

**ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO DE  
UM JATO DE AR TURBULENTO QUE INCIDE  
ORTOGONALMENTE SOBRE UMA PLACA PLANA AQUECIDA**

**Danielle Regina da Silva Guerra**

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 DOUTOR EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Aprovada por:

---

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.

---

Prof. Su Jian, D.Sc.

---

Prof. Antônio José da Silva Neto, Ph.D.

---

Prof. Marcelo José Colaço, D.Sc.

---

Prof. Daniel Onofre de Almeida Cruz, D.Sc.

**RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL**

**AGOSTO DE 2004**

GUERRA, DANIELLE REGINA DA SILVA

Análise Teórica e Experimental do Escoamento de  
um Jato de Ar Turbulento que Incide Ortogonalmente  
sobre uma Placa Plana Aquecida [Rio de Janeiro] 2004

XVI, 211p. 29,7cm (COPPE/UFRJ, D.Sc.,  
Engenharia Mecânica, 2004)

Tese - Universidade Federal do Rio de  
Janeiro, COPPE

1. Turbulência 2. Camada limite

1. COPPE/UFRJ II. Título (série)

“À minha mãe Claudete,  
pelo apoio e motivação inesgotáveis,  
mesmo à distância”

## AGRADECIMENTOS

A minha família pelo apoio ao longo destes anos.

A CAPES pelo suporte financeiro, através da bolsa de doutorado.

Ao meu orientador, prof. Atila Pantaleão Silva Freire, pela confiança, apoio e orientação.

Ao prof. Su Jian pela orientação dedicada.

Em especial, a Manoel Nogueira, por incentivar meu retorno ao Rio, pelo apoio e motivação sempre transmitidos.

“Os anos de convivência amadurecem as amizades,  
robustecem seus vínculos e aprofundam suas raízes”.

(G. Flaubert)

O meu obrigado aos grandes companheiros nesta jornada de alegrias e sofrimentos, que sempre cederam gentilmente seus ouvidos, Hilda Pari Soto e Wagner Machado Brasil.

Aos “maneiríssimos” amigos Daniel Rodrigues , André e Bruno. Todos sempre muito prestativos.

A Juliana Loureiro pela amizade e apoio.

Aos amigos Tiago, Rafael, Maiko, Marcelo e Marcel, pelo apoio nos momentos difíceis e pelas bricadeiras que tornaram mais alegre nossos dias.

Aos amigos que tomaram novos rumos, Carolina Naveira, Nicolau Hess, David Miranda, Leonardo Luz e Marcio Cataldi, pelo apoio e ajuda na fase inicial deste trabalho.

A Ricardo Balian, apesar dos nossos tropeços, nossos acertos foram maiores, o meu muito obrigada pelo auxílio na construção do aparato experimental.

Aos funcionários da Oficina de Máquinas Operatrizes, pela confecção de alguns componentes do aparato experimental.



Ao prof. Renato Machado Cotta por sempre ter disponibilizado a estrutura do LTTC quando me foi necessário, a engenheira Dayse do Amaral Sophia, e aos técnicos Paulo Veiga e Paulo Cezar.

A todos que de uma maneira ou de outra contribuíram para a conclusão deste trabalho, meu muito obrigada!

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

ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO DE UM JATO  
DE AR TURBULENTO QUE INCIDE ORTOGONALMENTE SOBRE UMA  
PLACA PLANA AQUECIDA

Danielle Regina da Silva Guerra

Agosto/2004

Orientadores: Atila P. Silva Freire

Su Jian

Programa: Engenharia Mecânica

O trabalho apresenta um estudo teórico e experimental de um jato de ar circular, turbulento, semi-confinado, que incide sobre uma placa plana circular fria ou aquecida. O estudo tem como objetivo principal caracterizar os perfis de velocidade e de temperatura em termos de variáveis internas da camada limite, desenvolvendo uma formulação de lei de parede. Um aparato experimental foi construído inteiramente com o propósito de estudar jatos incidentes. Os experimentos foram realizados para as configurações de  $H/D= 1,0, 1,5$  e  $2,0$  com o número de Reynolds fixo em  $35.000$ . São apresentados dados experimentais de distribuição de pressão, perfis de velocidade média e de flutuação de velocidade, perfis de temperatura no escoamento, e medidas de temperatura na superfície superior da placa de incidência. Pelas dificuldades experimentais encontradas para a determinação do coeficiente de transferência de calor local sobre a superfície, um procedimento alternativo para a estimativa destes parâmetros é apresentado, resolvendo-se um problema inverso de condução de calor para a estimativa da variação dos coeficientes de transferência de calor, no tempo e no espaço. Como a contribuição principal do trabalho, uma expressão algébrica para a previsão dos coeficientes de atrito e de troca térmica na superfície da placa é desenvolvida a partir da redução dos dados experimentais.

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

A THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF A TURBULENT  
ROUND AIR JET IMPINGING NORMALLY ON A HEATED FLAT PLATE

Danielle Regina da Silva Guerra

August/2004

Advisors: Atila P. Silva Freire

Su Jian

Department: Mechanical Engineering

This work deals with a turbulent round impinging jet onto a heated and unheated flat plate, in a semi-confined environment. Experimental data was obtained for local velocity and temperature distributions as well as longitudinal turbulence profiles, through a special apparatus specifically designed for these experiments. The experiments were carried out for three different configurations of  $H/D= 1.0, 1.5$  and  $2.0$ . All profiles were measured having the nozzle Reynolds number equal 35000 and nozzle speed at 12 m/s. The author seeks to obtain a flow characterization using internal boundary layer parameters and from this, to propose a law of the wall, an algebraic expression to calculate the friction and heat transfer coefficients on the impinging surface. A new approach related with calculation of the local heat transfer is introduced. A direct computational calculation was applied to solve an inverse problem for conduction heat transfer allowing an estimation of the heat transfer coefficient variation on time and position.

# Conteúdo

<b>AGRADECIMENTOS</b>	<b>v</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>vii</b>
<b>SUMÁRIO</b>	<b>viii</b>
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	<b>x</b>
<b>LISTA DE TABELAS</b>	<b>xviii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Revisão Bibliográfica</b>	<b>13</b>
2.1 Jatos Incidente e de Parede . . . . .	14
2.2 Problema Inverso . . . . .	39
<b>3 Aparato e Metodologia Experimental</b>	<b>41</b>
3.1 Aparato Experimental . . . . .	41
3.2 Técnicas Experimentais . . . . .	50
3.2.1 Pressão Manométrica . . . . .	50
3.2.2 Anemometria de Fio-quente . . . . .	51
3.2.3 Medição de Temperatura por Termopar . . . . .	53
3.3 Procedimentos Experimentais . . . . .	54
3.3.1 Distribuição de Pressão . . . . .	55
3.3.2 Perfis de Velocidade . . . . .	56
3.3.3 Perfis de Temperatura . . . . .	62

3.4	Análise de Incertezas . . . . .	64
3.4.1	Tipos de Erros Associados à Medição . . . . .	64
3.4.2	Incerteza da Medição . . . . .	66
3.4.3	Incerteza dos Resultados . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Resultados Experimentais</b>	<b>68</b>
4.1	Distribuição de Pressão . . . . .	69
4.2	Perfis de Velocidade Média . . . . .	75
4.3	Perfis de Intensidade Turbulenta . . . . .	92
4.4	Perfis de Temperatura . . . . .	111
<b>5</b>	<b>Modelagem Físico/Matemática</b>	<b>127</b>
<b>6</b>	<b>O coeficiente de transferência de calor via Problema Inverso</b>	<b>169</b>
6.1	Formulação do problema direto . . . . .	170
6.2	Formulação do problema inverso . . . . .	173
6.2.1	O problema de sensibilidade . . . . .	173
6.2.2	O problema adjunto . . . . .	174
6.2.3	O critério de parada . . . . .	176
6.2.4	Resultados e discussões . . . . .	177
<b>7</b>	<b>Análise e discussão</b>	<b>187</b>
<b>8</b>	<b>Conclusão</b>	<b>199</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>211</b>

# Lista de Figuras

1.1	Jato incidente. . . . .	7
1.2	Jato incidente submerso. . . . .	8
1.3	Jato incidente livre. . . . .	8
1.4	Jato não confinado. . . . .	9
1.5	Jato confinado. . . . .	10
1.6	Problema Físico. . . . .	11
2.1	Esquema do aparato experimental, medidas em mm. . . . .	15
2.2	Comparação entre o perfil de velocidade de Glauert e o experimental de Bakke. . . . .	15
2.3	Decaimento da velocidade máxima; $b$ é a altura placa-bocal, $r$ é a distância radial, $U_m$ velocidade máxima, $K$ fluxo de quantidade de movimento. . . . .	17
2.4	Perfis de velocidade média em coordenadas internas de lei de parede. . . . .	19
2.5	Distribuição de velocidade de um jato de parede radial produzido por um jato circular incidente. . . . .	19
2.6	Perfil de velocidade completo para jato de parede plano. . . . .	20
2.7	Perfis de velocidade em $X/b=20$ e $U_j=15\text{m/s}$ ; $b=7,62\text{mm}$ é a largura da fenda, $X$ é a distância à jusante da fenda. . . . .	23
2.8	Distribuição de velocidade próximo à superfície em coordenadas de lei de parede. . . . .	24
2.9	Esquema do aparato experimental. . . . .	25
2.10	Perfis de velocidade radial em coordenadas internas. . . . .	25
2.11	Perfis de velocidade radial subtraído o parâmetro $A$ . . . . .	26

2.12	Comparação dos perfis de velocidade média e flutuação de velocidade em $H/D= 2,0$ , $r/D= 1,5$ e $Re= 23.000$ . . . . .	27
2.13	Comparação das linhas de corrente para $H/D= 1,0$ e $Re= 23.000$ entre as configurações confinado e não confinado. . . . .	31
2.14	Jato livre em: (a) $Re=6.000$ , $d=47,2\text{mm}$ ; (b) $Re=10.000$ , $d=47,2\text{mm}$ ; (c) $Re=6.000$ , $d=72,6\text{mm}$ ; (d) $Re=6.000$ , $d=98,6\text{mm}$ . . . . .	32
2.15	Efeito do espaçamento placa-bocal na distribuição de pressão na superfície de incidência para $Re= 10.000$ . . . . .	33
2.16	Visualização do escoamento de um jato axissimétrico incidente para $Re= 10.000$ e $L/D= 2,0$ . . . . .	34
3.1	Esquema do aparato experimental. Ventilador centrífugo, 1; seção de ligação, 2; seção de contração, 3; duto de PVC, 4; área de incidência do jato, 5; estrutura externa, 6; estrutura interna, 7. . . . .	43
3.2	Foto do aparato experimental. . . . .	44
3.3	Seção de testes. . . . .	46
3.4	Esquema do sistema de aquecimento. Placa de confinamento, 1; resistência elétrica, 2; placa de incidência, 3; isolamento térmico, 4, 5 e 6. . . . .	46
3.5	Resistência elétrica. . . . .	47
3.6	Foto da superfície inferior da placa. . . . .	49
3.7	Construção das tomadas de pressão. . . . .	49
3.8	Foto das tomadas de pressão. . . . .	50
3.9	Manômetro multitubo inclinado. . . . .	52
3.10	Esquema do par termoelétrico. . . . .	54
3.11	Termopar tipo K. . . . .	55
3.12	Esquema da configuração dos equipamentos utilizados na aquisição de dados por anemometria de fio-quente. (F) anemômetro de temperatura constante 56M DANTEC, (G) anemômetro de temperatura constante KAURI, (H)amplificador de sinal, (I)adaptador para conexão de cabos. . . . .	57

3.13	Posicionador cartesiano com dois graus de liberdade. . . . .	63
4.1	Distribuição de pressão no centro geométrico do jato. . . . .	70
4.2	Distribuição de pressão radial, jato semi-confinado, relação $H/D=2,0$ . . . . .	71
4.3	Distribuição de pressão radial, jato não confinado, relação $H/D=2,0$ . . . . .	71
4.4	Distribuição de pressão radial, jato semi-confinado, relação $H/D=1,5$ . . . . .	72
4.5	Distribuição de pressão radial, jato não confinado, relação $H/D=1,5$ . . . . .	72
4.6	Distribuição de pressão radial, jato semi-confinado, relação $H/D=1,0$ . . . . .	74
4.7	Distribuição de pressão radial, jato não confinado, relação $H/D=1,0$ . . . . .	74
4.8	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 80\text{mm}$ . . . . .	75
4.9	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 85\text{mm}$ . . . . .	76
4.10	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 90\text{mm}$ . . . . .	76
4.11	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 95\text{mm}$ . . . . .	77
4.12	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 100\text{mm}$ . . . . .	77
4.13	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 105\text{mm}$ . . . . .	78
4.14	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 110\text{mm}$ . . . . .	78
4.15	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 115\text{mm}$ . . . . .	79
4.16	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 120\text{mm}$ . . . . .	79
4.17	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 125\text{mm}$ . . . . .	80
4.18	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 130\text{mm}$ . . . . .	80
4.19	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 135\text{mm}$ . . . . .	81
4.20	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 140\text{mm}$ . . . . .	81
4.21	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 145\text{mm}$ . . . . .	82
4.22	Perfil de velocidade média. $H/D= 2, r= 150\text{mm}$ . . . . .	82
4.23	Perfis de Velocidade. $H/D= 2,0$ . . . . .	83
4.24	Perfis de Velocidade. $H/D= 2,0$ . . . . .	83
4.25	Perfis de Velocidade. $H/D= 2,0$ . . . . .	84
4.26	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,5, r= 95\text{mm}$ . . . . .	85
4.27	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,5, r = 120\text{mm}$ . . . . .	85
4.28	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,5, r= 145\text{mm}$ . . . . .	86
4.29	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,5, r= 170\text{mm}$ . . . . .	86



4.30	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,5, r= 195\text{mm}$ . . . . .	87
4.31	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,5, r= 220\text{mm}$ . . . . .	87
4.32	Perfis de velocidade média. $H/D= 1,5.$ . . . . .	88
4.33	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,0, r= 95\text{mm}.$ . . . . .	89
4.34	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,0, r= 120\text{mm}.$ . . . . .	89
4.35	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,0, r= 145\text{mm}.$ . . . . .	90
4.36	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,0, r= 170\text{mm}.$ . . . . .	90
4.37	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,0, r= 195\text{mm}.$ . . . . .	91
4.38	Perfil de velocidade média. $H/D= 1,0, r= 220\text{mm}.$ . . . . .	91
4.39	Perfis de velocidade média. $H/D= 1,0.$ . . . . .	92
4.40	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 80\text{mm}.$ . . . . .	93
4.41	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 85\text{mm}.$ . . . . .	94
4.42	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 90\text{mm}.$ . . . . .	94
4.43	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 95\text{mm}.$ . . . . .	95
4.44	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 100\text{mm}.$ . . . . .	95
4.45	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 105\text{mm}.$ . . . . .	96
4.46	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 110\text{mm}.$ . . . . .	96
4.47	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 115\text{mm}.$ . . . . .	97
4.48	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 120\text{mm}.$ . . . . .	97
4.49	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 125\text{mm}.$ . . . . .	98
4.50	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 130\text{mm}.$ . . . . .	98
4.51	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 135\text{mm}.$ . . . . .	99
4.52	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 140\text{mm}.$ . . . . .	99
4.53	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r = 145\text{mm}.$ . . . . .	100
4.54	Intensidade Turbulenta. $H/D= 2, r= 150\text{mm}.$ . . . . .	100
4.55	Perfis de intensidade turbulenta. $H/D= 2.$ . . . . .	101
4.56	Perfis de intensidade turbulenta. $H/D= 2.$ . . . . .	101
4.57	Perfis de intensidade turbulenta. $H/D= 2.$ . . . . .	102
4.58	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,5, r= 95\text{mm}.$ . . . . .	103
4.59	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,5, r= 120\text{mm}.$ . . . . .	104
4.60	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,5, r= 145\text{mm}.$ . . . . .	105

4.61	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,5, r= 170\text{mm}$ . . . . .	105
4.62	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,5, r= 195\text{mm}$ . . . . .	106
4.63	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,5, r= 220\text{mm}$ . . . . .	106
4.64	Perfis de intensidade turbulenta. $H/D= 1,5$ . . . . .	107
4.65	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,0, r= 95\text{mm}$ . . . . .	107
4.66	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,0, r= 120\text{mm}$ . . . . .	108
4.67	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,0, r= 145\text{mm}$ . . . . .	108
4.68	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,0, r= 170\text{mm}$ . . . . .	109
4.69	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,0, r= 195\text{mm}$ . . . . .	109
4.70	Intensidade Turbulenta. $H/D= 1,0, r= 220\text{mm}$ . . . . .	110
4.71	Perfis de intensidade turbulenta. $H/D= 1,0$ . . . . .	110
4.72	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 80\text{mm}$ . . . . .	112
4.73	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 85\text{mm}$ . . . . .	113
4.74	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 90\text{mm}$ . . . . .	113
4.75	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 95\text{mm}$ . . . . .	114
4.76	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 100\text{mm}$ . . . . .	114
4.77	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 105\text{mm}$ . . . . .	115
4.78	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 110\text{mm}$ . . . . .	115
4.79	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 115\text{mm}$ . . . . .	116
4.80	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 120\text{mm}$ . . . . .	116
4.81	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 125\text{mm}$ . . . . .	117
4.82	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 130\text{mm}$ . . . . .	117
4.83	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 135\text{mm}$ . . . . .	118
4.84	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 140\text{mm}$ . . . . .	118
4.85	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 145\text{mm}$ . . . . .	119
4.86	Perfil de temperatura média. $H/D= 2, r= 150\text{mm}$ . . . . .	119
4.87	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,5, r= 70\text{mm}$ . . . . .	120
4.88	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,5, r= 120\text{mm}$ . . . . .	120
4.89	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,5, r= 170\text{mm}$ . . . . .	121
4.90	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,5, r= 220\text{mm}$ . . . . .	121
4.91	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,5, r= 270\text{mm}$ . . . . .	122

4.92	Perfis de temperatura média em $H/D= 1,5$ . . . . .	122
4.93	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,0$ , $r= 70\text{mm}$ . . . . .	123
4.94	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,0$ , $r= 120\text{mm}$ . . . . .	123
4.95	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,0$ , $r= 170\text{mm}$ . . . . .	124
4.96	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,0$ , $r= 220\text{mm}$ . . . . .	124
4.97	Perfil de temperatura média. $H/D= 1,0$ , $r= 270\text{mm}$ . . . . .	125
4.98	Perfis de temperatura média em $H/D= 1,0$ . . . . .	126
5.1	Esquema do perfil de velocidade de um jato de parede. . . . .	128
5.2	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=80\text{mm}$ . . . . .	131
5.3	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	131
5.4	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=85\text{mm}$ . . . . .	132
5.5	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	132
5.6	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=90\text{mm}$ . . . . .	133
5.7	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	133
5.8	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=95\text{mm}$ . . . . .	134
5.9	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	134
5.10	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=100\text{mm}$ . . . . .	135
5.11	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	135
5.12	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=105\text{mm}$ . . . . .	136
5.13	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	136
5.14	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=110\text{mm}$ . . . . .	137
5.15	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	137
5.16	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=115\text{mm}$ . . . . .	138
5.17	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	138
5.18	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=120\text{mm}$ . . . . .	139
5.19	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	140
5.20	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=125\text{mm}$ . . . . .	140
5.21	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	141
5.22	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=130\text{mm}$ . . . . .	141
5.23	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	142

