling error: new symbol name "uteoi" is similar to existing symbol "uteo".

```
{0.630571, 0.661005, 0.704403, 0.741085, 0.772852, 0.800865, 0.825917, 0.86925,
0.905869, 0.937573, 0.965524, 0.990514, 1.03373, 1.07023, 1.10181, 1.12965,
1.15452, 1.20713, 1.25002, 1.28621, 1.3175, 1.34506, 1.36966, 1.39188, 1.41214,
1.43075, 1.44796, 1.46396, 1.47891, 1.49294, 1.50616, 1.51865, 1.53049,
1.54174, 1.55247, 1.56271, 1.57251, 1.58191, 1.59093, 1.59961, 1.60798,
1.62384, 1.63868, 1.65262, 1.66577, 1.67821, 1.69002, 1.70127, 1.71201}
```

```
uteoie3.dat
```

```
pontosLawWall :=
```

```
LogLinearListPlot[Table[{Yuexp[[i]] / z0, Udelta[[i]] / u\tau}, {i, 1, np}],
Range -> {1, 2000}, PlotStyle -> {Hue[0], PointSize[.010]},
PlotLegend -> {"experimento"}, DisplayFunction -> Identity]
LawWall := LogLinearPlot[(1/k) Log[ymais], {ymais, 0.1, 5000},
{PlotStyle -> Hue[0.6], DisplayFunction -> Identity}]
Show[pontosLawWall, LawWall, {Frame -> True, Axes -> True, AxesLabel -> {"y+", "u+"},
PlotLabel -> "LEI DA PAREDE Neutra", DisplayFunction -> $DisplayFunction}]
```

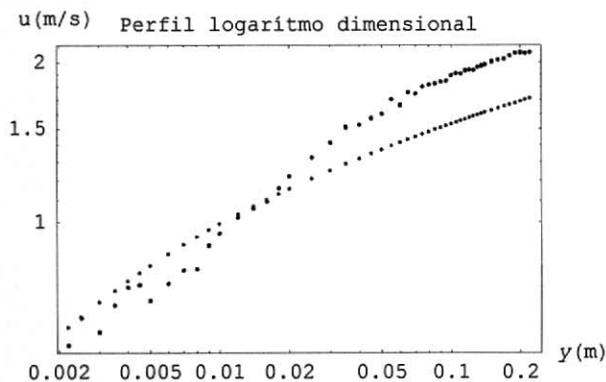


- Graphics -

```

pontosLawWall := LogLogListPlot[Table[{Yuexp[[i]], Udelta[[i]]}, {i, 1, np}],
  Range -> {1, 2000}, PlotStyle -> {Hue[0], PointSize[.010]},
  PlotLegend -> {"experimento"}, DisplayFunction -> Identity]
LawWall := LogLogListPlot[Table[{Yuexp[[i]], uteoi[[i]]}, {i, 1, np}],
  {PlotStyle -> Hue[0.6], DisplayFunction -> Identity}]
Show[pontosLawWall, LawWall, {Frame -> True, Axes -> True,
  AxesLabel -> {"y(m)", "u(m/s)"}, PlotLabel -> "Perfil logarítmico dimensional",
  DisplayFunction -> $DisplayFunction}]