5.24	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=135\text{mm}$ . . . . .	142
5.25	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	143
5.26	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=140\text{mm}$ . . . . .	143
5.27	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	144
5.28	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=145\text{mm}$ . . . . .	144
5.29	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	145
5.30	Perfis de velocidade em coordenadas internas; $r=150\text{mm}$ . . . . .	145
5.31	Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito. . . . .	146
5.32	Função desvio para a relação $H/D=2,0$ . . . . .	152
5.33	Perfis de velocidade na forma mono-logarítmica similar para a relação $H/D=2,0$ . . . . .	153
5.34	Variação da velocidade máxima com a distância. . . . .	154
5.35	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=105\text{mm}$ . . . . .	158
5.36	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=110\text{mm}$ . . . . .	159
5.37	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=115\text{mm}$ . . . . .	159
5.38	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=120\text{mm}$ . . . . .	160
5.39	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=125\text{mm}$ . . . . .	160
5.40	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=130\text{mm}$ . . . . .	161
5.41	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=135\text{mm}$ . . . . .	161
5.42	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=140\text{mm}$ . . . . .	162
5.43	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=145\text{mm}$ . . . . .	162
5.44	Método gráfico para a obtenção de $t_\tau$ em $r=150\text{mm}$ . . . . .	164
5.45	Função desvio para a relação $H/D=2$ . . . . .	167
5.46	Perfis de temperatura na forma mono-logarítmica similar para a relação $H/D=2$ . . . . .	168
6.1	Esquema do problema físico estudado. . . . .	171
6.2	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,0$ .178	
6.3	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,01$ .179	
6.4	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,02$ .179	
6.5	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,05$ .180	

6.6	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,0$ .	180
6.7	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,01$ .	181
6.8	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,02$ .	181
6.9	Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para $\sigma=0,05$ .	182
6.10	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,0$ .	183
6.11	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,01$ .	183
6.12	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,02$ .	184
6.13	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,05$ .	184
6.14	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,0$ .	185
6.15	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,01$ .	185
6.16	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,02$ .	186
6.17	Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para $\sigma=0,05$ .	186
7.1	Crescimento da camada limite com a distância. . . . .	189
7.2	Perfis de flutuação de velocidade média radial em $H/D=2,0$ . . . . .	190
7.3	Perfis de flutuação de velocidade média radial em $H/D=1,5$ . . . . .	191
7.4	Perfis de flutuação de velocidade média radial em $H/D=1,0$ . . . . .	191
7.5	Variação da intensidade turbulenta com a distância do ponto de estagnação em $H/D= 2,0$ . . . . .	192
7.6	Variação da altura do ponto mínimo de intensidade turbulenta com a distância do ponto de estagnação em $H/D= 2,0$ . . . . .	193
7.7	Crescimento da camada limite térmica com a distância. . . . .	194
7.8	Variação do número de Nusselt para as geometrias adotadas. . . . .	196

# Lista de Tabelas

5.1	Velocidade de atrito para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	148
5.2	Velocidade de atrito para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	149
5.3	Valores de $A$ para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	150
5.4	Valores de $A$ para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	151
5.5	Relação funcional de $A$ com $U_M/u_\tau$ para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	152
5.6	Coefficiente de atrito local para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	156
5.7	Coefficiente de atrito local para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	157
5.8	Temperatura de atrito para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	163
5.9	Temperatura de atrito para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	164
5.10	Valores de $B$ para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	165
5.11	Valores de $B$ para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	166
5.12	Relação funcional de $B$ com $T_w-T_m/t_\tau$ para a relação de $H/D= 2,0$ . . . . .	166

# Lista de Símbolos

$a$	ângulo de inclinação do manômetro multitubo com a horizontal
$A$	termo independente da lei da parede em coordenadas internas, $(y^+, u^+)$
$b$	expoente de calibração do anemômetro
$B$	termo independente da lei da parede para o caso térmico em coordenadas internas, $(y^+, T^+)$
$c_f$	coeficiente de atrito, $c_f = \tau_w / (\rho U_M^2 / 2)$
$c_p$	calor específico a pressão constante
$C_1$	constante de calibração do anemômetro
$C_2$	constante de calibração do anemômetro
$D$	diâmetro do bocal
$D_p$	diâmetro da placa de incidência
$\Delta H$	diferença de altura entre as colunas do manômetro multitubo
$E$	valor digital de voltagem que sai da placa conversora A/D
$E_{anem}$	voltagem que sai do anemômetro
$E_G$	valor analógico de voltagem que entra na placa conversora A/D
$E_m$	voltagem média

$F$	freqüência de aquisição da placa conversora A/D
$g$	aceleração da gravidade
$h$	coeficiente de transferência de calor convectivo
$H$	altura entre a placa de incidência e o bocal
$H/D$	relação espaçamento placa-bocal
$I$	corrente elétrica
$J$	Funcional
$J'$	Gradiente do Funcional
$K$	condutividade térmica
$N$	tamanho da amostra para os dados estatísticos no domínio do tempo e da freqüência
$Nu$	número de Nusselt
$P$	direção de procura
$P_{atm}$	pressão atmosférica
$P_o$	pressão de estagnação
$q_w$	fluxo de calor na direção transversal à parede
$r$	coordenada na direção radial
$R_o$	resistência do sensor para uma temperatura ambiente de referência
$R_s$	resistência do sensor aquecido
$Re$	número de Reynolds baseado no diâmetro do bocal
$t$	tempo de aquisição
$t_\tau$	temperatura de atrito, $t_\tau = \rho u_\tau c_p / q_w$



$T$	temperatura média
$T_w$	temperatura na parede
$T_{aw}$	temperatura adiabática
$T_j$	temperatura do jato
$T_m$	temperatura mínima, parâmetro de escala de temperatura
$T_\infty$	temperatura na região externa do escoamento
$T_o$	temperatura ambiente de referência para determinação da resistência do sensor aquecido
$T_s$	temperatura do sensor aquecido
$T^+$	temperatura adimensional, $T^+ = T/t_\tau$
$Tu$	intensidade turbulenta, $Tu = (\overline{u' u'})^{1/2}/u$
$u$	velocidade média na direção radial
$U_M$	velocidade máxima na direção radial
$U_j$	velocidade do jato na linha de centro do bocal
$U_c$	parâmetro de escala de velocidade, $U_c = U_j D/H$
$u_\tau$	velocidade de atrito, $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho} = U_M \sqrt{c_f/2}$
$u^+$	velocidade adimensional na direção longitudinal ao escoamento principal, $u^+ = u/u_\tau$
$y$	coordenada cartesiana na direção normal à parede
$y^+$	coordenada cartesiana adimensional na direção transversal à parede, $y^+ = u_\tau y/\nu$
$\alpha_o$	coeficiente de resistividade do sensor
$\alpha$	difusividade térmica, $\alpha = K/(\rho c_p)$

$\beta$	Passo de procura
$\delta$	espessura de velocidade da camada limite
$\gamma$	Multiplicador de Lagrange
$\kappa$	constante de Von Kármán
$\kappa_t$	constante de Von Kármán para transferência de calor
$\nu$	viscosidade cinemática, $\nu = \mu/\rho$
$\rho$	massa específica do ar
$\rho_L$	massa específica do fluido do manômetro multitubo
$\sigma$	desvio padrão
$\tau_w$	tensão cisalhante na parede
$\theta$	coeficiente angular

## Subscrito

$m$	grandeza relacionada com o ponto de temperatura mínima
$M$	grandeza relacionada com o ponto de velocidade máxima
$n$	número de iterações
$Tu$	valor correspondente a intensidade turbulenta
w	valor correspondente na parede

## Sobrescrito

-	média no tempo
'	componente flutuante da variável

# Capítulo 1

## Introdução

Uma das grandes dificuldades encontradas para o tratamento de problemas específicos em mecânica dos fluidos é a amplidão de geometrias relevantes na natureza e de uso industrial. Além de todas as dificuldades inerentes à descrição do movimento de fluidos – dificuldades estas resultantes do próprio estado físico dos fluidos – sabemos que a geometria do problema sob interesse exerce influência decisiva na determinação do regime do escoamento resultante. De fato, o regime do escoamento de um fluido, se laminar, transicional ou turbulento, resulta de fatores combinatórios das propriedades físicas do fluido em consideração, da geometria sob análise, além do próprio escoamento. Esta noção, hoje considerada elementar, foi primeiramente identificada por O. Reynolds no final do século XIX.

Portanto, a complexidade provocada por esta grande quantidade de geometrias relevantes sempre colocou enormes dilemas e pressões sobre os pesquisadores. Dilemas porque a decisão de concentrar esforços em geometrias simples não possui, a princípio, qualquer garantia de ser a melhor. A priori, não possuímos garantias de que qualquer resultado obtido para problemas mais simples possa ser estendido naturalmente para problemas complexos. Pois, a solução de problemas complexos poderia passar apenas pela análise dos próprios problemas, sem que qualquer tipo de intermediação pudesse ser feita via problemas mais simples. Pressões, porque independentemente da rota adotada, a premência da sociedade por soluções para os problemas que a afligem sempre será desmedida.

Um compromisso entre essas posições possivelmente antagônicas, a generalista

e a especialista, foi atingido com a decisão por parte da comunidade de concentrar esforços no entendimento dos fundamentos de um número seletivo de problemas considerados importantes. Esta estratégia liberou uma outra parte para se concentrar exclusivamente nos problemas ditos mais complexos.

Dois assuntos tidos como fundamentais para o completo entendimento do movimento dos fluidos são: o escoamento de jato livre e a camada limite. Um jato livre consiste no escoamento de um fluido que deixa um orifício, um bocal ou um duto, não estando o mesmo cercado por paredes na saída. Estudos de configurações variantes desta também são encontrados na literatura, dependendo da aplicação tecnológica desejada. Dentre estas configurações, estão as do jato de parede e do jato incidente sobre uma superfície. O jato incidente, de acordo com sua própria geometria, se constitui em uma combinação de um jato livre com um jato de parede. Realmente, após deixar o duto que o conduz e impactar sobre uma superfície, um jato livre é forçado a se defletir lateralmente formando um jato de parede. Este trabalho será dedicado ao estudo deste tipo particular de jato, o jato incidente.

Nos parágrafos seguintes, são apresentados os motivos que nos levaram ao desenvolvimento deste tema bem como dos objetivos a serem atingidos.

Um jato incidente é um tipo de escoamento que possui como característica própria o poder de proporcionar uma alta taxa de transferência de calor e de massa entre a parede de incidência considerada e o fluido de trabalho. Este fato explica o motivo deste tipo de geometria ser largamente usada em aplicações industriais que incluam, por exemplo, o resfriamento de placas metálicas, o resfriamento de pás de turbinas, o resfriamento de componentes eletrônicos, a secagem de papéis e filmes, o processo de têmpera do vidro, o aquecimento e o resfriamento de produtos na indústria alimentícia, e o descongelamento de sistemas mecânicos e eletrônicos em aeronaves.

Os jatos incidentes possuem, certamente, uma estrutura muito mais complexa que os jatos livres. Ao deixar o bocal que o conduz, o jato incidente adquire inicialmente a estrutura de um jato livre. Isso significa que sua estrutura é fortemente dominada pelos vórtices que emanam do bocal. Essas grandes estruturas ao impactarem na parede são defletidas lateralmente dando origem a uma estrutura co-

mumente chamada de jato de parede. Observa-se porém, que este jato de parede resultante não possui a estrutura de um “jato de parede” clássico. Os vórtices que haviam deixado o bocal sobrevivem ao impacto, se propagam sobre a superfície, resultando em um jato de parede que possui a maior parte de sua espessura dominada pelas estruturas de grandes escalas. Isso faz com que as forças de atrito e as forças resultantes da turbulência no escoamento fiquem confinadas a uma região muito fina, adjacente à parede. A maior parte do jato, portanto, é dominada pelas forças de inércia originadas no jato livre.

Desta forma, podemos afirmar que o escoamento de um jato incidente possui três regiões distintas: a região de jato livre, a região de incidência e a região de jato de parede. Além das aplicações práticas, os estudos na região de jato de parede foram de grande interesse no passado por lidarem com um escoamento que possui ambas as características de uma camada limite e de uma camada de mistura livre. Por este motivo, o jato de parede foi então caracterizado como um dos escoamentos ideais para o estudo físico da turbulência próxima a uma superfície sólida, sendo ainda capaz de fornecer um entendimento físico da interação entre os escoamentos de camada limite e de camada de mistura. Outro assunto de interesse na região de jato de parede se refere à existência de uma região logarítmica e ao uso de funções de parede para descrever os campos de velocidade e de temperatura.

O desenvolvimento de modelos matemáticos para a simulação numérica do escoamento de um jato incidente sobre uma placa plana é claramente de grande interesse prático. Por exemplo, uma correta estimativa do coeficiente de transferência de calor é de grande interesse por ter como objetivo auxiliar projetos relacionados com aplicações industriais nas quais as regiões em que o jato impacta necessitem de resfriamento, sejam estas superfícies lisas ou que contenham elementos discretos. Apesar de muitos trabalhos experimentais e computacionais terem sido desenvolvidos para o estudo de um jato incidente, via de regra, esses trabalhos não abordam por completo as três regiões características existentes no escoamento.

Em muitos estudos experimentais encontrados, há uma grande diversidade na configuração dos aparatos experimentais, a qual dificulta a possibilidade de comparações entre os dados obtidos ou mesmo a verificação de expressões já propostas

para o comportamento do coeficiente de transferência de calor. Nos estudos computacionais, observa-se que os resultados numéricos obtidos através de modelos de turbulência diferenciais, como o  $\kappa$ - $\epsilon$  e os que recorrem a uma modelagem direta do tensor de Reynolds, não prevêem satisfatoriamente o coeficiente de transferência de calor próximo à região de incidência. Diante destas dificuldades experimentais e teóricas, verifica-se ainda não existir um completo entendimento da dinâmica do escoamento em jatos incidentes.

O presente trabalho abordará especificamente o estudo de um jato de ar turbulento, circular, semi-confinado, que incidirá ortogonalmente sobre uma placa plana circular fria ou aquecida.

O estudo tem como objetivo principal, caracterizar os perfis de velocidade e de temperatura em termos de variáveis internas da camada limite, desenvolvendo uma formulação de lei de parede. Portanto, a partir da análise dos dados experimentais, pretende-se chegar à descrição do escoamento na região viscosa para, a partir deste fato, desenvolver uma expressão algébrica para a previsão dos coeficientes de atrito e de troca térmica na superfície da placa.

O trabalho também objetivará:

1. Construir um aparato experimental que possibilite a obtenção de dados confiáveis que embasem a pesquisa.
2. Estudar a distribuição de pressão média ao longo da placa de incidência do escoamento.
3. Estudar a distribuição espacial dos perfis de velocidade média e flutuante.
4. Estudar a distribuição espacial dos perfis de temperatura média.
5. Estudar as taxas de transferência de calor ao longo da placa de incidência;

Neste ponto, lembramos ao leitor que vários autores no passado estudaram em detalhe a aplicabilidade de leis de escala para jato de paredes e, de fato, isso será revisto cuidadosamente na próxima seção. Um dado relevante a partir desses estudos foi o reconhecimento de que o diâmetro do bocal, além da velocidade média

de injeção de fluido, não poderiam ser utilizados como grandezas de referência. Alternativamente, esses autores propuseram que propriedades locais do jato a medida que ele se desenvolve fossem utilizadas. Ainda mais, as dificuldades associadas com a medição da tensão na parede foram apontadas como um grande obstáculo para uma formulação precisa do problema. Muitos procedimentos e instrumentos utilizados para o cálculo do atrito na parede utilizam variedades da “lei da parede” clássica, embora sua universalidade tenha sido repetidamente questionada para o caso de jatos de parede. Na realidade, um grande número de formulações de lei da parede podem ser encontradas na literatura de acordo com os vários estudos elaborados no assunto.

É reconhecido que a obtenção do atrito na parede é uma tarefa muito difícil, entretanto, sua determinação possui unânime aclamação. O atrito na parede em estudos anteriores foi medido diretamente pelo uso de balanças, ou indiretamente através da calibração de instrumentos que usam como princípio de funcionamento a troca de calor ou sensores de impacto. Desde que esses instrumentos dependem para a sua calibração da existência da lei da parede, eles não podem ser utilizados em faixas de altura onde esta lei não exista ou não seja válida com os parâmetros clássicos.

Todo o exposto acima aumenta muito em relevância quando autores reconhecem que o método mais preciso para a medida da tensão na parede se faz através da inclinação do perfil de velocidade média em uma região restrita junto à parede. Por esse motivo, este método mostra-se sensível à qualidade do sistema de posicionamento da sonda, à qualidade e às dimensões da própria sonda e, ao número de pontos utilizados para estabelecer a inclinação corretamente. É claro que no processo de coleta dos dados de velocidade devemos tomar cuidado com qualquer troca de calor que o fio-quente apresente com a parede, o que alteraria a inclinação da lei da parede.

Como uma das três principais contribuições da presente análise, mencionamos, portanto, a especificação de uma nova formulação de lei da parede de velocidade para um jato de parede incidindo ortogonalmente sobre uma placa plana lisa. Esta nova formulação deverá seguir as premissas de outros autores, tomando como escala

principal de velocidade a velocidade máxima do jato em uma dada estação. Esta formulação é totalmente nova, sendo aqui apresentada pela primeira vez. A referida difere das anteriores pela especificação de uma nova expressão para o coeficiente linear da lei de parede, especificamente,

$$A = 1,124 \frac{U_M}{u_\tau} - 27,538 \quad (1.1)$$

onde  $U_M$  denota o ponto de velocidade máxima e  $u_\tau$  a velocidade de atrito.

Como segunda contribuição importante, estenderemos a metodologia desenvolvida para a análise do campo de velocidades, para o campo de temperaturas. Esta análise é totalmente original, tendo seu inteiro teor sido desenvolvido no escopo deste trabalho. Como parâmetro fundamental para a escala da temperatura foi tomada a temperatura mínima existente nos perfis transversais de temperatura medidos a partir da parede. Esta grandeza, por analogia, desempenha o mesmo papel da velocidade máxima tomada para caracterizar a lei da parede de velocidade. Do ponto de vista físico, este ponto de temperatura mínimo corresponde à região do escoamento onde mais calor é retirado por efeitos convectivos. Como no caso da velocidade, a nova lei da parede para a temperatura foi construída a partir da especificação de uma nova expressão para o comportamento do coeficiente linear, ou seja,

$$B = 1,031 \frac{T_w - T_m}{t_\tau} - 25,869 \quad (1.2)$$

onde  $T$  denota a temperatura média do escoamento,  $w$  denota a parede,  $m$  denota o ponto de temperatura mínima e  $t_\tau$  a temperatura de atrito.

A modelagem do campo de temperaturas pela lei da parede se reveste de grande importância, pois, é por seu intermédio que o coeficiente de troca térmica pode ser calculado. Ainda de acordo com outros autores, este se constitui no melhor método para o cálculo desta propriedade.

Finalmente, a terceira contribuição importante deste trabalho foi a caracterização do campo turbulento do escoamento por medições da intensidade turbulenta longitudinal.

Passemos agora a uma breve descrição das características e classificação de jatos incidentes.



O escoamento de jatos incidentes reveste-se de complexidades. Entretanto, em sua geometria básica apresenta uma configuração simples, na qual um fluido passa através de um bocal e atinge uma parede, geralmente posicionada perpendicular à saída do jato como mostrada na Figura 1.1. Em jatos incidentes, duas configurações de escoamento podem ser distinguidas: jatos incidentes submersos e jatos incidentes livres como mostrado nas Figuras 1.2 e 1.3. No primeiro caso, o fluido que sai do bocal é de mesma natureza que o fluido envolvente; no segundo caso os fluidos são de naturezas diferentes.

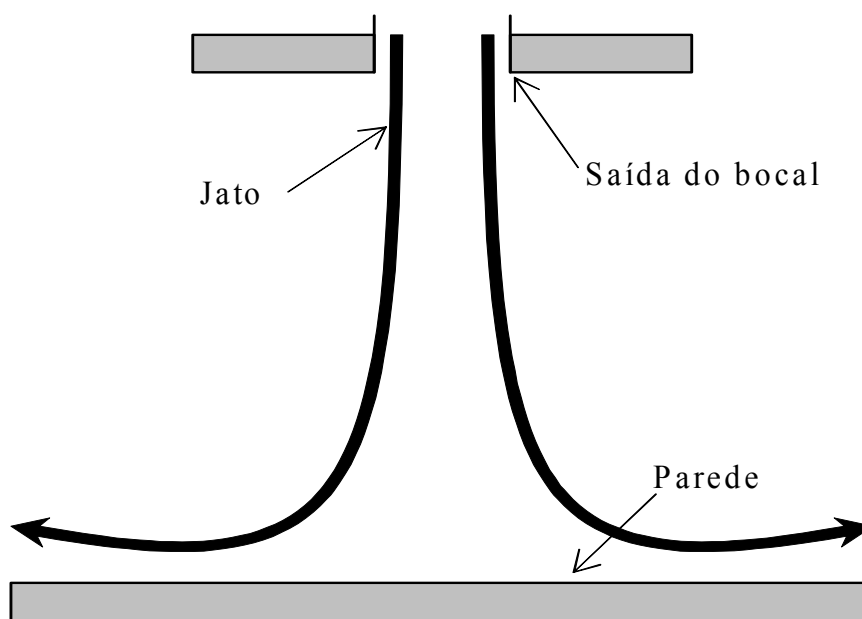


Figura 1.1: Jato incidente.

Em ambos os casos, a dinâmica do escoamento será diferente. Nos jatos submersos, uma camada cisalhante se forma na interface entre o jato e o fluido envolvente. Esta camada cisalhante é instável e gera turbulência. Nos jatos livres, este tipo de instabilidade geralmente não é importante, além dos movimentos turbulentos na camada cisalhante não possuírem um efeito substancial no escoamento.

Quanto à geometria de jatos incidentes, existem os casos dos jatos planos e dos jatos axissimétricos. No primeiro caso, o fluido sai através de uma fenda; no

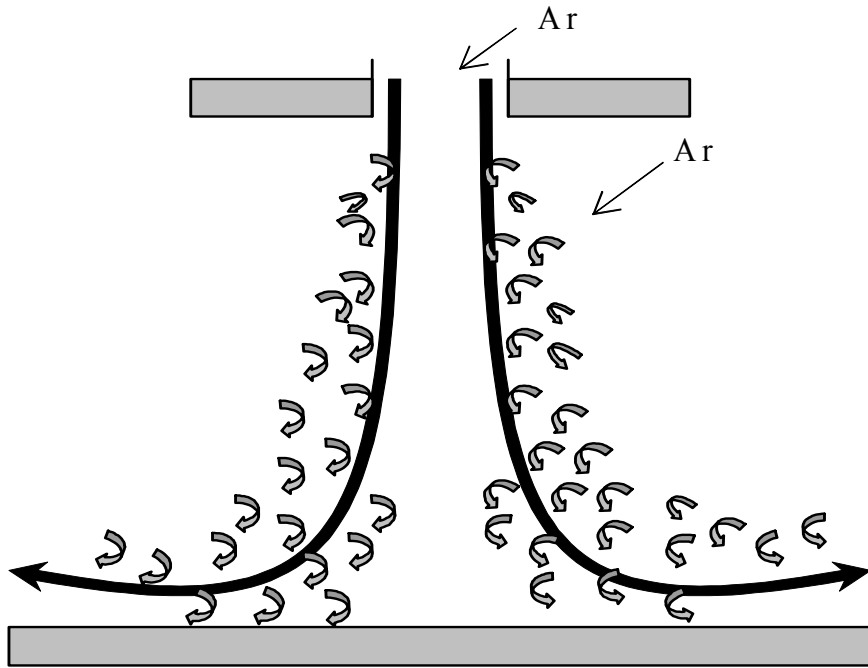


Figura 1.2: Jato incidente submerso.

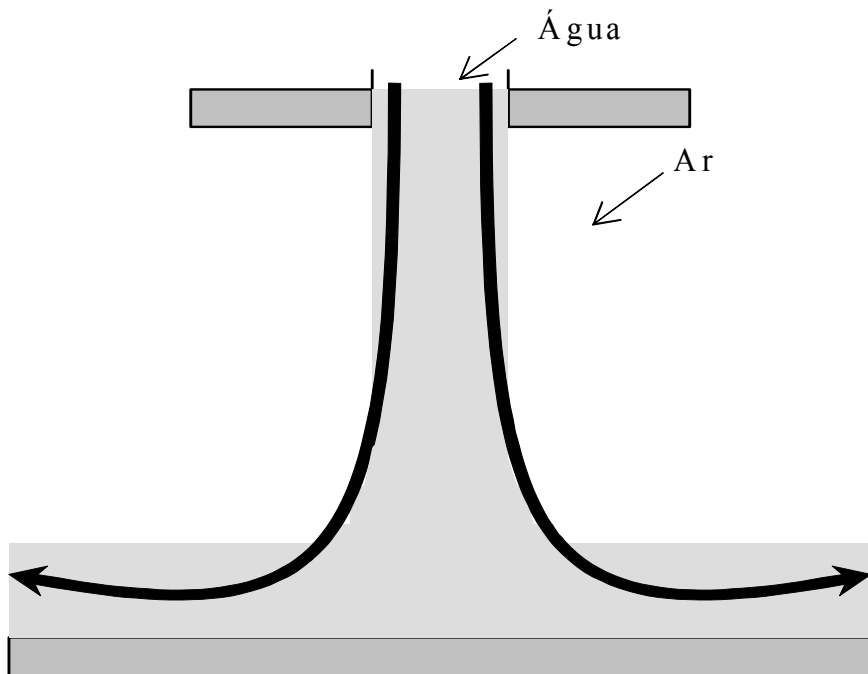


Figura 1.3: Jato incidente livre.

segundo, através de um bocal circular. A dinâmica do escoamento em ambos os casos é diferente. Os jatos planos apresentam a formação de vórtices em filamentos paralelos à fenda, não sendo estes filamentos alongados. Os jatos circulares exibem formação de vórtices em anéis axissimétricos os quais são estirados durante a sua convecção ao longo da parede. Muitas outras geometrias são também possíveis, como jatos deixando bocais quadrados, retangulares ou elípticos. Quanto à configuração, os jatos incidentes também podem ser classificados como não confinados ou confinados, veja as Figuras 1.4 e 1.5. Os jatos incidentes confinados são muito comuns nas aplicações industriais, sendo uma de suas características a de proporcionar o aparecimento de recirculação no escoamento.

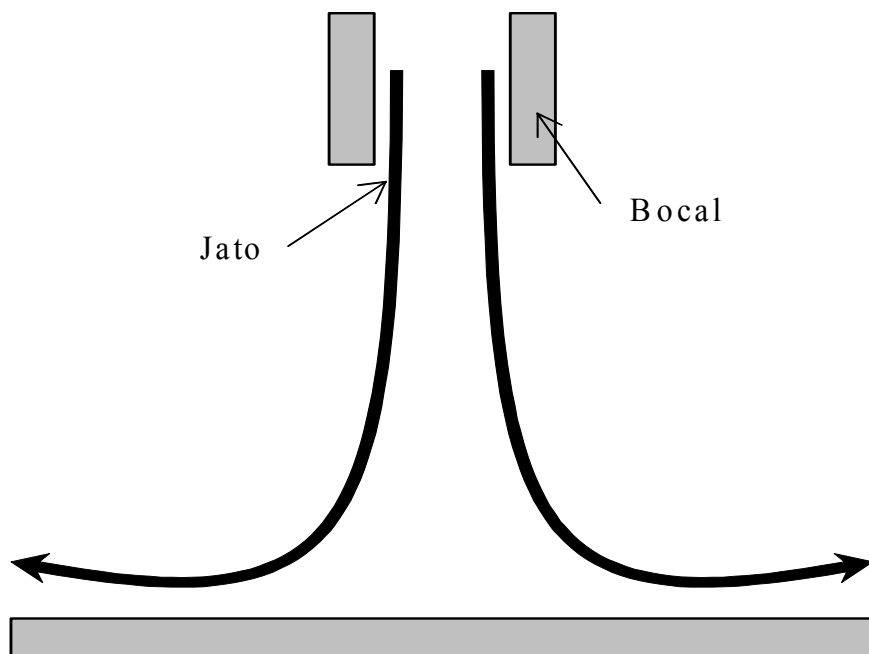


Figura 1.4: Jato não confinado.

No escoamento de jatos incidentes, os parâmetros mais importantes para a descrição do mesmo são: a distância entre o bocal e a placa de incidência na forma adimensional, o número de Reynolds do jato e, as intensidades turbulentas. Outra informação importante para a caracterização do escoamento é o formato do bocal. Os principais formatos de bocais utilizados em diversos estudos encontrados na

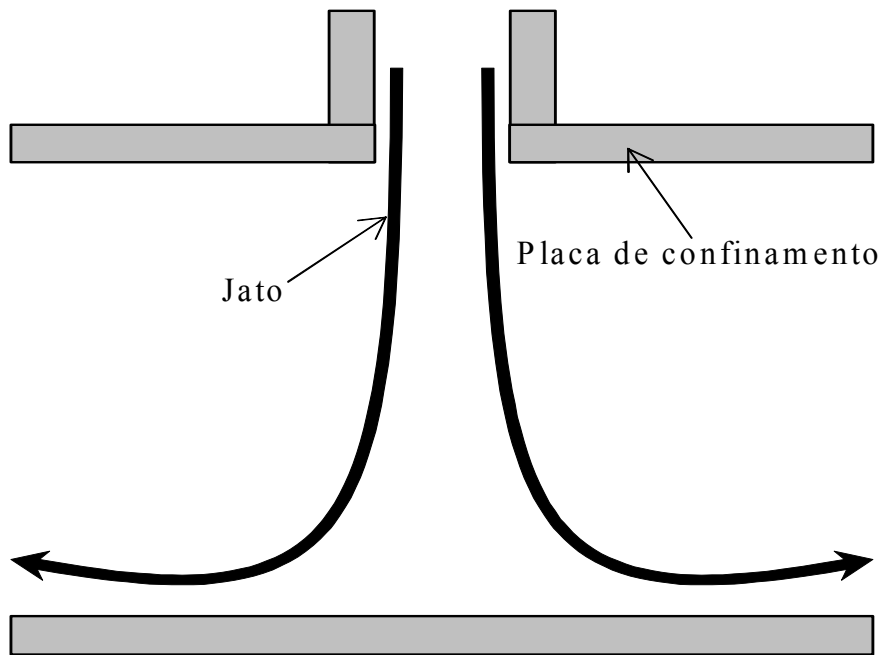


Figura 1.5: Jato confinado.

literatura são os de orifício, os circulares, e os convergentes.

Os escoamentos através de orifícios são largamente empregados em diversas aplicações industriais sendo muito sensíveis a pequenas deformações ou irregularidades na superfície do orifício além, claro, de seu formato. Os bocais convergentes e os de seção circular são de menor aplicação industrial, mas de grande uso no estudo de jatos por possuírem um padrão de escoamento bem definido. Entretanto, muitos formatos de bocais são possíveis de serem estudados, o que em parte, pode explicar a grande dispersão nos dados de transferência de calor encontrados na literatura.

Quanto à divisão do campo do escoamento de jato incidente em três regiões características, temos que: a região de jato livre é aquela situada imediatamente abaixo do bocal, a região de estagnação ou incidência é aquela na qual o fluido impacta diretamente sobre a superfície e, a de jato de parede aquela em que o escoamento se expande.

Na região de jato livre, o fluido que sai do bocal entranha o fluido ambiente que está em repouso criando um campo de escoamento dominado por grandes escalas.

Este escoamento não possui qualquer influência da placa de incidência, sendo dominado pela componente de velocidade axial. Na região de jato de parede, localizada sobre a superfície de incidência, o escoamento desacelera e expande radialmente. É nesta região que a componente de velocidade radial domina e onde a camada limite se desenvolve à medida que o escoamento se afasta radialmente da região de incidência. A região de incidência fica localizada entre as regiões de jato livre e de jato de parede. Nesta região, o escoamento é fortemente influenciado pela superfície, sendo rapidamente desacelerado na direção normal  $z$  e acelerado na direção radial  $r$ ; esta região é caracterizada por significativas mudanças na direção do escoamento, além da particularidade de possuir o ponto de estagnação onde a analogia de Reynolds é quebrada. A Figura 1.6 apresenta um esquema do problema físico estudado neste trabalho, o qual consiste de um jato de ar turbulento que sai de um bocal circular com diâmetro  $D$  e velocidade  $U_j$ , incidindo perpendicularmente em uma placa plana colocada a uma distância  $H$  do bocal.

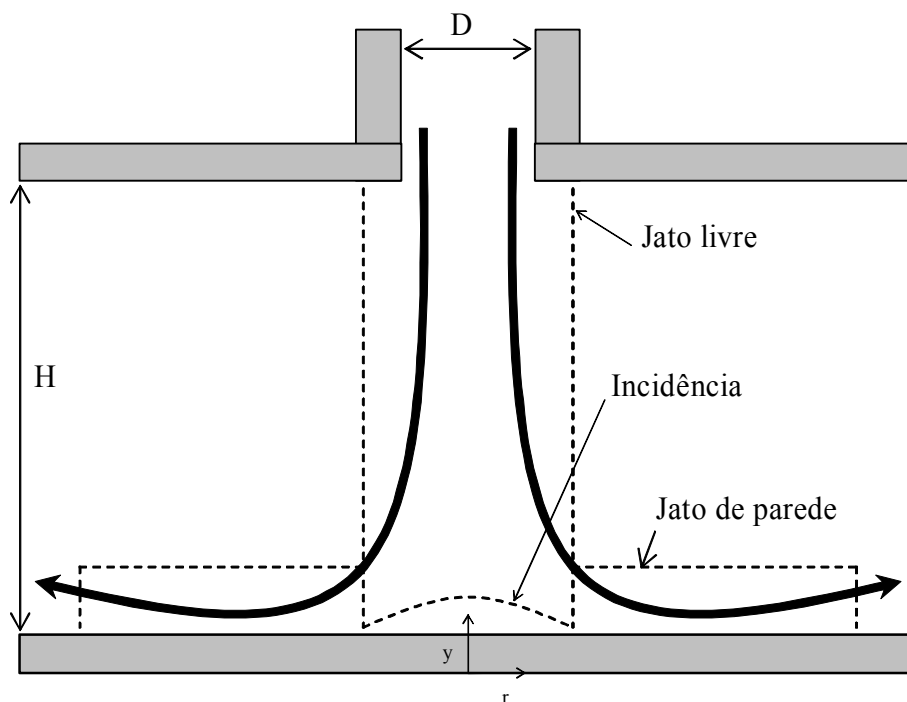


Figura 1.6: Problema Físico.

Do ponto de vista organizacional, o trabalho será dividido em oito capítulos.

O presente capítulo pretendeu estabelecer o problema físico a ser abordado do ponto de vista de suas aplicações industriais. Ele também visou apresentar os motivos que levaram ao desenvolvimento deste trabalho e os objetivos do mesmo. Apresentou ainda, para um melhor entendimento futuro do problema, uma breve descrição das características gerais do tipo de escoamento estudado.

O segundo capítulo apresentará algumas contribuições encontradas na literatura, e que formaram a base para este estudo. Tanto os trabalhos que envolvem análises computacionais, quanto àqueles que envolvem estudos experimentais serão revistos.

O terceiro capítulo se detém à descrição do aparato experimental, da metodologia, dos procedimentos adotados, e das técnicas experimentais utilizadas no estudo.

O quarto capítulo apresenta os dados experimentais obtidos das medições da distribuição de pressão, dos perfis de velocidade e flutuações turbulentas, e dos perfis de temperatura.

O quinto capítulo apresenta a metodologia para a modelagem matemática do problema na região de jato de parede.

O sexto capítulo apresenta o tratamento computacional utilizado para uma prévia análise do comportamento dos coeficientes de transferência de calor.

Finalmente, destinaremos o sétimo capítulo à análise e discussão dos resultados, seguido pelos capítulos de conclusão e de referências bibliográficas.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

A literatura estabelece que o escoamento de jatos incidentes possui diversas aplicações industriais, podendo fornecer quando desejado, altas taxas de transferência de calor. Diversos parâmetros são utilizados para expressar a transferência de calor de um jato incidente sobre a superfície de uma placa. Alguns destes parâmetros são: o número de Nusselt, o número de Reynolds, o número de Prandtl, o espaçamento placa-bocal na forma adimensional, além da distância a partir do ponto de estagnação, expressa também na forma adimensional. Em adição a estes parâmetros, outros efeitos considerados são a geometria do bocal, o confinamento, a turbulência e a dissipação da temperatura do jato.

Pela grande quantidade de diferentes configurações do escoamento e de parâmetros que o caracterizam, o número de artigos existentes na literatura sobre jatos incidentes que consideram estes efeitos também é imenso e de grande variedade.

Neste capítulo, são apresentadas algumas contribuições encontradas na literatura que trataram do problema, abordando os aspectos teórico, experimental e numérico. Ambos os casos de jato incidente com e sem confinamento, e os casos em que as regiões características de jato incidente são estudadas separadamente, são apresentados.

## 2.1 Jatos Incidente e de Parede

Na década de 50, Glauert (1956) foi o primeiro a tratar analiticamente o escoamento devido à expansão de um jato sobre uma superfície plana. Glauert procurou solução das equações de camada limite para o problema de jato de parede turbulento. Em sua análise, distinguiu duas regiões na estrutura do escoamento: uma região externa, a qual apresenta as características dos escoamentos turbulentos livres, e uma região interna, onde o efeito da parede é aparente. Considerando que a variação da tensão cisalhante média na camada interna é a mesma do escoamento em um duto, e que a viscosidade turbulenta na região externa pode ser descrita pelo modelo de comprimento de mistura de Prandtl, Glauert obteve por análise de similaridade soluções analíticas para ambas as regiões.

Ainda na década de 50, Bakke (1957) se destacou por ser o primeiro a realizar um estudo experimental de um jato de ar incidente expandindo-se radialmente na região de jato de parede. Seu número de Reynolds, baseado no diâmetro do bocal, foi de 3.500. Em seu estudo, o aparato experimental consistiu de uma placa de baquelite com dimensões de 1,25 m x 1,25 m posicionada horizontalmente em uma armação de metal, e de um ventilador centrífugo conectado a um duto de 28,4 mm de diâmetro com 1,07 m de comprimento. Durante todos os experimentos o duto foi colocado em ângulo reto com a placa a uma distância de 15 mm da mesma. A Figura 2.1 mostra um esquema do aparato experimental usado por Bakke.