```

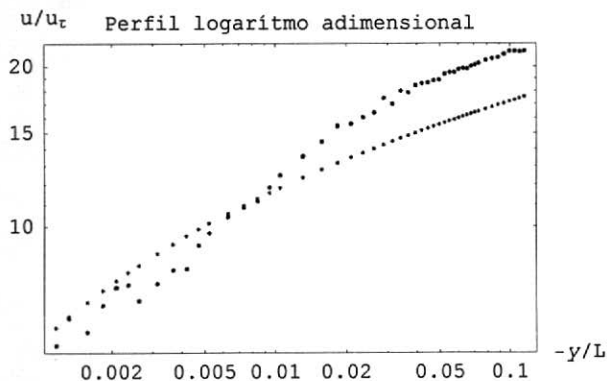


- Graphics -

```

pontosLawWall :=
  LogLogListPlot[Table[{- (Yuexp[[i]] / L), Udelta[[i]] / utau}, {i, 1, np}],
    Range -> {1, 200}, PlotStyle -> {Hue[0], PointSize[.010]},
    PlotLegend -> {"experimento"}, DisplayFunction -> Identity]
LawWall := LogLogListPlot[Table[{- (Yuexp[[i]] / L), uteoi[[i]] / utau}, {i, 1, np}],
  {PlotStyle -> Hue[0.6], DisplayFunction -> Identity}]
Show[pontosLawWall, LawWall, {Frame -> True, Axes -> True,
  AxesLabel -> {"-y/L", "u/ut"}, PlotLabel -> "Perfil logarítmico adimensional",
  PlotRange -> {All, All}, DisplayFunction -> $DisplayFunction}]

```

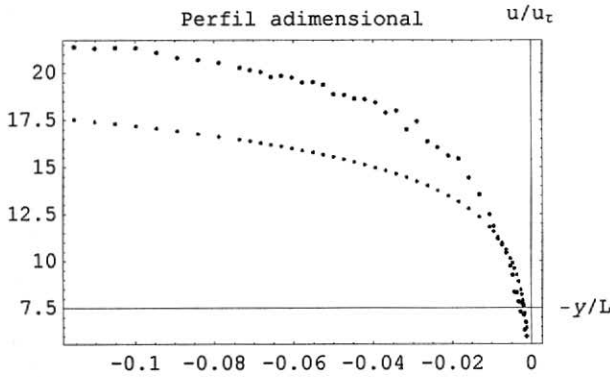


- Graphics -

```

pontosLawWall := ListPlot[Table[{Yuexp[[i]]/L, Udelta[[i]]/utau}, {i, 1, np}],
  PlotStyle -> {Hue[0], PointSize[.010]}, DisplayFunction -> Identity]
LawWall := ListPlot[Table[{Yuexp[[i]]/L, uteoi[[i]]/utau}, {i, 1, np}],
  {PlotStyle -> Hue[0.6], DisplayFunction -> Identity}]
Show[pontosLawWall, LawWall, {Frame -> True, Axes -> True,
  AxesLabel -> {"-y/L", "u/ur"}, PlotLabel -> "Perfil adimensional",
  DisplayFunction -> $DisplayFunction}]

```



- Graphics -

■ Temperatura

```
βh := 16
```

$$ip[Yuexp] := \left(1 - \beta h \frac{Yuexp}{L}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\psi h[Yuexp] := \text{Log}\left[1 + \frac{ip[Yuexp]}{2}\right]$$

$$\theta_{teo}[Yuexp] := \text{Expand}\left[\theta z_0 + \alpha h \frac{\theta \tau}{k} \left(\text{Log}\left[\frac{Yuexp}{z_0}\right] - \psi h[Yuexp] \frac{Yuexp}{L}\right)\right]$$

```
Tteoi = θteo[Yuexp]
```

```
Export["Tteoie3.dat", Tteoi]
```

```

{318.843, 318.198, 317.277, 316.499, 315.825, 315.23, 314.697, 313.776,
312.997, 312.322, 311.727, 311.194, 310.272, 309.491, 308.815, 308.218,
307.684, 306.552, 305.626, 304.842, 304.161, 303.56, 303.022, 302.534,
302.087, 301.676, 301.295, 300.939, 300.606, 300.292, 299.996, 299.715,
299.448, 299.194, 298.951, 298.718, 298.495, 298.281, 298.074, 297.875,
297.683, 297.317, 296.973, 296.648, 296.341, 296.049, 295.771, 295.505, 295.25}

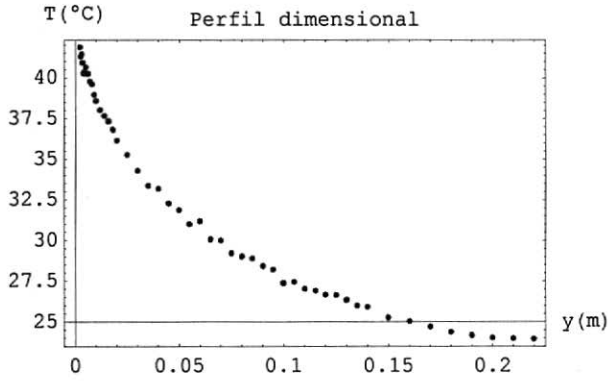
```

```
Tteoie3.dat
```

```

pontosLawWallT := ListPlot[Table[{Ytexp[[i]], Texp[[i]] - 273}, {i, 1, np}],
  PlotStyle -> {Hue[0], PointSize[.013]}, DisplayFunction -> Identity]
LawWallT := Plot[Log[ytmais], {ytmais, 1, 60},
  {PlotStyle -> Hue[0.6], DisplayFunction -> Identity}]
Show[pontosLawWallT, {Frame -> True, Axes -> True, AxesLabel -> {"y(m)", "T(°C)"},
  PlotLabel -> "Perfil dimensional", DisplayFunction -> $DisplayFunction}]