Bakke mediu os perfis de velocidade na direção radial em distâncias de 143 a 303 mm a partir do centro do jato, com a utilização de um tubo de Pitot. O objetivo do estudo foi determinar a distribuição de velocidade média e o desenvolvimento do jato de ar turbulento, de baixa velocidade, expandindo-se radialmente sobre uma placa plana. Bakke observou que os perfis medidos na faixa de 143 a 303 mm são similares e que a mudança de velocidade e a espessura do jato podem ser expressas por leis de potência. Bakke também observou que as medidas do perfil de velocidade na forma adimensional estavam de acordo com o perfil adimensional proposto por Glauert. A Figura 2.2 apresenta a comparação do perfil de velocidade teórico proposto por Glauert e os dados experimentais de Bakke.



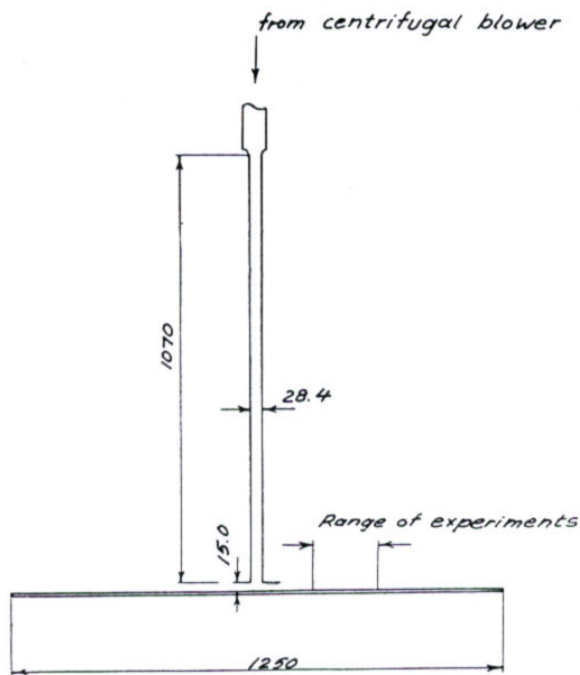


Figura 2.1: Esquema do aparato experimental, medidas em mm.

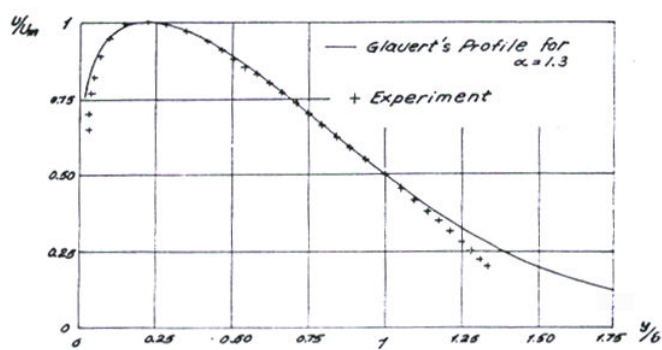


Figura 2.2: Comparação entre o perfil de velocidade de Glauert e o experimental de Bakke.

Myers et al. (1963) realizaram um estudo analítico e experimental, onde analisaram os perfis de velocidade e as tensões cisalhantes de um jato de ar bidimensional na região de jato de parede. No tratamento analítico os autores aplicaram o método integral nas equações de camada limite para obter as tensões de cisalhamento na parede. Como resultado das análises, os autores apresentam relações que descrevem o decaimento da velocidade máxima e crescimento da camada limite com a distância radial. O decaimento da velocidade máxima proposto é dado por,

$$\frac{U_m}{U} = 3,45\left(\frac{x}{L}\right)^{-0,49} \quad (2.1)$$

onde  $U_m$  é a velocidade máxima,  $U$  é a velocidade média,  $x$  é a distância a partir do bocal, e  $L$  o diâmetro do bocal. O escoamento de jato de parede no trabalho de Myers et al. foi produzido por um bocal convergente adjacente à parede. As tensões na parede foram obtidas experimentalmente pela técnica do fio-quente; os resultados foram satisfatoriamente checados com o método gráfico descrito por Clauser(1954), para avaliar as tensões na parede a partir dos perfis de velocidade.

Gardon et al. (1965), com base em medidas de distribuição de velocidade e turbulência de jatos submersos analisaram os dados da variação dos coeficientes de transferência de calor local, produzidos por jatos incidentes. Os dados analisados foram resultados de medidas experimentais de outros autores. Como resultado, é visto que a transferência de calor é influenciada pela intensidade e variação espacial turbulenta própria do escoamento.

Ainda na década de 60, o estudo do escoamento de um jato de parede radial produzido por um jato circular incidente, foi realizado por Poreh et al. (1967). O estudo analítico e experimental apresenta medidas de velocidade média, intensidade turbulenta e atrito na parede. Os autores mostram que as velocidades na região de jato de parede podem ser correlacionadas com a velocidade máxima e espessura do jato em cada posição. Os resultados obtidos mostram que o decaimento da velocidade radial é maior do que o encontrado em jatos livre. A Figura 2.3 apresenta a expressão do decaimento da velocidade máxima sugerida pelos autores.

Poreh et al. ainda concluem que as intensidades turbulentas indicam que o nível de turbulência em jatos de parede é maior do que o encontrado em escoamen-

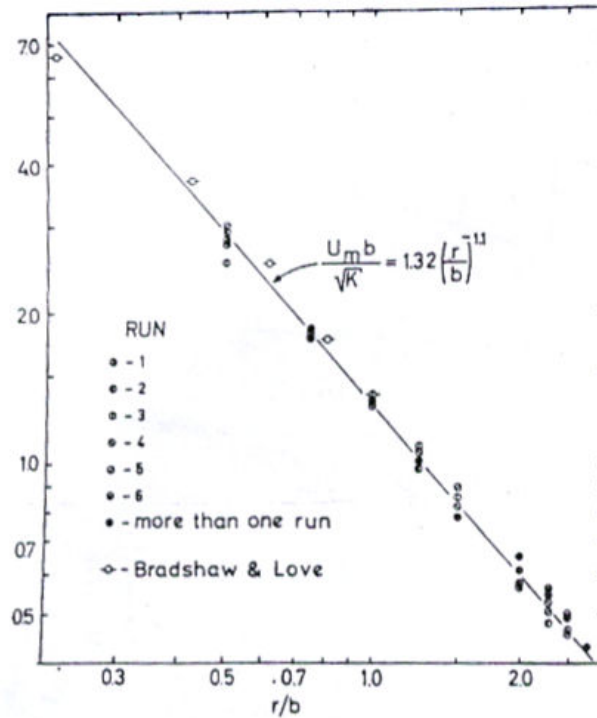


Figura 2.3: Decaimento da velocidade máxima;  $b$  é a altura placa-bocal,  $r$  é a distância radial,  $U_m$  velocidade máxima,  $K$  fluxo de quantidade de movimento.

tos de camada limite e duto, o que sugere que os turbilhões da região externa do escoamento penetram na camada limite interna, aumentando o atrito na parede.

Na primeira parte de um estudo experimental sobre o comportamento de jatos livres e incidentes, Donaldson et al. (1971) estabeleceram as propriedades médias do campo de escoamento deste tipo de configuração. Os autores investigaram três tipos de escoamento de jato saindo de um bocal convergente circular. As medidas dos perfis de velocidade na saída do bocal juntamente com medidas das distribuições de pressão na parede foram obtidas. Donaldson et al. usaram as distribuições de pressão para calcular o gradiente de velocidade radial no ponto de estagnação. Como resultado, foi encontrado que, para uma incidência perpendicular à superfície, este gradiente se correlaciona com a velocidade axial, medida na linha de centro virtual do jato livre, e com a metade do raio do bocal na posição axial. Uma queda no valor de correlação é observada à medida que o ângulo de incidência do jato varia.

Em um segundo estudo, Donaldson et al. (1971) apresentaram as características da turbulência do escoamento previamente estudado, além das taxas de

transferência de calor. Os dados obtidos demonstraram que muito próximo ao ponto de estagnação, a transferência de calor pode ser calculada pela aplicação de um fator de correção turbulento sobre o valor laminar calculado para um escoamento de mesma distribuição de pressão como aquele presente na região de incidência. Os resultados mostraram que o fator de correção é supostamente uma função da distância axial e não do número de Reynolds. Os autores ainda propuseram que longe do ponto de estagnação, a transferência de calor pode ser estimada por,

$$N_u = \frac{\dot{q}r}{k\Delta T} = 0,12(Re)^{0,8} \quad (2.2)$$

Irwin (1973) realizou um estudo experimental em que apresentou medições obtidas na região do jato de parede plano, em um ambiente com um gradiente de pressão prescrito que garantia um estado de auto-preservação para o escoamento. As medidas de velocidade média, tensões turbulentas, correlações de velocidade e, espectro de intensidade turbulenta longitudinal, foram obtidas pela técnica de anemometria de fio-quente. Foi observado que a turbulência, bem como o escoamento médio, alcançavam um estado de auto-preservação no qual a razão de velocidade máxima e a velocidade do escoamento livre era de 2,65 m/s. Como resultado, das medidas de velocidade média próximas à parede, foi visto que a lei de parede encontrada em escoamentos de camada limite e dutos, se aplica ao problema. A Figura 2.4 apresenta os perfis de velocidade obtidos por Irwin em coordenadas internas.

Um trabalho detalhado das características médias de jatos turbulentos incompressíveis foi realizado por Rajaratnam (1976). Neste trabalho são apresentados diversos experimentos com dados de velocidade média, flutuações de velocidade e tensões cisalhantes. Um dos resultados experimentais visto neste trabalho, e de bastante interesse no desenvolver do presente estudo, foi o de Tsuei (1962) mostrado na Figura 2.5.

Martin (1977) elaborou um estudo geral sobre jatos incidentes, no qual aborda suas aplicações na engenharia, além de equações empíricas para investigar os coeficientes de transferência de calor e massa. As equações apresentadas são baseadas em dados experimentais de jatos produzidos por diversos tipos de bocal.

O estudo de Giralt et al. (1977) teve o propósito de caracterizar a região de

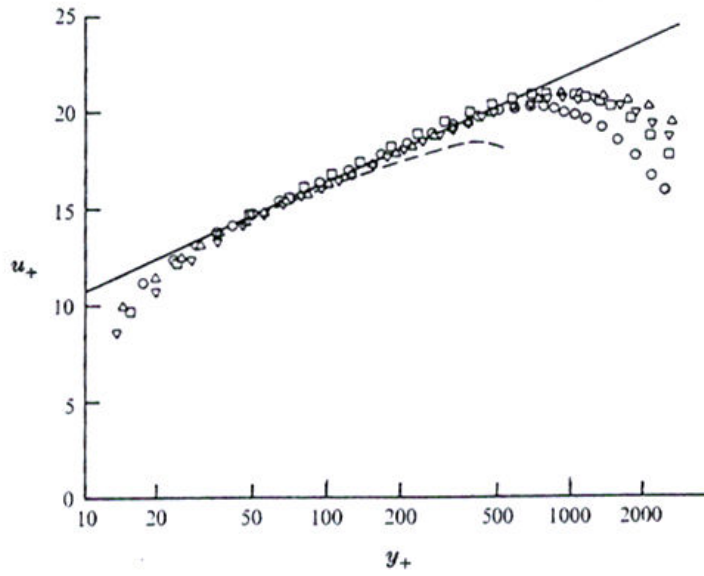


Figura 2.4: Perfis de velocidade média em coordenadas internas de lei de parede.

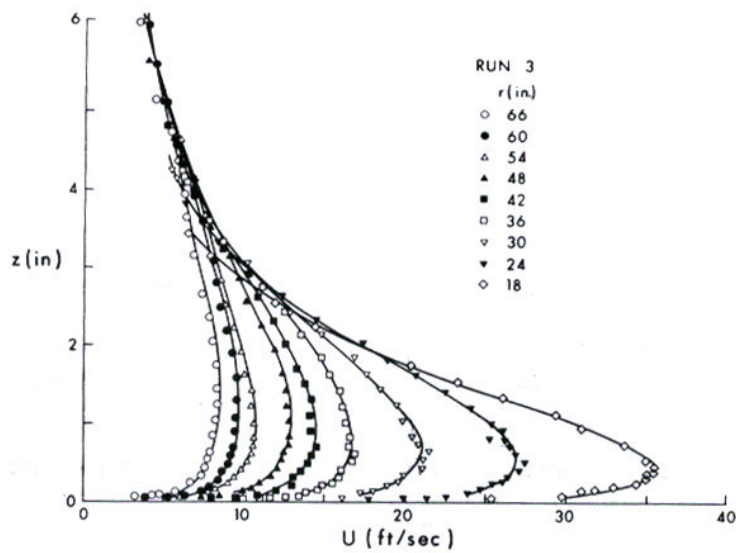


Figura 2.5: Distribuição de velocidade de um jato de parede radial produzido por um jato circular incidente.

incidência de um jato de ar turbulento axissimétrico. O escoamento nesta região foi proposto ser em função da altura do bocal; a velocidade e comprimento de escala definidos para a região em estudo foram usadas para adimensionalizar a velocidade axial e a distribuição de pressão.

Um interessante trabalho é realizado por Hammomd (1982). Em seu estudo apresenta uma expressão analítica para o perfil de velocidade completo de um jato de parede plano, turbulento, próximo à região de estagnação. A expressão obtida é colocada em termos da velocidade máxima para fornecer uma lei logarítmica visando a obtenção do coeficiente de atrito, e, uma fórmula aproximada do coeficiente de atrito é proposta. Hammond compara o perfil de velocidade proposto com dados experimentais de Myers et al.(1963), Tailland e Mathieu (1967) e, Bradshaw e Gee (1962). Como resultado, conclui que o perfil de velocidade proposto não exhibe o comportamento da lei de parede convencional e, recomenda que modificações sejam realizadas quando o cálculo numérico estiver voltado para a região próxima à parede. A expressão proposta para o perfil de velocidade completo também fornece uma base para a geração de “perfis iniciais” em alguns cálculos. A Figura 2.6

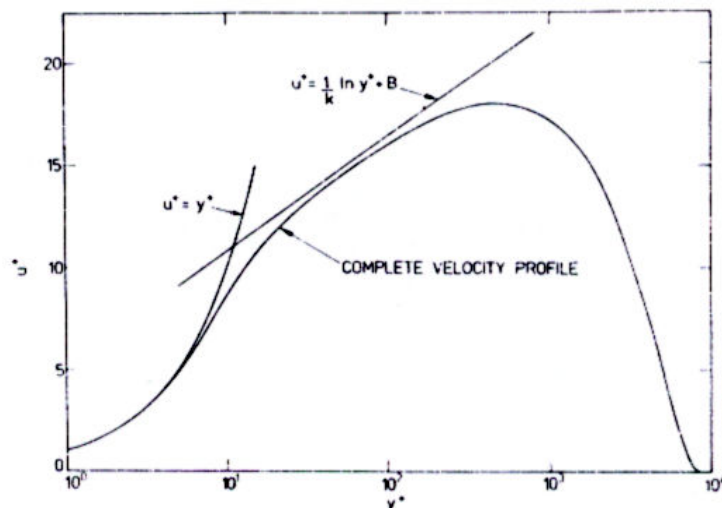


Figura 2.6: Perfil de velocidade completo para jato de parede plano.

Didden e Ho (1985) investigaram experimentalmente a separação instável induzida por vórtices em uma camada limite laminar gerada por um jato axissimétrico incidindo ortogonalmente sobre uma placa plana. O jato de ar foi submetido a uma

excitação externa, gerando vórtices primários periódicos na camada limite. Através da visualização do escoamento, foi observado que a camada limite do jato de parede separava, periodicamente, envolvida por um vórtice secundário. Como resultado, foi também observado que a separação instável se originava de uma camada cisalhante local a qual havia sido iniciada pelo gradiente de pressão adverso instável produzido pelos vórtices primários.

Um estudo da distribuição radial do fator de recuperação e de transferência de calor para um jato de ar incidente axissimétrico foi realizado por Goldstein et al. (1986). Os autores observaram que o fator de recuperação depende da relação espaçamento placa-bocal, mas independe do número de Reynolds; este fator são as medidas de temperatura adiabáticas na forma adimensional dado por,

$$r = \frac{T_{aw} - T_j^s}{\bar{U}_j^2 / 2c_p} \quad (2.3)$$

onde  $T_{aw}$  é a temperatura de parede adiabática,  $T_j^s$  é a temperatura do jato,  $U_j$  a velocidade do jato,  $c_p$  o calor específico do fluido.

Foi observado ainda que a máxima transferência de calor na região de estagnação ocorre para um espaçamento placa-bocal em torno de oito vezes o diâmetro do bocal. Como resultado, os autores apresentaram uma correlação para a transferência de calor médio na superfície dada por  $N_u / Re^{0,76}$ .

No final da década de oitenta Wang et al. (1989) realizaram dois estudos sobre a transferência de calor entre uma superfície sólida e um jato axissimétrico incidente. A primeira parte do estudo foi analítica. Considerando a temperatura na parede ou o fluxo de calor não uniformes, ambas as equações de energia e de camada limite foram resolvidas assintoticamente na vizinhança do ponto de estagnação. Nos resultados foi mostrado que uma temperatura, ou um fluxo de calor, não uniforme na parede possui um efeito considerável no número de Nusselt do ponto de estagnação. Wang et al. também observaram que aumentando a temperatura, ou o fluxo de calor, com a distância radial, o número de Nusselt do ponto de estagnação é reduzido. Por outro lado, quando se diminui a temperatura na parede, ou fluxo de calor, com a distância radial, a transferência de calor aumenta no ponto de estagnação.

Na segunda parte do trabalho realizada por Wang et al. (1989), foi realizado

um estudo analítico da transferência de calor na região da camada limite do jato incidente, considerando o escoamento laminar e estável. A solução do problema com uma temperatura de parede ou fluxo de calor na parede arbitrários, foi obtida por superposição. Esta solução foi combinada com a solução obtida para a região de estagnação no trabalho anterior, de tal forma que o número de Nusselt pudesse ser obtido. Como resultado foi observado que o número de Nusselt, para um aumento gradativo de temperatura ou fluxo de calor na parede, pode ser consideravelmente maior do que àquele para a condição de temperatura e fluxo de calor constante fora da região de estagnação.

No início dos anos 90, Jambunathan et al. (1992) coletaram e revisaram alguns trabalhos que apresentavam dados experimentais da taxa de transferência de calor obtidas para o escoamento de jatos incidentes com número de Reynolds na saída do bocal na faixa de 5.000 a 124.000. A geometria considerada para a revisão, foi a de um jato circular incidindo ortogonalmente sobre uma superfície plana para distâncias placa-bocal de 1,2 a 16 vezes o diâmetro do bocal, e sobre uma região do escoamento de até seis vezes o diâmetro do bocal a partir do ponto de estagnação. Na revisão, foi observado que as correlações existentes para o coeficiente de transferência de calor expressam o número de Nusselt em função do número de Reynolds elevado a um expoente de valor constante. Contudo, a análise dos dados empíricos disponíveis, realizada pelos autores, mostra que este expoente deveria ser uma função do espaçamento placa-bocal, e do deslocamento radial a partir do ponto de estagnação. Jambunathan et al. propuseram uma correlação para o número de Nusselt, usando uma seleção dos dados disponíveis. Como resultado da revisão também foi sugerido que o número de Nusselt independe da distância entre o bocal e a placa para valores de  $H$  até doze vezes o diâmetro do bocal, sobre distâncias radiais superiores a seis vezes o diâmetro do bocal a partir do ponto de estagnação.

Uma importante contribuição encontrada foi o estudo analítico e experimental de jato de parede de Wygnanski et al. (1992). Os experimentos foram realizados com jato de ar produzido por uma fenda adjacente à parede sem a presença de escoamento externo ou superfícies curvas. A distribuição espacial de velocidade média foi obtida para vários números de Reynolds, a Figura 2.7 apresenta alguns



dados.

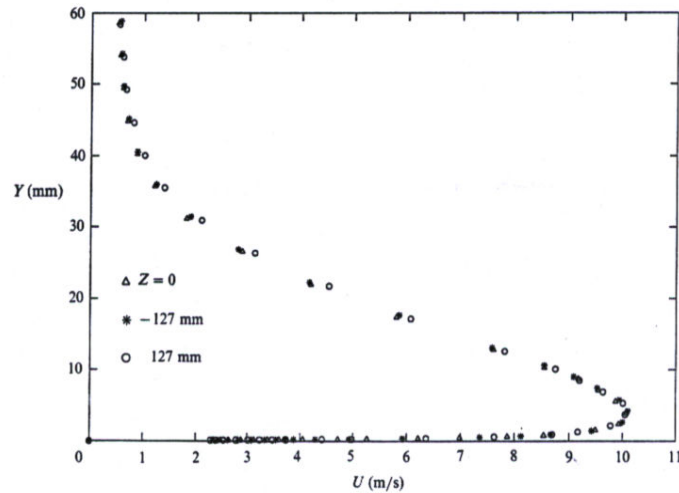


Figura 2.7: Perfis de velocidade em  $X/b= 20$  e  $U_j= 15\text{m/s}$ ;  $b= 7,62\text{mm}$  é a largura da fenda,  $X$  é a distância à jusante da fenda.

Um dos importantes resultados do trabalho se refere ao fato de mostrarem a aplicabilidade da lei de parede na região interna do escoamento. Wygnanski et al. também relatam que diversos outros mecanismos adotados para a determinação direta ou indireta da tensão na parede foram utilizados como: a técnica da balança, o uso de tubos Preston ou Stanton (Lauder e Rodi, 1981; Ozarapoglu, 1973), e o uso da equação da quantidade de movimento integral (Wygnanski, 1992). Os autores apresentam uma comparação destes mecanismos e concluem que, o método mais confiável para a determinação da tensão na parede ainda é através do uso da inclinação dos perfis de velocidade média proposto por Clauser (1954). A Figura 2.8 apresenta a distribuição de velocidade média, obtida pelos autores, para vários números de Reynolds em coordenadas internas.

Özdemir et al.(1992) estudaram o problema de um jato de parede gerado por um jato axissimétrico incidente. O estudo enfatizou o transporte de grandes escalas por estruturas espacialmente coerentes. As médias temporais e as estruturas instantâneas do escoamento turbulento foram examinadas com técnica de visualização por fumaça e por medidas locais, de um jato com ângulo de incidência de 20 graus. O estudo foi realizado para uma distância placa-bocal de 2,2 vezes o diâmetro do bocal, sendo o número de Reynolds igual a 13.000. A Figura 2.9 apresenta um

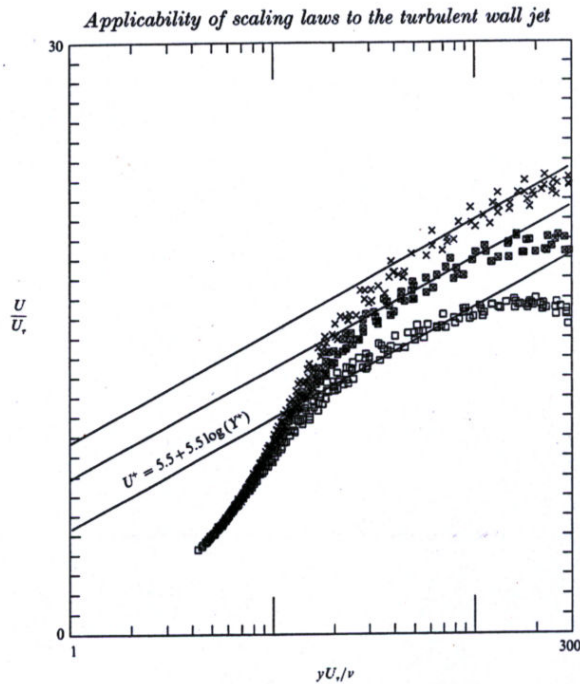


Figura 2.8: Distribuição de velocidade próximo à superfície em coordenadas de lei de parede.

esquema do aparato experimental.

Os autores mostraram que a incidência oblíqua introduz velocidades verticais que tornam inaplicável a equação de camada limite. Foi também observado que a região mais interna, de desaceleração do jato de parede, exibia uma camada de quantidade de movimento em equilíbrio que se estendia do ponto de velocidade máxima radial até interceptar a região linear da lei de parede logarítmica. Como resultado, é proposto que distante da descarga do jato, os perfis de velocidade média radial possuem uma região logarítmica representada por uma função desvio dada por  $A (U_M/U_\tau)$ . Os perfis obtidos experimentalmente são mostrados na Figura 2.10 e a Figura 2.11 é apresenta os perfis subtraído do parâmetro dado pela função desvio.

Cooper et al. (1993) e Craft et al. (1993) realizaram dois trabalhos sobre jatos turbulentos incidindo ortogonalmente sobre uma superfície plana. Cooper et al. relataram um extenso conjunto de medidas do campo de escoamento; eles forneceram dados do perfil de velocidade média próximo à superfície da placa e também das três componentes do tensor de Reynolds. A Figura 2.12 mostra alguns dos dados

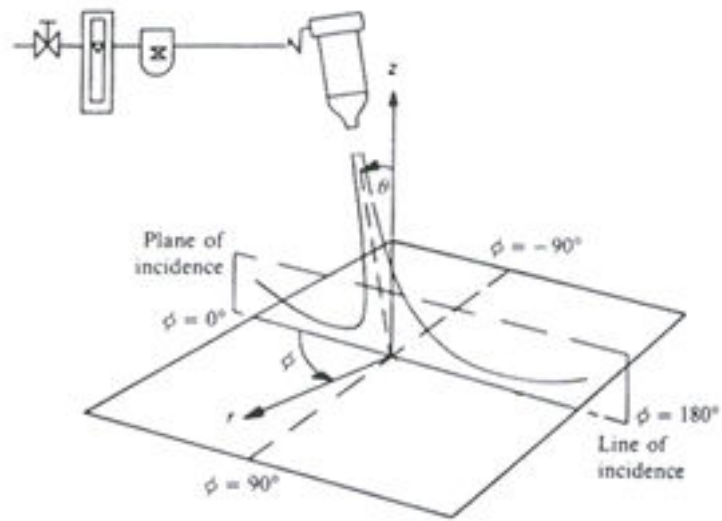


Figura 2.9: Esquema do aparato experimental.

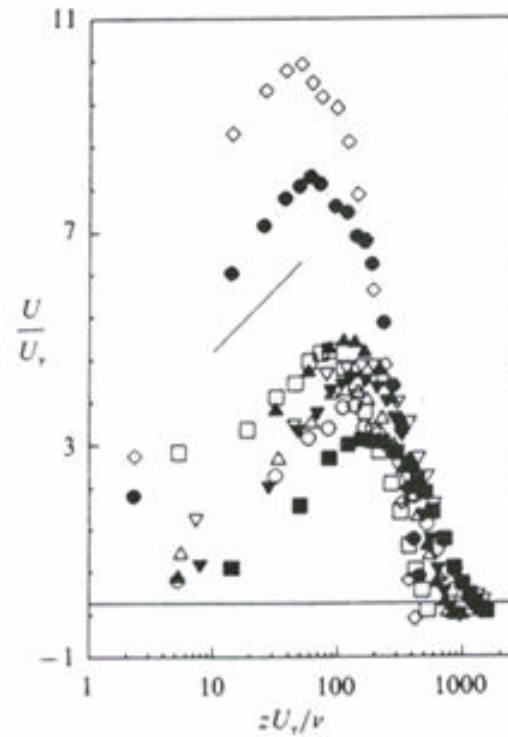


Figura 2.10: Perfis de velocidade radial em coordenadas internas.

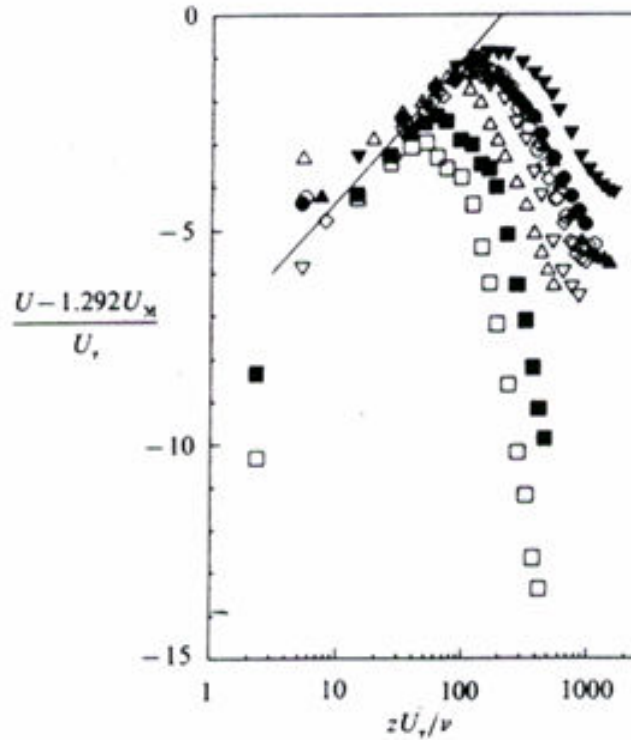


Figura 2.11: Perfis de velocidade radial subtraído o parâmetro  $A$ .

obtidos. Os resultados experimentais de Cooper et al. foram usados por Craft et al. para examinar o desempenho de quatro diferentes modelos de turbulência. Os resultados obtidos pelo modelo padrão  $\kappa$ - $\epsilon$  e por um dos modelos de modelagem direta do tensor de Reynolds apresentaram próximo ao ponto de estagnação níveis de turbulência muito altos. O mesmo foi observado com relação aos coeficientes de transferência de calor. Os outros dois modelos, de modelagem direta do tensor de Reynolds, e que adotavam novos esquemas para incluir os efeitos da parede nas flutuações de pressão, levaram a melhores prognósticos. Nenhum dos modelos, contudo, pode prever com sucesso os efeitos do número de Reynolds no escoamento.

No estudo de Mohanty e Tawfek (1993), medidas de transferência de calor de uma placa isotérmica sob o escoamento de um jato de ar incidente de bocal circular de 3, 5 e 7 mm de diâmetro, foram realizadas para distâncias placa-bocal variando de 4 a 58 vezes o diâmetro do bocal, para uma faixa do número de Reynolds de 4.860 a 34.500. Como resultado, foi visto que a partir do maior valor no ponto de incidência, a taxa de transferência de calor decaí exponencialmente com a distância

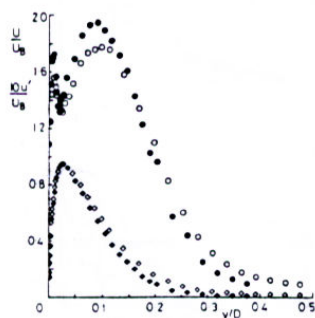


Figura 2.12: Comparação dos perfis de velocidade média e flutuação de velocidade em  $H/D= 2,0$ ,  $r/D= 1,5$  e  $Re= 23.000$ .

radial.

Ainda em 1993, Stevens et al. realizaram um estudo experimental das características de transferência de calor local do escoamento de um jato de ar incidente, com a relação placa-bocal menor que 1,0. Como resultado, foi observado que as medidas experimentais revelam aumentos significativos da velocidade média e das flutuações de velocidade à medida que o espaço placa-bocal é diminuído. Um considerável aumento na transferência de calor foi observado devido à aceleração do fluido incidente, bem como o aumento do nível de turbulência.

Lytle et al. (1994) realizaram experimentos em jato de ar incidente para relações de espaço placa-bocal menores do que o diâmetro do bocal, na faixa de  $3.600 \leq Re \leq 27.600$ . Foi observado um considerável aumento na transferência de calor, a qual mostrou um comportamento caracterizado por um ponto mínimo na estagnação e dois picos máximos à medida que se afasta do centro de descarga.

A transferência de calor entre uma placa uniformemente aquecida e um jato de ar circular incidente, foi estudada por Huang et al. (1994), para determinar os valores do número de Nusselt médio e local. Nos experimentos o número de Reynolds variou de 6.000 a 60.000, a distância adimensional  $r/D$  de 0,0 a 10 e , a relação placa-bocal  $h/D$  de 1,0 a 12. Os resultados mostraram que o número de Nusselt local e médio são fortemente influenciados pela variação de  $h/D$  e  $r/D$ .

O trabalho de Tu e Wood (1996) apresenta medidas de pressão e de tensão

cisalhante do escoamento de um jato turbulento, bidimensional, plano, incidindo normalmente sobre uma placa plana. Os dados obtidos cobrem uma larga faixa de número de Reynolds e de razão entre a altura de incidência e o diâmetro do bocal. As medidas foram obtidas utilizando tubos de Preston e de Stanton. Os resultados mostraram que as distribuições de pressão apresentam o comportamento de uma curva Gaussiana e independem do número de Reynolds. Foi observado também que as distribuições de tensão cisalhante sobre a superfície dependem de  $H/D$  e do número de Reynolds.

Colucci e Viskanta (1996) estudaram experimentalmente os efeitos da geometria do bocal nos coeficientes de transferência de calor local para o caso de jatos incidentes confinados. Os autores utilizaram a técnica termocromática de cristal líquido para a obtenção dos coeficientes de transferência de calor. Foram considerados pequenas distâncias de placa-bocal e um número de Reynolds na faixa de 10.000 a 50.000. Os resultados foram comparados com experimentos similares de jatos não confinados. Uma importante conclusão do estudo foi que o coeficiente de transferência de calor local para jatos confinados são mais sensíveis ao número de Reynolds e aos espaçamentos placa-bocal do que os jatos não confinados.

Um modelo de turbulência  $\kappa$ - $\epsilon$  e uma versão de um modelo de segunda ordem, modificado para a inclusão do efeito da pressão em uma superfície sólida, foram utilizados como base para prever o escoamento resultante de um jato bidimensional, circular, incidindo ortogonalmente sobre uma superfície sólida. O estudo desenvolvido por Dianat et al. (1996) tem como resultado a confirmação da superioridade do modelo da equação de transporte de Reynolds para prognosticar a velocidade média e as flutuações de velocidade do escoamento.

Meola et al. (1996) investigaram a influência da dinâmica da camada de cisalhamento no processo de transferência de calor na região de incidência de um jato. Foi observado que estruturas coerentes e zonas de recirculação alteraram a distribuição dos coeficientes de transferência de calor. Os autores realizaram as medidas de temperatura com um radiômetro ao passo que os coeficientes de transferência de calor foram avaliados através de uma fina folha metálica aquecida. A distribuição do número de Nusselt foi analisada e uma nova explicação foi dada para o aparecimento

de picos no número de Nusselt local.

Liu e Sullivan (1996) investigaram a transferência de calor e as estruturas do escoamento de um jato incidente circular perturbado com um pequeno espaçamento placa-bocal. O aumento ou a redução do coeficiente de transferência de calor local na região de jato de parede foi mostrada ser alcançada pela perturbação do jato incidente próximo a sua frequência natural ou sub-harmônicas, respectivamente.

Nishimo et al. (1996) relataram as estatísticas turbulentas na região de estagnação de um jato axissimétrico incidindo verticalmente sobre uma parede. As medidas foram realizadas em um aparato experimental de jato de água submerso, com um número de Reynolds de 13.000 baseado na velocidade de saída e no diâmetro do bocal. O escoamento próximo ao ponto de estagnação foi medido pela técnica de velocimetria por imagem de partícula. Nishimo et al. observaram que a tensão normal turbulenta da componente axial fornece uma contribuição significativa ao aumento da pressão estática próxima à parede. Na região de estagnação, as medidas de turbulência se mostraram aproximadamente axissimétricas.

Knowles (1996), utilizando o código PHOENICS com o modelo de turbulência  $\kappa$ - $\epsilon$  com correções de Rodi e Malin, realizou uma modelagem numérica do escoamento de jato incidente. Os cálculos foram feitos para o escoamento de jato livre e de jato incidente. Como resultado, foi visto que as correções utilizadas no modelo  $\kappa$ - $\epsilon$  tendem a melhorar as estimativas, entretanto, apresenta erros significativos no crescimento do jato de parede calculado.

Um modelo de turbulência  $\kappa$ - $\epsilon$  juntamente com uma formulação de lei de parede logarítmica foi aplicado por Ashforth-Frost e Jambunathan (1996) a um jato incidente semi-confinado; a distância placa-bocal foi fixada em duas vezes o diâmetro do bocal e o número de Reynolds em 20.000. A técnica de anemometria por Laser-Doppler e a técnica de termografia por cristal líquido foram utilizadas para determinar os dados de velocidade, de turbulência e de transferência de calor. No desenvolvimento do jato de parede, os autores apresentaram resultados numéricos de transferência de calor com uma diferença de 20% dos dados medidos. Contudo, no ponto de estagnação, os dados de transferência de calor foram superestimados em torno de 300%. Os autores atribuíram esta discrepância à deficiências no uso da

formulação de lei de parede.

Em um trabalho posterior, Ashforth-Frost et al (1997) estudaram um jato de ar através de uma fenda, semi-confinado e incidente sobre uma placa plana, com o objetivo de fornecer medidas do campo de escoamento para complementar os dados de transferência de calor existentes. Neste estudo, os autores fixaram os parâmetros espaçamento placa-bocal,  $H/D$ , em 4 e 9,2 vezes o diâmetro do bocal, e o número de Reynolds em 20.000. As medidas de velocidade média e as características turbulentas do escoamento foram obtidas utilizando a técnica de anemometria de fio-frequente com uma sonda de camada limite 55P15 - Dantec. As medidas de pressão na superfície da placa foram obtidas através de 31 tomadas de pressão conectadas a um micromanômetro analógico. Como resultado do estudo, os autores concluíram que as medidas obtidas experimentalmente demonstram que o núcleo potencial do jato é maior na configuração de jato semi-confinado quando comparado com a configuração de não confinado, isto ocorre devido aos efeitos de entranhamento e de expansão do jato serem menores. Também foram observados baixos níveis de turbulência nas regiões de estagnação e de subsequente desenvolvimento do jato na parede, o que sugere que a transição para jato de parede turbulento tome lugar mais lentamente quando a placa incidente é colocada no núcleo potencial do jato, ou seja, quando ela é colocada mais próxima do bocal. Esta última observação coincide com o aparecimento de um segundo pico máximo de transferência de calor. No caso em que uma placa incidente for colocada no jato desenvolvido, isto é, mais distante do bocal, a transferência de calor decrescerá monotonicamente ao longo da placa. Além disso, o jato será efetivamente turbulento no ponto de estagnação.

Medidas do número de Nusselt local produzido pelo escoamento de um jato de ar circular, confinado, incidindo sobre uma placa plana aquecida, foram obtidas por San et al. (1997). Os autores concluem que o número de Nusselt do jato confinado é proporcional a  $Re^{0,6375}$  e fortemente influenciado pelo diâmetro do bocal.

Um estudo numérico do resfriamento de uma placa aquecida por um jato de ar turbulento, foi realizado por Behnia et al. (1998). Para os cálculos foi utilizado o modelo de turbulência  $v_2 - f$ . Os resultados foram comparados com dados experimentais, e o modelo utilizado comparado com o modelo  $\kappa - \epsilon$ . Como resultado,



os valores obtidos pelo modelo  $v^2 - f$  estavam em boa concordância com os dados experimentais, enquanto que o modelo  $\kappa - \epsilon$  superestimou os valores de transferência de calor.