```

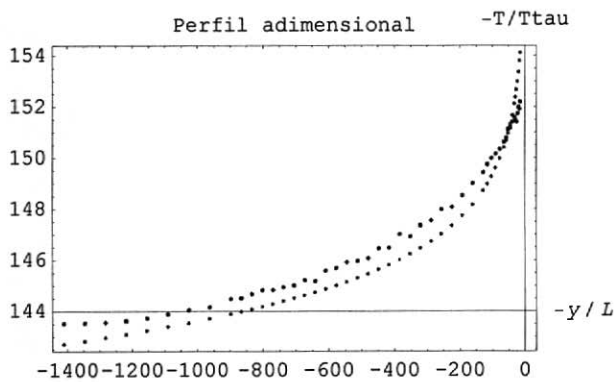


- Graphics -

```

pontosLawWallT :=
  ListPlot[Table[{- (Ytexp[[i]] / z0), - (Texp[[i]] / theta)}, {i, 1, np}],
    PlotStyle -> {Hue[0], PointSize[.010]}, DisplayFunction -> Identity]
LawWallT := ListPlot[Table[{- (Ytexp[[i]] / z0), - (Tteoi[[i]] / theta)}, {i, 1, np}],
  {PlotStyle -> Hue[0.6], DisplayFunction -> Identity}]
Show[pontosLawWallT, LawWallT, {Frame -> True, Axes -> True,
  AxesLabel -> {"-y / L", "-T/Ttau"}, PlotLabel -> "Perfil adimensional",
  DisplayFunction -> $DisplayFunction}]

```

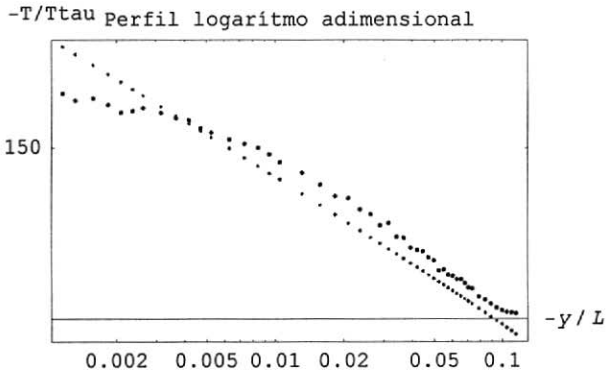


- Graphics -

```

pontosLawWallT :=
  LogLogListPlot[Table[{- (Yuexp[[i]] / L), -Texp[[i]] /  $\theta$ tau}, {i, 1, np}],
    Range -> {1, 20}, PlotStyle -> {Hue[0], PointSize[.010]}, PlotDivision -> 4.5,
    Axes -> Automatic, PlotLegend -> {"experimento"}, DisplayFunction -> Identity]
LawWallT := LogLogListPlot[Table[{- (Yuexp[[i]] / L), -Tteoi[[i]] /  $\theta$ tau}, {i, 1, np}],
  {PlotStyle -> Hue[0.6], DisplayFunction -> Identity}]
Show[pontosLawWallT, LawWallT, {Frame -> True, Axes -> True,
  AxesLabel -> {"-y / L", "-T/Ttau"}, PlotRange -> {All, All},
  PlotLabel -> "Perfil logarítimo adimensional", DisplayFunction -> $DisplayFunction}]