Knowles e Myszko (1998) realizaram medidas de turbulência em um jato incidindo ortogonalmente sobre uma parede plana. Diferentes espaçamentos placa-bocal foram estudados. As medições foram realizadas utilizando a anemometria de fio-quente. Foi observado que a altura do bocal exerce um grande efeito no nível do pico de turbulência para distância até  $r/D = 4.5$ ; para menores razões placa-bocal foi observado um aumento no nível do pico medido em todas as tensões turbulentas na região de estagnação.

No trabalho numérico em jatos incidentes confinados e não confinados, Behnia et al.(1999) utilizaram um modelo de turbulência de relaxação  $v^2 - f$ . A Figura 2.13 mostra um dos resultados obtidos pela simulação. O modelo utilizado foi validado comparando seus resultados com um conjunto de dados experimentais disponível. Os efeitos do confinamento no comportamento da transferência de calor local foram determinados. Foi observado que o confinamento leva a uma diminuição nas taxas de transferência de calor médias, mas que o coeficiente de transferência de calor na estagnação não sofre alterações. Também foi visto que o efeito do confinamento é significativo somente para pequenas distâncias placa-bocal. A conclusão geral foi que as características do escoamento no bocal afetam fortemente a taxa de transferência de calor. Uma diferença de 30% entre os valores foram obtidos quando diferentes perfis de velocidade que deixavam o bocal foram utilizados.

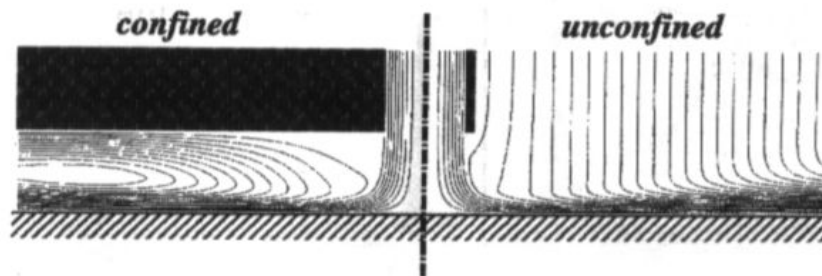


Figura 2.13: Comparação das linhas de corrente para  $H/D= 1,0$  e  $Re= 23.000$  entre as configurações confinado e não confinado.

Cornaro et al. (1999) realizaram um trabalho de visualização do escoamento utilizando a técnica de fumaça para investigar o comportamento de um jato circular deixando um tubo e incidindo sobre superfícies côncavas e convexas com valores de curvatura relativamente altas. Medidas de velocidade local e de intensidade turbulenta do jato livre foram correlacionadas à formação das estruturas observadas. A visualização do jato incidente mostrou o início e o crescimento dos vórtices anelares na camada cisalhante do jato além da interação deles com a parede. Como resultados, foram apresentados os efeitos da curvatura, do diâmetro do bocal, da distância placa-bocal e do número de Reynolds na estrutura de escoamento do jato. A Figura 2.14 apresenta a visualização feita pelos autores.

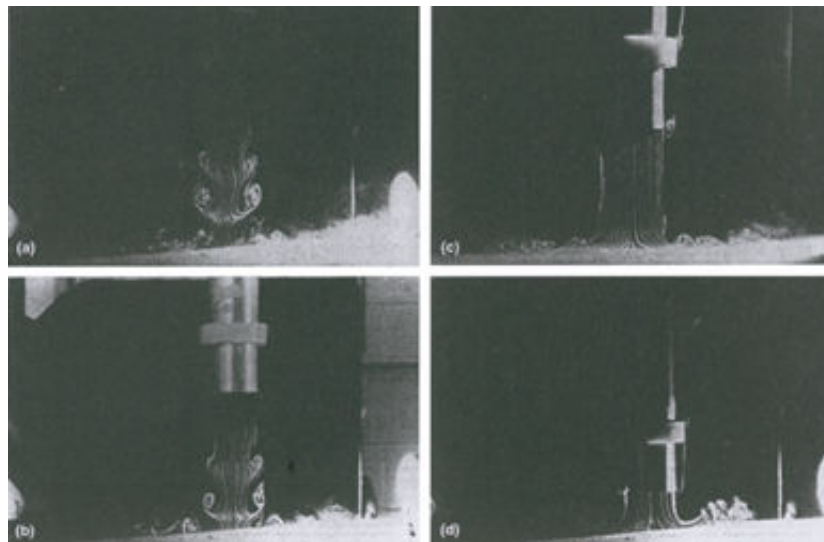


Figura 2.14: Jato livre em: (a)  $Re=6.000$ ,  $d=47,2\text{mm}$ ; (b)  $Re=10.000$ ,  $d=47,2\text{mm}$ ; (c)  $Re=6.000$ ,  $d=72,6\text{mm}$ ; (d)  $Re=6.000$ ,  $d=98,6\text{mm}$ .

Jatos incidentes, confinados, a baixos números de Reynolds, foram experimentalmente estudados por Baydar (1999). Este autor também estudou jatos simples e duplos. As distribuições de velocidade e de pressão na região de incidência foram obtidas para números de Reynolds na faixa de 300 a 10.000, e para espaçamentos placa-bocal,  $H/D$ , de 0,5 a 4,0. O autor concluiu que uma região de pressão subatmosférica ocorre na parede de incidência para um espaçamento placa-bocal de até 2,0 para um número de Reynolds maior que 2.700. Baydar ainda mostrou que há uma relação entre a região de pressão subatmosférica e o pico encontrado nos coefi-

cientes de transferência de calor. A Figura 2.15 apresenta alguns dos resultados de distribuição de pressão obtidos por Baydar.

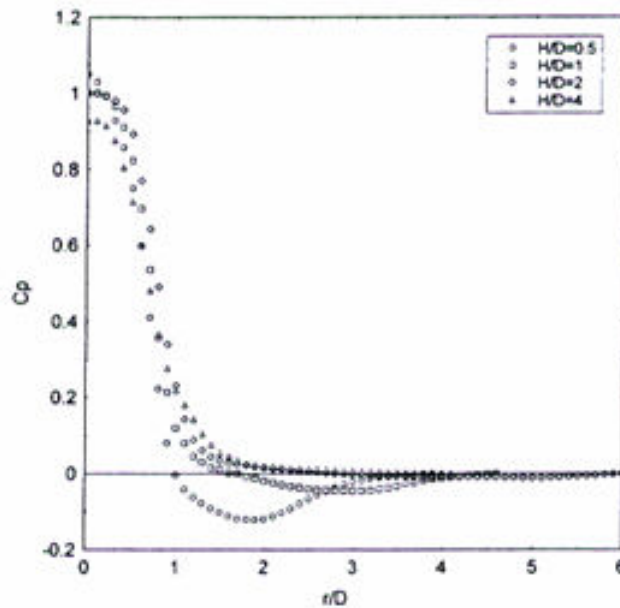


Figura 2.15: Efeito do espaçamento placa-bocal na distribuição de pressão na superfície de incidência para  $Re=10.000$ .

Lee e Lee (1999) realizaram um estudo experimental do comportamento da transferência de calor para um jato turbulento, axissimétrico, incidindo sobre uma placa aquecida, com especial atenção à região de estagnação. Para relações placa-bocal de  $H/D = 2,0$ , a variação do número de Nusselt local com  $r/D$  possui dois picos e varia de acordo com  $Re^{0.5}$ . Para  $H/D > 6,0$ , o número de Nusselt decresce monotonicamente com a distância radial. A dependência do número de Reynolds aumenta à medida que o espaçamento placa-bocal aumenta.

Em um outro trabalho, Lee e Lee (2000) estudaram experimentalmente as características da transferência de calor local em um jato com bocal elíptico cujo escoamento incidia sobre uma placa plana aquecida, para várias razões de aspecto do bocal. As distribuições de temperatura na placa aquecida foram medidas utilizando a técnica de termometria por cristal líquido com um sistema de processamento digital de imagem. Para a visualização do escoamento foi utilizada a técnica de fumaça, como pode ser visto na Figura 2.16. Lee e Lee observaram que para pequenos espaçamentos placa-bocal, à medida que a razão de aspecto do jato de bocal elíptico

aumenta, a taxa de transferência de calor na região de estagnação aumenta mais do que aquela correspondente a um jato de bocal circular. Esta observação foi atribuída ao grande entranhamento e à mistura de grandes escalas presentes no jato elíptico.

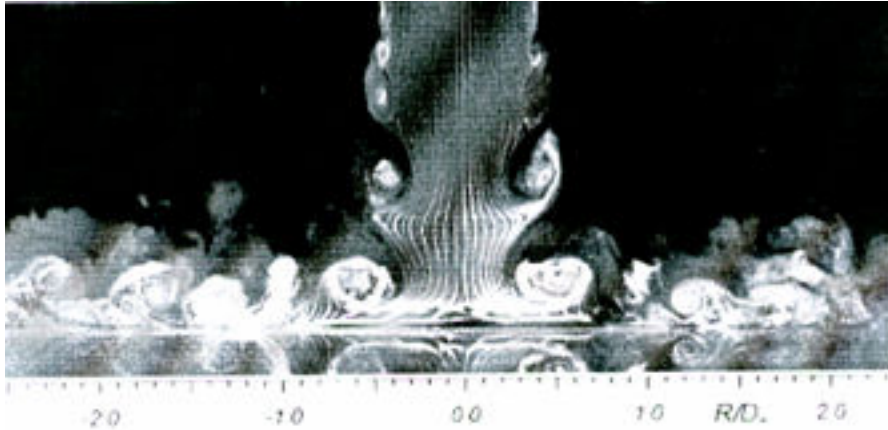


Figura 2.16: Visualização do escoamento de um jato axissimétrico incidente para  $Re= 10.000$  e  $L/D= 2,0$ .

Hwang et al. (2001) conduziram um estudo experimental para investigar as características do escoamento e da transferência de calor de um jato incidente controlado por vórtices parietais. Dois métodos de controle de vórtices de escoamento cisalhante secundário e de excitação foram aplicados. Os números de Nusselt local foram medidos na superfície de incidência. A visualização do escoamento, as medidas de velocidade e de intensidade turbulenta foram utilizadas para entender a estrutura do escoamento. O aumento ou redução na transferência de calor foi obtido pelo controle dos vórtices parietais devido à mudanças na estrutura do escoamento.

Guo e Wood (2002) apresentaram medidas a respeito de um jato plano incidindo sobre uma placa plana posicionada até 5 vezes o diâmetro do jato, a partir da saída do mesmo. O pequeno espaçamento assegurou que a linha de corrente do ponto de estagnação permanecesse no núcleo potencial do jato. Foi encontrado que a distribuição de tensão cisalhante na placa estava de acordo com a solução analítica para o desenvolvimento laminar da camada limite da placa na qual a velocidade externa foi determinada a partir da pressão medida. As tensões cisalhantes na parede foram comparadas com as do trabalho desenvolvido por Tu e Wood (1996). Desde que o escoamento de Guo e Woo possuía um baixo nível de turbulência ( $= 0,35\%$ ) na

saída do jato, enquanto Tu and Wood possuíam 4%, os valores próximos obtidos por ambos conjuntos de dados levou Guo e Woo a concluir que o nível de turbulência na saída do bocal exerce uma influência de segunda ordem na tensão cisalhante da superfície em torno do ponto de estagnação. A velocidade média, tensor de Reynolds, e flutuações de pressão, foram medidos ao longo da linha de corrente de estagnação utilizando uma sonda de pressão de resposta rápida. Um significativo aumento na tensão normal e na média quadrada das flutuações de pressão ocorreu antes deles serem eventualmente atenuados pela placa. Este aumento ocorreu na região onde a velocidade na direção do escoamento estava decrescendo próximo à placa causando uma produção extra de energia através das tensões normais. O espectro de velocidade e as flutuações de pressão mostraram que o aumento no nível de turbulência foi mantido principalmente devido ao movimento de baixa frequência, enquanto a subsequente diminuição ocorreu em frequências maiores.

Chung et al.(2002) realizaram simulações numéricas diretas em um jato incidente, instável, para estudar as características da taxa de variação da quantidade de movimento e da transferência de calor. As equações de Navier-Stokes para escoamento compressível e instável foram resolvidas usando um método de diferenças finitas. Foi encontrado que a transferência de calor na região de incidência é muito instável e que a instabilidade é causada pelo vórtices provenientes do bocal do jato. Chung et al. observaram que estes vórtices primários dominam o escoamento do jato incidente à medida que se aproximam da parede. A análise dos dados mostrou que a localização dos vórtices primários afeta significativamente o número de Nusselt na estagnação. Próximo aos vórtices secundários, a quebra da analogia de Reynolds foi observada.

A transferência de calor instável causada pelo escoamento de um jato de ar incidente e confinado foi estudada por Chung e Luo (2002) por meio de simulações numéricas. Neste trabalho, observa-se que o campo de escoamento e as distribuições de transferência de calor são altamente instáveis, mesmo para números de Reynolds relativamente baixos. De fato, observa-se que flutuações no número de Nusselt de estagnação podem ser maiores que 20% do valor médio. Chung e Luo mostram que as flutuações na transferência de calor na região de estagnação são causadas

principalmente pela incidência de vórtices primários originados na saída do bocal. Já a distribuição do número de Nusselt longe do ponto de incidência, é influenciada pelos vórtices secundários os quais aparecem devido à interação entre os vórtices primários e o jato de parede. Outra observação feita pelos autores é a de que a separação dos vórtices instáveis da parede para números de Reynolds maiores induz ao aparecimento de um valor mínimo local e de um máximo secundário na distribuição do número de Nusselt. Isto se deve às mudanças na espessura da camada limite térmica acompanhada de estruturas instáveis do escoamento.

O estudo realizado por Yuling et al. (2002) apresenta distribuições da taxa de transferência de calor para diversos fluidos. Os dados foram obtidos numericamente com o código FLUENT 5.0 adotando como problema físico o jato incidente, turbulento, semi-confinado, de escoamento estável e bidimensional. Os números de Nusselt local e médio, e os coeficientes de transferência de calor foram investigados como uma função do número de Prandtl em uma faixa de 0,7 a 71; o número de Reynolds considerado para as simulações foi de 20.000. Yuling et al. observaram que as variações do número de Nusselt para todos os fluidos testados são similares às aquelas para o ar. Além disso, o número de Nusselt aumenta com o número de Prandtl do fluido. Como última observação, estes autores atingiram a conclusão de que os gases, com número de Prandtl similares exibem valores de número de Nusselt também similares, mas, exibem ainda diferentes valores do coeficiente de transferência de calor na superfície incidente devido aos diferentes valores da condutividade térmica.

Em um segundo trabalho, Yuling et al. (2002) simularam numericamente o escoamento de um jato através de uma fenda, sendo o escoamento turbulento, semi-confinado, incidente em uma placa plana. Para a simulação utilizaram os modelos de turbulência  $\kappa$ - $\epsilon$  e RMS para o cálculo da transferência de calor. Como resultado foi visto que ambos os modelos superestimam os valores do número de Nusselt em algumas condições. Para espaçamentos placa-bocal de  $H/W = 6,0$  os resultados calculados demonstraram estar em boa concordância com os dados experimentais, entretanto para espaçamento de  $H/W = 2,6$  não foram obtidos bons resultados.

Como a estabilidade do escoamento de um jato incidente não se encontra ainda

bem documentada. Chiriac e Ortega (2002) realizaram um estudo computacional para caracterizar o comportamento deste tipo de escoamento com, confinamento, regime laminar e, transferência de calor. Uma especial atenção foi dada à dinâmica do escoamento para identificar as transições para o regime instável e seus efeitos na transferência de calor. O problema físico considerado foi o de um jato bidimensional, instável, incompressível e laminar, com velocidade uniforme, bocal de diâmetro  $D$ , altura entre as placas  $H$ , largura do canal  $L$ , e uma relação placa-bocal fixa de  $H/D = 5$ . O trabalho foi realizado para números de Reynolds abrangendo o intervalo de 250 a 750 e número de Prandtl igual a 0,72. Como resultados, o pós-processamento das simulações numéricas mostrou a complexidade do campo de escoamento, o qual demonstrou ser estável para números de Reynolds de 250 e 500, sendo instável para o número de Reynolds igual a 750. Entre os números de Reynolds de 585 a 610 foi observado que o escoamento era instável. No regime estável, o número de Nusselt na região de estagnação aumentava monotonicamente com o número de Reynolds, sendo que a distribuição da transferência de calor na região de jato de parede era influenciada pela separação do escoamento causada pelo re-entranhamento do escoamento que retornava ao jato. Para um número de Reynolds de 750 o escoamento era instável tendo exibido uma frequência dominante a qual correspondia à taxa de formação de vórtices na saída do jato.

No estudo realizado por Angioletti et al. (2003) foi utilizada a combinação de um experimento de transferência de massa com uma técnica de visualização digital para caracterizar o escoamento e a transferência de calor em um jato incidente não confinado. No experimento, a técnica empregada foi a de sublimação de naftalina, na qual a transferência de calor é obtida a partir da taxa de perda local de naftalina. A visualização das três regiões características de jato livre, de transição e de jato de parede, foi realizada com um sistema de velocidade por imagem de partícula, o qual extraiu duas componentes de velocidade instantânea. Neste trabalho, foram analisadas quatro diferentes combinações do número de Reynolds, entre 1.000 e 4.000, e relação do espaçamento placa-bocal entre 2 e 4,5. Como resultado das medidas experimentais, foi confirmado o comportamento não monotônico da transferência de calor para pequenos espaçamentos placa-bocal. As visualizações do escoamento

obtidas no estudo mostraram que a transferência de calor local é fortemente influenciada pelas estruturas incidentes e o máximo coeficiente de transferência de calor ocorre devido aos vórtices de grandes escalas que impactam na placa.

Park et al.(2003) investigaram numericamente as características do escoamento e de transferência de calor em jatos emitidos por uma fenda e confinados. Seu estudo utilizava um método de elementos finitos de Petrov-Galerkin, o qual era limitado para o caso laminar. Para o caso turbulento, foi utilizado um modelo de turbulência  $\kappa-\omega$ . Os resultados para jatos turbulentos incidentes mostraram que a velocidade média e a distribuição do número de Nusselt calculados estavam de acordo com os dados experimentais para baixos números de Reynolds. Contudo, à medida que o número de Reynolds aumentava, a grandeza e a posição do segundo pico no número de Nusselt se afastava mais e mais dos valores obtidos experimentalmente.

Zhou et al. (2004) realizaram um estudo das características da transferência de calor de um jato através de orifício com borda pontiaguda, incidente em uma placa plana, usando telas na saída do orifício. Os experimentos foram realizados em um número de Reynolds de 15.000, variando o tamanho da malha das telas e o espaçamento placa-bocal. Como resultado é visto que a presença da tela aumenta moderadamente a taxa de transferência de calor na região de incidência para espaçamentos placa-bocal de  $z/D \leq 4$ . Este aumento é atribuído ao fato de que a tela modifica a estrutura do escoamento, de forma que a intensidade turbulenta é aumentada no núcleo potencial.

Narayanan et al. (2004) realizaram um estudo experimental, fornecendo dados de: campo de velocidade axial, pressão na superfície e, taxas de transferência de calor de um jato turbulento incidente em uma placa. O escoamento do jato é através de uma fenda e os dados experimentais foram obtidos na linha de incidência correspondendo à localização do núcleo potencial. As técnicas experimentais foram Laser Doppler para as medidas de velocidade média e flutuação de velocidade, um transdutor piezoresistivo para as flutuações de pressão, e, termografia para a obtenção das medidas de temperatura na superfície.

Como já dito anteriormente, fica evidente na literatura o interesse no estudo do comportamento do número de Nusselt obtido do escoamento de jatos incidentes. De



fato, ao iniciar o presente estudo, nosso principal objetivo era investigar a variação da transferência de calor com os diferentes espaços placa-bocal em jatos semiconfinados. Entretanto, no desenvolver da pesquisa e obtenção dos dados experimentais, foi observado que a estrutura do escoamento era rica em detalhes a serem explorados.

Seguindo nesta direção, nosso interesse foi focalizado no comportamento dos campos de velocidade e temperatura próximos à região do ponto de singularidade, tema de outras pesquisas já realizadas (Guerra e Silva freire (2000), Cruz et al. (1999, 2000)). Desta forma, o estudo do escoamento de jato incidente tem sido realizado nos últimos anos por Guerra et al. (2003, 2004a, 2004b, 2004c, 2004d), com especial atenção à aplicabilidade da lei de parede próximo à região de estagnação.

## 2.2 Problema Inverso

Em problemas diretos de condução de calor são consideradas conhecidas para a análise a forma geométrica do corpo em estudo, as condições iniciais, as propriedades físicas e o termo de geração de energia. O objetivo dos problemas diretos é a determinação do campo de temperatura no corpo. Nos problemas inversos, por outro lado, o objetivo é a estimativa de uma ou mais dessas características.

A Técnica do Problema Inverso pode ser aplicada a vários ramos da engenharia, podendo ser usada em situações onde os métodos clássicos não são aplicados ou quando não conseguem produzir resultados com precisão. O objetivo da técnica é estimar uma ou mais variáveis desconhecidas utilizando medições conhecidas. Geralmente, os problemas envolvem a estimativa de propriedades termofísicas de sólidos, e de condições iniciais ou de contorno de configurações geométricas desconhecidas.

Muitas técnicas numéricas e analíticas foram desenvolvidas especificamente para a solução do problema inverso de condução de calor. Representações típicas são o método de especificação de função, o método de regularização de Tikhonov (1977), o método de molificação, e o método de regularização iterativa de Alifanov (1994). Em geral, estes métodos de solução reduzem as suas formulações a problemas de minimização submetido a alguma técnica de estabilização.

O problema inverso pode ser tratado como estimativa de função ou de esti-

mativa de parâmetros. Se o problema envolve a estimativa de uma função desconhecida, o problema é de estimativa de função. Porém, se existe algum conhecimento da forma como a quantidade desconhecida varia, ela pode ser parametrizada e o problema inverso é tratado como de estimativa de parâmetros.

Diversos trabalhos envolvendo o resfriamento de superfícies aquecidas com a utilização de “sprays” são encontrados na literatura (Colaço, 1998). Entretanto, o caso de resfriamento por jato de ar com a aplicação da técnica de problemas inversos, não é amplamente abordado. Neste contexto, foi visto o trabalho de Siba et al. (2003). No estudo destes autores foram investigadas as características do escoamento e da transferência de calor de um jato de ar turbulento circular, submerso e, incidente, sobre uma superfície plana horizontal. A turbulência do seu escoamento livre excedia 20%. Duas regiões de características distintas foram observadas: a região de estagnação, e a região de jato de parede. Seguindo a forma linear da equação da energia, o fluxo de calor na superfície foi decomposto em dois componentes: um laminar e um turbulento. A metodologia baseada na técnica de problemas inversos pôde determinar o componente turbulento do coeficiente de transferência de calor na região de estagnação, e na região de jato de parede como uma função do valor médio quadrado da componente de flutuação da velocidade na direção do escoamento. Para isto, os autores utilizaram funções de Green extraídas de Beck et al. (1985)

# Capítulo 3

## Aparato e Metodologia

### Experimental

Este capítulo será dedicado à descrição de um aparato experimental construído inteiramente no âmbito deste trabalho e com o propósito específico de estudar jatos incidentes. Este equipamento encontra-se hoje situado no Laboratório de Mecânica da Turbulência do Programa de Engenharia Mecânica da COPPE/UFRJ. Aqui também apresentaremos as técnicas experimentais e os equipamentos de suporte utilizados além do procedimento experimental adotado para a obtenção das medidas de distribuição de pressão, de perfis de velocidade e de perfis de temperatura.

#### 3.1 Aparato Experimental

A presente seção possui como foco exclusivo o detalhamento da construção e da montagem do aparato experimental, apresentando as possíveis configurações que podem ser obtidas no mesmo visando viabilizar a realização de cada tipo de experimento desejado. Para o desenvolvimento do presente trabalho, a configuração do aparato experimental projetada e construída, foi a de um jato de ar turbulento, incompressível, incidente, axissimétrico e semi-confinado.

O aparato experimental mostrado na Figura 3.1, possui as seguintes características gerais:

- Um jato posicionado na vertical com suprimento de ar fornecido por um ven-

tilador centrífugo de 0,5 HP.

- Um duto de PVC com comprimento de 1.350mm, bocal de seção circular com 50,0 mm de diâmetro externo e 43,5mm de diâmetro interno.
- Um elemento de ligação entre a seção de saída de ar do ventilador e o duto de PVC constituído por uma seção flexível que visa minimizar os efeitos de vibrações provenientes do ventilador.
- Uma seção de contração a qual visa diminuir o índice de turbulência no escoamento que se forma no interior do duto, além de possibilitar a redução da seção quadrada de saída do ventilador centrífugo para a seção circular do duto de PVC.
- Uma seção de tranqüilização, composta de uma colméia e duas telas. Esta seção objetiva unidimensionalizar o escoamento além de diminuir sua intensidade turbulenta.
- Uma placa de confinamento – localizada no bocal de saída do duto de PVC.
- Uma placa sobre a qual o jato incidirá.
- Uma estrutura de madeira, termicamente isolada, para o apoio das resistências e da placa sobre a qual o jato incidirá.

O aparato experimental possui como apoio duas estruturas metálicas independentes. A estrutura externa suporta o ventilador enquanto a estrutura interna suporta a seção de testes, incluindo o duto de PVC.

Faremos a seguir uma descrição dos elementos constituintes do conjunto.

A seção flexível foi construída em tecido resistente de linho revestido com plástico, tendo 30cm de comprimento. A seção de contração, com 58cm de comprimento, foi moldada em papelão sendo revestida por tecido de fibra de vidro e resina. A Figura 3.2 apresenta uma foto do aparato. A seção de testes, Figura 3.3, onde são realizadas as medidas experimentais, consiste de uma placa de alumínio com dimensões de 840 mm de diâmetro e 3,7 mm de espessura, uma placa de madeira

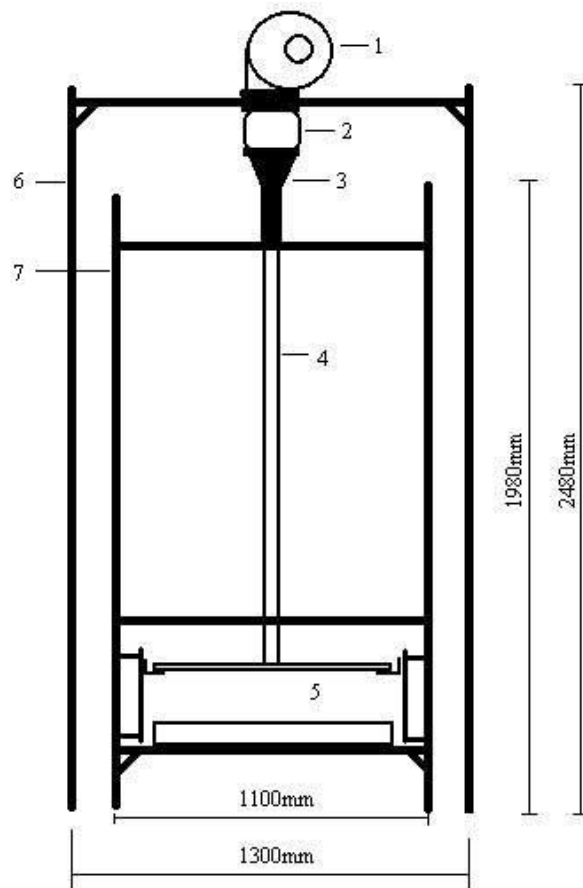


Figura 3.1: Esquema do aparato experimental. Ventilador centrífugo, 1; seção de ligação, 2; seção de contração, 3; duto de PVC, 4; área de incidência do jato, 5; estrutura externa, 6; estrutura interna, 7.



Figura 3.2: Foto do aparato experimental.

com dimensões de 1.000 mm de diâmetro e 15 mm de espessura utilizada para o confinamento, e, um sistema de aquecimento por resistência elétrica localizado abaixo da placa de incidência do jato.

A placa de incidência do jato fica apoiada em uma estrutura em madeira, a qual contém em seu interior o sistema de aquecimento do experimento. Entre a placa de incidência e a resistência elétrica há um espaço de 25 mm de altura e 815 mm de diâmetro, o qual possui a finalidade de possibilitar a inserção de instrumentação. A estrutura de apoio da placa de incidência, possui dimensões de 1.000 mm de diâmetro e 90 mm de altura. O centro da estrutura é preenchido por duas placas constituídas de material isolante térmico prensado e duas camadas de fibra de vidro, enquanto a parede externa é revestida com uma camada de fibra cerâmica que a isola da temperatura ambiente. Um esquema do sistema de aquecimento é mostrado na Figura 3.4.

Quanto ao sistema de aquecimento, este possui como fonte de calor uma resistência elétrica composta de fitas metálicas mostrada na Figura 3.5. A ligação da resistência à rede elétrica de 220V, é realizada por intermédio de um potenciômetro, através do qual é realizada a regulação da potência elétrica fornecida. As fitas metálicas que compõem a resistência, possuem uma espessura de 0,5 mm e largura de 2,4 mm, estando posicionadas a uma distância de aproximadamente 10 mm umas das outras. As fitas estão fixas a uma folha de mica inserida entre duas outras folhas do mesmo material; o conjunto formado possui seção circular com diâmetro de 800 mm e espessura de 1,2 mm.

Quanto à escolha das dimensões do aparato experimental, os valores estabelecidos para a seção de testes são considerados grandes o suficiente para que os efeitos de borda causados pelo escoamento ao deixar a região de confinamento possam ser desprezados. No caso do diâmetro do bocal, o valor adotado possibilita que o escoamento produzido pelo jato possua uma dimensão física tal que a utilização de instrumentação baseada em anemometria de fio-quente possa ser utilizada com segurança. Devido à estreita dimensão da camada viscosa que se forma na parede em um jato incidente, torna-se importante gerar no laboratório um escoamento que possua condições mínimas de ser quantificado.

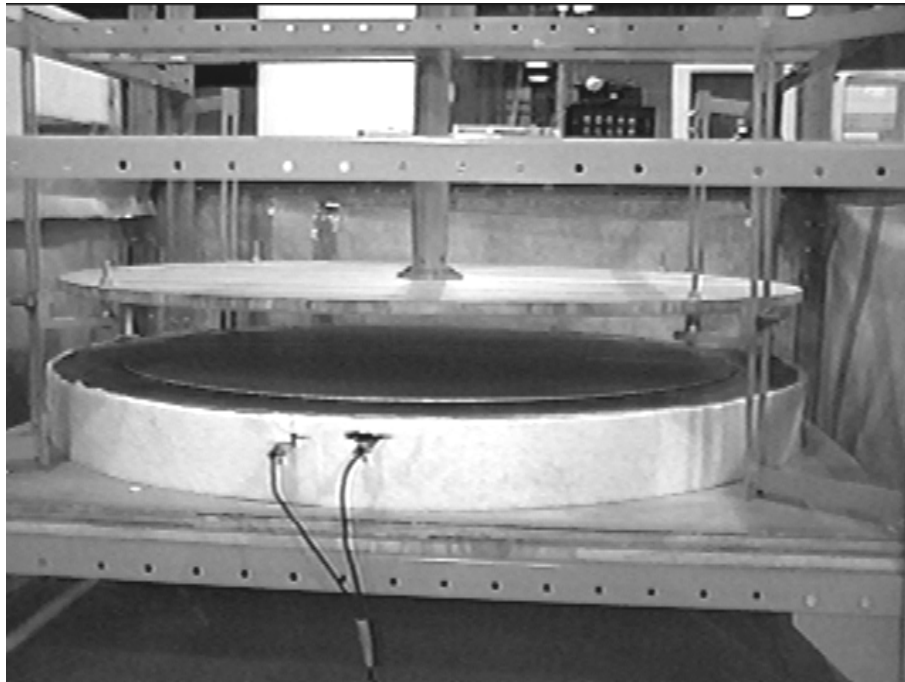


Figura 3.3: Seção de testes.

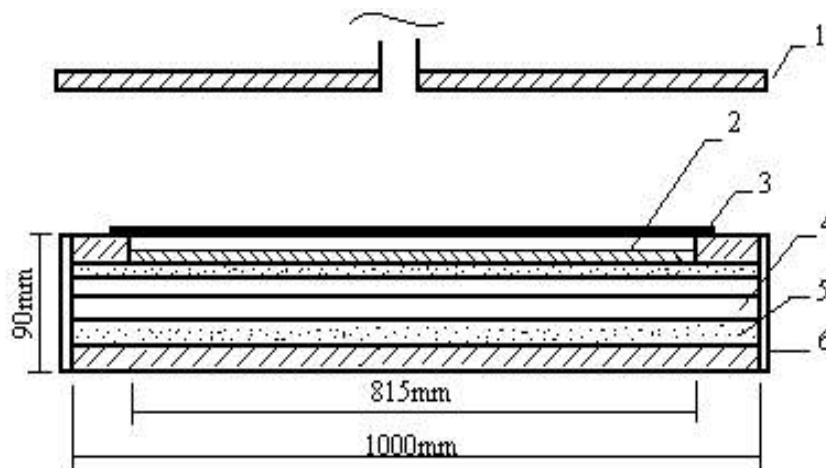


Figura 3.4: Esquema do sistema de aquecimento. Placa de confinamento, 1; resistência elétrica, 2; placa de incidência, 3; isolamento térmico, 4, 5 e 6.



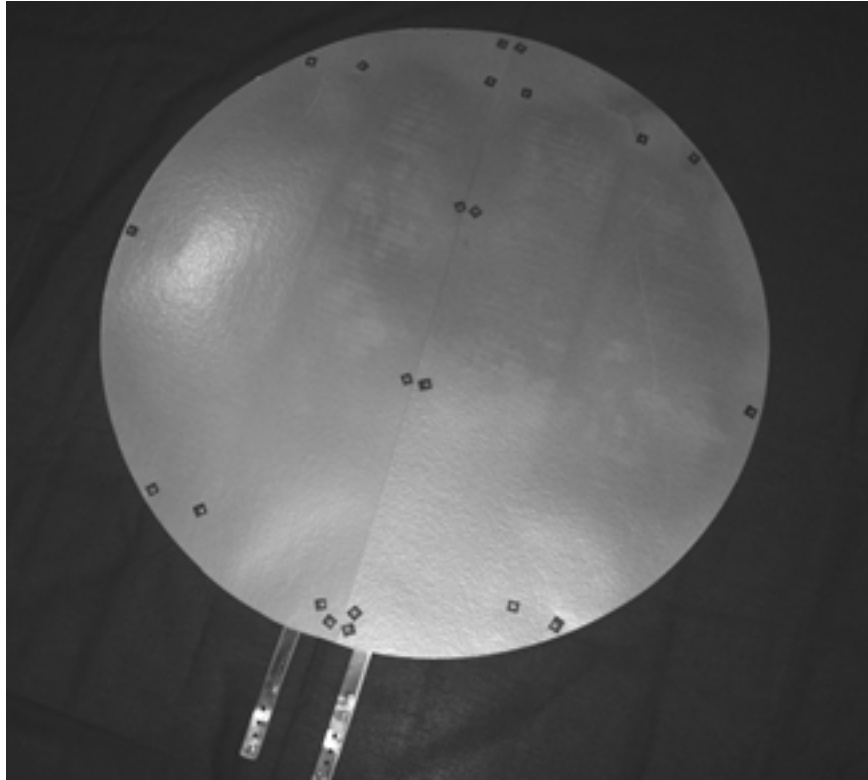


Figura 3.5: Resistência elétrica.

Com relação aos aspectos operacionais do aparato, um conversor de frequência ligado ao motor do ventilador centrífugo, possibilita que a frequência de rotação do mesmo possa ser variada continuamente de 1 em 1 Hz até a frequência máxima de 60 Hz. Desta forma, a velocidade do escoamento livre pode ser variada na faixa de 0 até 14m/s. No que diz respeito à placa de confinamento, esta é ajustada de forma a ser nivelada com a saída do bocal e paralela à placa de incidência. A placa de confinamento e o duto de PVC são de fácil deslocamento na vertical, o que possibilita variar a configuração do escoamento em semi-confinado e não confinado, podendo-se, ainda, variar as alturas entre o bocal de saída do jato e a placa de incidência. O deslocamento na vertical, da placa de confinamento e do bocal do duto, é realizado manualmente pelo ajuste das alturas em quatro barras de aço fixadas à estrutura metálica interna.

O aparato experimental utilizado em todos os procedimentos experimentais foi sempre o mesmo. Sendo que, para os procedimentos que envolvem a obtenção das medidas de temperatura e as medidas de distribuição de pressão, são necessárias

algumas adaptações à superfície inferior da placa de incidência. Essas adaptações serão descritas nos parágrafos seguintes.

A obtenção das medidas de distribuição de pressão ao longo da placa possibilita um melhor entendimento das características da transferência de calor local, uma vez que a pressão afeta a estrutura do escoamento de jato incidente. No caso de um jato de ar incidente e semi-confinado, as medidas de distribuição de pressão ainda auxiliam no nivelamento da placa de confinamento com a placa de incidência, garantindo o paralelismo entre as duas.

Para a medição da pressão estática do escoamento é comum o emprego de tomadas de pressão instaladas na superfície inferior da placa de incidência. Uma tomada de pressão consiste basicamente de um pequeno orifício aberto cuidadosamente na placa, com seu eixo perpendicular à superfície; este furo é então subsequentemente ligado a um manômetro. Deste modo, para a realização das medidas de distribuição de pressão neste trabalho, tomadas de pressão foram feitas na superfície inferior da placa de incidência do aparato experimental, mostradas na Figura 3.6.

As tomadas de pressão utilizadas possuem 0,8 mm de diâmetro interno. Para a confecção destas, primeiramente foram abertos furos com 0,8mm de diâmetro atravessando toda a espessura da placa, como mostra a Figura 3.7; em seguida, foram abertos furos com 1,6 mm de diâmetro e, um tubo de alumínio com este diâmetro externo e um diâmetro interno de 0,8 mm foi cuidadosamente encaixado ao orifício garantindo-se que o nível da superfície resultante não fosse alterado. A conexão entre as tomadas de pressão e o manômetro multitubo aqui utilizado, foi realizada através de mangueiras flexíveis de diâmetro interno de 0,8 mm.

Na superfície inferior da placa, as tomadas de pressão foram dispostas em um arranjo cruzado com uma distância de aproximadamente 3,0 mm entre elas, mostradas na Figura 3.8. No total há 88 tomadas de pressão disponíveis para as medidas de pressão estática.

Para o caso da obtenção das medidas de temperatura, as adaptações realizadas na placa de incidência são orifícios confeccionados na superfície inferior para o encaixe de termopares. Os orifícios foram confeccionados na placa com dimensões de 1,6 mm de diâmetro e 3,0 mm de profundidade. Esta configuração foi adotada para



Figura 3.6: Foto da superfície inferior da placa.