```



- Graphics -

Apêndice B

```
Off[General::"spell1", General::"spell"]
```

```
<< Graphics`Graphics`
<< Graphics`Legend`
<< Statistics`NormalDistribution`
<< Graphics`MultipleListPlot`
<< Statistics`NonlinearFit`
Off[General::"spell1", General::"spell"]
```

```
diretorio := "c:\\user\\cataldi\\exptese\\rinstavel"
```

```
arquivol := "vruginst1.txt"
```

```
arquivo2 := "truginst1.txt"
```

```
SetDirectory[diretorio];
dadosu := Transpose[
  ReadList[arquivol, Number, {RecordSeparators -> {"\n"}, RecordLists -> True}]
Yuexp := N[dadosu[[1]] / 1000]
Uexp := dadosu[[2]]
dadost := Transpose[
  ReadList[arquivo2, Number, {RecordSeparators -> {"\n"}, RecordLists -> True}]
Ytexp := N[dadost[[1]] / 1000]
Texp := N[dadost[[2]] + 273.15]
```

```
z0 := 56.9 + 273;
```

Velocidade:

$$x_{is}[y_] := \left(1 - \beta_m \frac{y}{L}\right)^{\frac{1}{4}}$$

$$\psi_m[y_] := 2 \operatorname{Log}\left[\frac{1 + x_{is}[y]}{2}\right] + \operatorname{Log}\left[\frac{1 + (x_{is}[y])^2}{2}\right] - 2 \operatorname{ArcTan}[x_{is}[y]] + \frac{x_{is}[y]}{2}$$

$$u_{med}[y_] := \operatorname{Expand}\left[\frac{u_{\tau}}{k} \left(\operatorname{Log}\left[\frac{y}{z_0}\right] - \psi_m[y] \frac{y}{L}\right)\right]$$

$u_{med}[y]$

$$\frac{u_{\tau} y \left(1 - \frac{y \beta_m}{L}\right)^{1/4}}{2 k L} + \frac{2 u_{\tau} y \operatorname{ArcTan}\left[\left(1 - \frac{y \beta_m}{L}\right)^{1/4}\right]}{k L} + \frac{u_{\tau} \operatorname{Log}\left[\frac{y}{z_0}\right]}{k} - \frac{2 u_{\tau} y \operatorname{Log}\left[\frac{1}{2} \left(1 + \left(1 - \frac{y \beta_m}{L}\right)^{1/4}\right)\right]}{k L} - \frac{u_{\tau} y \operatorname{Log}\left[\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{y \beta_m}{L}}\right)\right]}{k L}$$

Temperatura:

$$\text{ip}[y] := \left(1 - \beta h \frac{y}{L}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\psi h[y] := \text{Log}\left[1 + \frac{\text{ip}[y]}{2}\right]$$

$$\theta[y_] := \text{Expand}\left[\theta z_0 + \alpha h \frac{\theta \text{tau}}{k} \left(\text{Log}\left[\frac{y}{z_0}\right] - \psi h[y] \frac{y}{L}\right)\right]$$

ip[y]

theta[y]

$$\sqrt{1 - \frac{y \beta h}{L}}$$

$$329.9 + \frac{\alpha h \theta \text{tau} \text{Log}\left[\frac{y}{z_0}\right]}{k} - \frac{y \alpha h \theta \text{tau} \text{Log}\left[1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{y \beta h}{L}}\right]}{k L}$$

■ Mínimos quadrados para velocidade

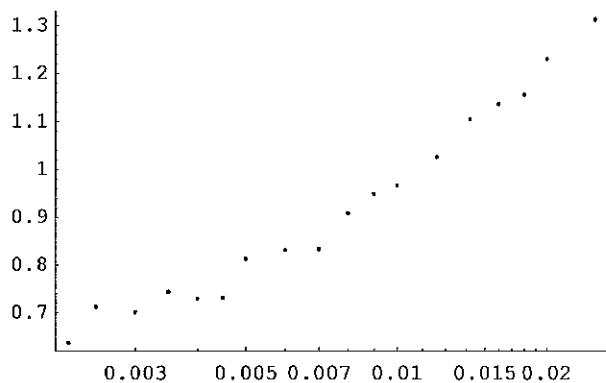
```
dadosu1 = Table[{dadosu[[1, i]]/1000., dadosu[[2, i]]}, {i, 1, 18}]
```

```
{0.0022, 0.63801}, {0.0025, 0.712474}, {0.003, 0.70072},
{0.0035, 0.743}, {0.004, 0.729195}, {0.0045, 0.73157},
{0.005, 0.812369}, {0.006, 0.830848}, {0.007, 0.832703}, {0.008, 0.909},
{0.009, 0.948893}, {0.01, 0.967752}, {0.012, 1.02639}, {0.014, 1.10601},
{0.016, 1.13711}, {0.018, 1.15707}, {0.02, 1.23147}, {0.025, 1.31418}
```

```
MatrixForm[dadosu1]
```

```
( 0.0022  0.63801
 0.0025  0.712474
 0.003   0.70072
 0.0035  0.743
 0.004   0.729195
 0.0045  0.73157
 0.005   0.812369
 0.006   0.830848
 0.007   0.832703
 0.008   0.909
 0.009   0.948893
 0.01    0.967752
 0.012   1.02639
 0.014   1.10601
 0.016   1.13711
 0.018   1.15707
 0.02    1.23147
 0.025   1.31418)
```

```
graf1 = LogLinearListPlot[dadosul, PlotJoined -> False]
```



- Graphics -

```
umed1 = umed[y] /. {k -> 0.41, beta -> 16, L -> -2.86}
```

$$0.426403 \operatorname{utau} y (1 + 5.59441 y)^{1/4} - 1.70561 \operatorname{utau} y \operatorname{ArcTan}[(1 + 5.59441 y)^{1/4}] +$$

$$1.70561 \operatorname{utau} y \operatorname{Log}\left[\frac{1}{2} (1 + (1 + 5.59441 y)^{1/4})\right] +$$

$$0.852806 \operatorname{utau} y \operatorname{Log}\left[\frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + 5.59441 y})\right] + 2.43902 \operatorname{utau} \operatorname{Log}\left[\frac{y}{z_0}\right]$$

```

regress = NonlinearRegress[dadosul, umedl, {y},
  {{utau, 0.10, 0.095, 0.105}, {z0, 0.000156, 0.000150, 0.000158}},
  Statistics`ConfidenceIntervals`ConfidenceLevel -> 0.99, PrecisionGoal -> 16,
  AccuracyGoal -> 16, Statistics`NonlinearFit`ShowProgress -> True,
  RegressionReport -> {BestFitParameters, ParameterTable,
    ParameterCITable, ParameterConfidenceRegion, EstimatedVariance,
    AsymptoticCovarianceMatrix, AsymptoticCorrelationMatrix}, MaxIterations -> 3000]

Iteration:1 ChiSquared:0.04298125718306098` Parameters:{0.1, 0.000156}

Iteration:2 ChiSquared:0.032411290294323276` Parameters:{0.109783, 0.000227606}

Iteration:3 ChiSquared:0.03031112536857216` Parameters:{0.109783, 0.00023679}

Iteration:4 ChiSquared:0.030310314362783017` Parameters:{0.109783, 0.000236977}

Iteration:5 ChiSquared:0.030310314362655747` Parameters:{0.109783, 0.000236977}

{BestFitParameters -> {utau -> 0.109783, z0 -> 0.000236977}, ParameterTable ->
  Estimate      Asymp. SE      TStat      PValue
utau      0.109783      0.00581344    18.8844    2.31415x10-12,
z0      0.000236977    0.000043982    5.38806    0.0000603649
ParameterCITable ->
  Estimate      Asymptotic SE      CI
utau      0.109783      0.00581344      {0.0928036, 0.126763} ,
z0      0.000236977    0.000043982      {0.000108516, 0.000365439}
ParameterConfidenceRegion -> Ellipsoid[{0.109783, 0.000236977},
  {0.020515, 0.0000320383}, {{0.999973, 0.00740243}, {-0.00740243, 0.999973}}],
EstimatedVariance -> 0.00189439, AsymptoticCovarianceMatrix ->
  ( 0.000033796  2.50179x10-7 )
  ( 2.50179x10-7  1.93442x10-9 ) , AsymptoticCorrelationMatrix -> ( 1.      0.978461 )
  ( 0.978461      1.      )

```