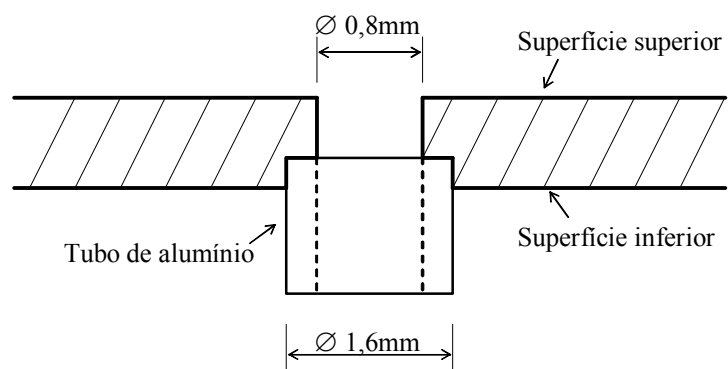


Figura 3.7: Construção das tomadas de pressão.

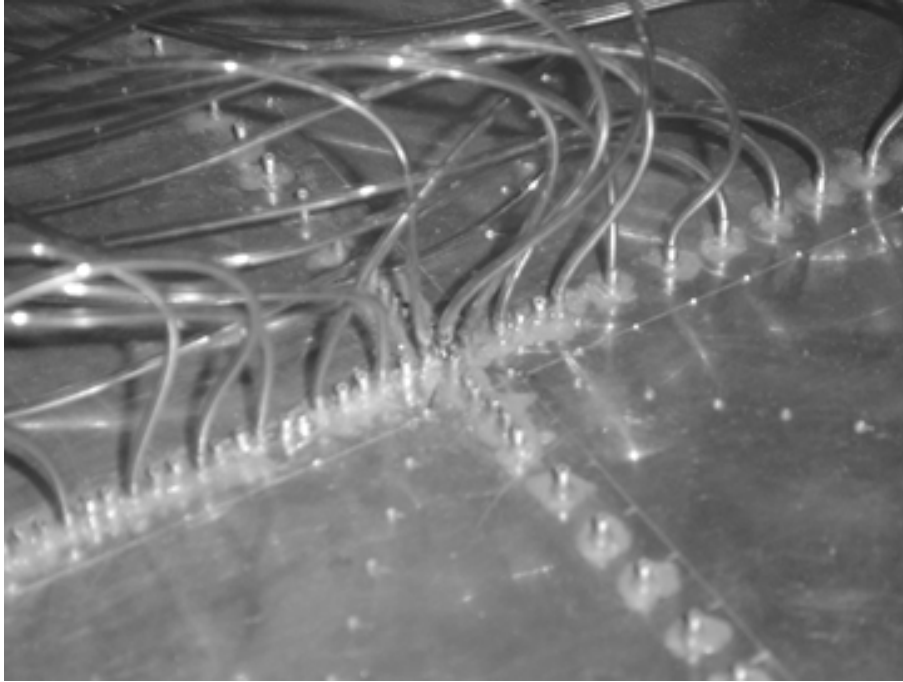


Figura 3.8: Foto das tomadas de pressão.

possibilitar a obtenção da temperatura bem próxima à superfície superior, sem que houvesse a necessidade da introdução de termopares na seção de testes durante os procedimentos experimentais.

## 3.2 Técnicas Experimentais

Nesta seção serão apresentadas as técnicas experimentais que foram utilizadas para a obtenção dos dados de distribuição de pressão, dos perfis de velocidade instantânea e dos perfis de temperatura. Todas as técnicas aqui descritas são conhecidas e de grande aplicabilidade na mecânica dos fluidos experimental.

### 3.2.1 Pressão Manométrica

Para a medição de pequenas diferenças de pressão no escoamento de fluidos, é prática comum o uso de manômetros de tubo em U na vertical ou inclinado. Lembremos que, para uma dada diferença de pressão, os manômetros de tubo inclinado proporcionam um deslocamento no menisco muito maior do que o produzido em um tubo vertical, o que proporciona uma maior precisão na leitura da escala. Neste

trabalho, para realizar as leituras das medidas de distribuição de pressão estática, através das tomadas de pressão construídas ao longo da superfície da placa de incidência, um manômetro multitubo inclinado disponibilizando 34 tubos foi utilizado, o qual é mostrado na Figura 3.9.

O manômetro multitubo, como o próprio nome indica, possui dois ou mais tubos em U de vidro com escala graduada, dispostos paralelamente uns aos outros. Os manômetros funcionam com um líquido na parte inferior do instrumento, chamado de líquido manométrico, o qual varia de nível quando diferentes pressões são aplicadas aos extremos do tubo. O fluido manométrico utilizado neste trabalho foi o álcool hidratado por ser sua massa específica menor que a da água. A inclinação do manômetro com a horizontal, ( $a$ ), era sempre avaliada através de um inclinômetro com precisão de 1'.

A pressão manométrica, por definição, é a diferença entre a pressão que se deseja medir e a pressão atmosférica local. Desta forma, para o manômetro multitubo, as pressões são obtidas através da equação da estática dos fluidos aplicada ao líquido do manômetro por:

$$P_o - P = \rho_L g \Delta H \sin a \quad (3.1)$$

onde  $\rho_L$  é a massa específica do fluido manométrico,  $g$  é a aceleração da gravidade local e  $a$  o ângulo de inclinação do manômetro.

O manômetro utilizado da marca ELVEN possui uma variação graduada de 2 em 2 mm. Portanto, a incerteza das medições é da ordem de  $\pm(\sin(a + 0.00029))$  mm álcool, com  $a$  fornecido em radianos.

### 3.2.2 Anemometria de Fio-quente

A anemometria de fio-quente é uma das técnicas mais apropriadas para a investigação de escoamentos turbulentos, podendo ser utilizada em diversos estudos. Por utilizar um instrumento que responde rapidamente às variações nas condições do escoamento, esta técnica permite a medição das flutuações turbulentas de escoamentos sujeitos a variações com altos valores de frequência.



Figura 3.9: Manômetro multitubo inclinado.

O princípio básico de funcionamento da anemometria de fio-quente é o processo de transferência de calor convectivo que ocorre entre um elemento aquecido, o fio-quente, e um meio fluido escoando ao redor dele. Qualquer mudança nas condições do escoamento que afete a transferência de calor no elemento aquecido será detectada, mesmo a altas taxas de variação, por um sistema eletrônico que utiliza uma ponte de Wheatstone e um amplificador diferencial como componentes principais. Estamos falando, portanto, de um anemômetro a temperatura constante.

A instrumentação que compõe o anemômetro consiste, basicamente, de uma ponte de controle e de um sensor de fio-quente. Os sensores de fio-quente utilizados na técnica são finos fios metálicos com dimensões típicas de diâmetro variando de  $0,5$  a  $5,0 \mu\text{m}$  e comprimento de  $0,1$  a  $1,25 \text{ mm}$ . O material constituinte do fio geralmente é a platina ou o tungstênio. Durante o funcionamento do anemômetro, o fio é eletricamente aquecido pelo efeito Joule sendo levado a adquirir uma temperatura de aproximadamente  $300^\circ\text{C}$ . A alta frequência de resposta dos anemômetros térmicos, sua mais importante característica, é justamente resultado do emprego dos fios muito finos. Em função destes minúsculos elementos possuírem uma capacidade de aquecimento e de resfriamento rápidos é que a resposta às flutuações de velocidade

é rápida. Entretanto, uma das limitações da técnica é a sua inaplicabilidade em regiões de recirculação devido à falta de sensibilidade do fio quanto ao sentido do escoamento.

A técnica de anemometria de fio-quente possui dois métodos de operação, o de temperatura constante e o de corrente constante. Neste trabalho, repetimos, foi utilizada a anemometria a temperatura constante.

A instrumentação utilizada no experimento de jato incidente, para a obtenção das medidas de velocidade e flutuação de velocidade, consistiu de um anemômetro de temperatura constante modelo 56M do fabricante DANTEC Measurements e de uma sonda modelo 55P15 também do mesmo fabricante. A sonda 55P15 foi especialmente projetada para ser utilizada em camadas limite. A forma de suas agulhas permite que as medidas sejam realizadas próximo a uma parede sólida, sem que o corpo da sonda exerça perturbações no escoamento.

### **3.2.3 Medição de Temperatura por Termopar**

Para a realização das medidas de temperatura na superfície da placa e no escoamento, foi utilizada a técnica de medição de temperatura por termopar.

O princípio de funcionamento dos termopares se assenta no efeito de Seebeck. Em 1881, o físico alemão Thomas Johann Seebeck observou que unindo as extremidades de dois metais diferentes e submetendo as junções a temperaturas diferentes, surge uma força eletromotriz, normalmente da ordem de mV, entre os pontos de junção, denominada tensão termoelétrica e, uma corrente elétrica “*i*” circulará pelo chamado “par termoelétrico” ou “termopar”. Qualquer ponto deste circuito poderá ser aberto e nele inserido o instrumento para medir a f.e.m.

Se uma das junções for mantida a uma temperatura constante e conhecida, a temperatura da outra junção poderá ser medida. Neste caso, se este circuito for interrompido, a tensão de circuito aberto (f.e.m. termoelétrica gerada) é função da composição dos metais e da diferença de temperatura entre a junção de medição ou “junção quente” e a temperatura da junção conhecida, dita de referência ou “junção fria”. A junção fria foi universalmente tomada como a temperatura do gelo fundente. Em muitos aparelhos a junção fria existente é simulada eletronicamente.

Uma consequência imediata do efeito Seebeck é o fato de que, conhecida a temperatura de uma das junções pode-se, através da f.e.m. produzida, saber a temperatura da outra junção. Um esquema do par termoelétrico é mostrado na Figura 3.10, onde  $T_2$  é a temperatura da junção de medição e  $E_{AB}$  é a diferença de potencial. As medições de temperatura são a maior aplicação do termopar. Neste trabalho foram utilizados termopares do tipo K, constituídos de liga cromel-alumel com 0,8 mm de diâmetro na ponta de medição e 1.000 mm de comprimento, para a obtenção das medidas na superfície da placa, mostrado na Figura 3.11. Para as medidas de temperatura transversais ao escoamento, foi utilizado um termopar também tipo K com diâmetro de 0,5mm. Os termopares foram conectados a um termômetro modelo MT-520 Minipa, através do qual foram realizadas as leituras de temperatura sobre a superfície. Os perfis de temperatura foram obtidos com o termopar de 0,5mm de diâmetro, conectado a um datalogger da marca Pico, modelo TC-08, com oito canais de aquisição e software dedicado para aquisição desses dados.

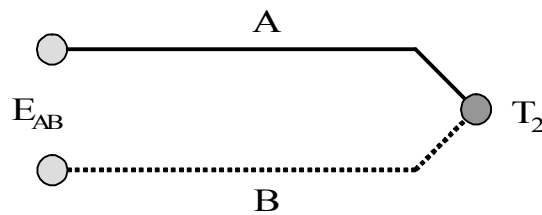


Figura 3.10: Esquema do par termoelétrico.

### 3.3 Procedimentos Experimentais

A última seção deste capítulo tem por objetivo apresentar os procedimentos adotados durante a realização dos experimentos desenvolvidos neste trabalho. Os experimentos foram realizados para três diferentes configurações do aparato experimental, em que a relação espaçamento placa-bocal foi de  $H/D = 1,0$ ,  $1,5$  e  $2,0$ . Entretanto, uma dedicada atenção foi destinada à relação de  $H/D = 2,0$ , sendo



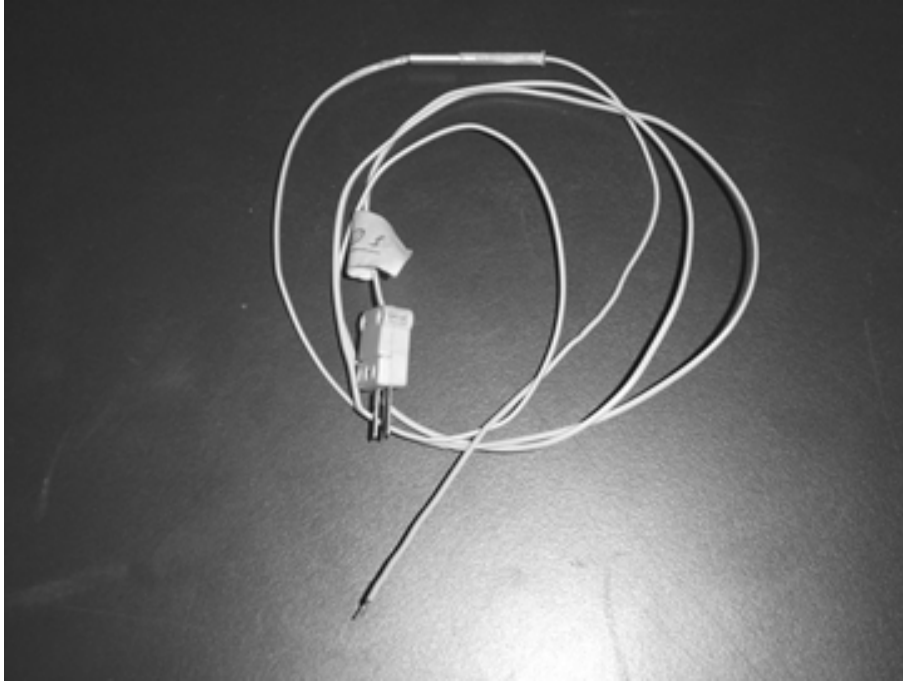


Figura 3.11: Termopar tipo K.

obtida uma grande quantidade de dados experimentais nesta relação. Na execução dos experimentos, foi estabelecida a velocidade do jato na saída do bocal de 12 m/s e número de Reynolds fixo em 35.000.

### 3.3.1 Distribuição de Pressão

Para a realização dos experimentos, um procedimento experimental foi elaborado. Os primeiros experimentos foram realizados para obter a distribuição de pressão ao longo da placa de incidência do jato objetivando garantir o paralelismo entre a mesma e a placa de confinamento.

Inicialmente, foram conectadas 27 tomadas de pressão na placa de incidência posicionadas em um arranjo cruzado localizado logo abaixo da saída do jato. As leituras de pressão nestes pontos foram obtidas com a finalidade de encontrar o centro geométrico do jato, uma vez que no escoamento de jatos incidentes a distribuição de pressão possui um comportamento “gaussiano” com um máximo no ponto de estagnação. Várias leituras foram realizadas, ajustando quando necessário a posição da placa, até que o ponto de máximo tivesse sido identificado. O centro de simetria

passava, então, a ser considerado o centro de incidência do escoamento do jato.

Em uma segunda etapa, 34 tomadas de pressão ligadas ao manômetro multi-tubo inclinado foram conectadas à placa de incidência em um arranjo radial, tomado a partir do ponto de estagnação e em direção à extremidade da placa. Através deste procedimento, foram obtidas as curvas de distribuição de pressão sobre a superfície da placa de incidência.

### 3.3.2 Perfis de Velocidade

O aparato experimental usado para a realização das medidas de velocidade é o mesmo apresentado anteriormente. A configuração adotada para estes experimentos é composta da placa de incidência, da placa de confinamento, do bocal circular, do sistema de fornecimento de ar, do sistema de controle do posicionador, da haste para fixação do suporte da sonda no posicionador, do suporte para sonda de um canal, da sonda de camada limite 55P15 da DANTEC, do anemômetro de temperatura constante e, finalmente, de um sistema de aquisição de dados.

Na aquisição dos dados experimentais, o sensor foi ligado, como já dito, a um anemômetro de temperatura constante, marca DANTEC modelo 56M. A aquisição de dados foi processada através de uma placa conversora analógico-digital (A/D), marca CIO-DAS modelo 1406 com 8 (oito) canais de 16 bits, trabalhando numa faixa de -10 a 10 volts, instalada num microcomputador com processador Athlon de 2,4 GHz e 128MB de memória RAM. Um osciloscópio e um multímetro digital foram ainda conectados à saída do cabo da sonda para que se pudesse ser feito um acompanhamento qualitativo e quantitativo das leituras de voltagem adquiridas pelo anemômetro. A Figura 3.12 apresenta um esquema da configuração dos equipamentos utilizados na aquisição de dados por anemometria.

Façamos agora uma breve descrição do procedimento de calibração do anemômetro.

Sabemos que um anemômetro de temperatura constante é uma ponte de Wheatstone, onde o sensor é um de seus resistores. Esta ponte é parte de um circuito eletrônico projetado para manter a resistência de aquecimento do sensor, ou sua

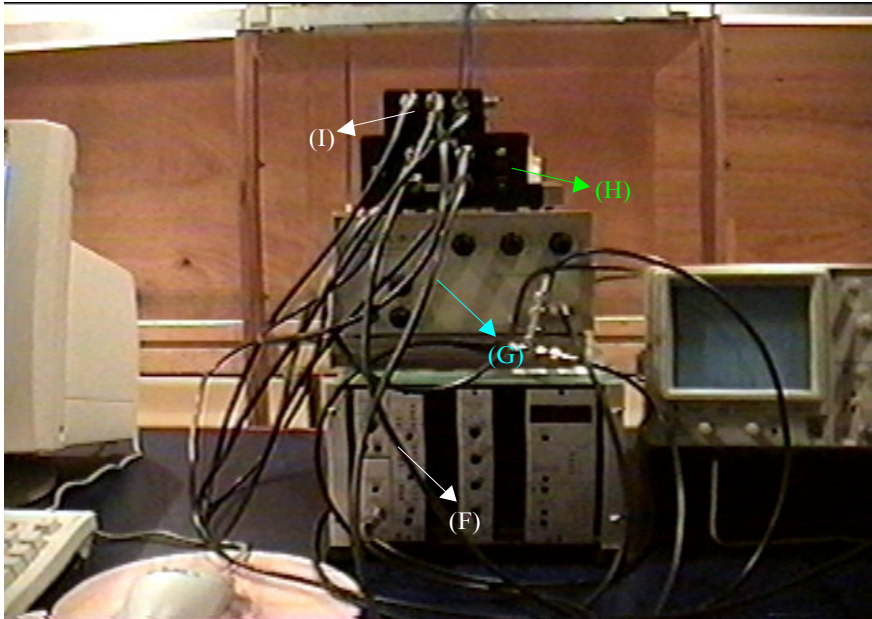


Figura 3.12: Esquema da configuração dos equipamentos utilizados na aquisição de dados por anemometria de fio-quente. (F) anemômetro de temperatura constante 56M DANTEC, (G) anemômetro de temperatura constante KAURI, (H)amplificador de sinal, (I)adaptador para conexão de cabos.

temperatura, constante. Quando um fluido escoar pelo sensor, ele retira calor por convecção, modificando pois a resistência do sensor o que provoca um desequilíbrio na ponte de Wheatstone gerando uma diferença de potencial. Essa diferença de tensão alimenta um amplificador diferencial que possui uma corrente de saída inversamente proporcional à variação da resistência do sensor. Por um sistema de retroalimentação, a corrente do amplificador entra na ponte de Wheatstone restabelecendo o valor original da resistência do sensor, e, conseqüentemente re-equilibrando a ponte. Quanto maior for a velocidade do fluido, mais calor será retirado do sensor gerando uma maior tensão na ponte de Wheatstone. A tensão de desequilíbrio da ponte de Wheatstone é a leitura de saída do anemômetro. Portanto, quanto maior for a velocidade do escoamento, maior será a tensão registrada no voltímetro que está ligado na saída do anemômetro. A variação da temperatura ambiente também é sentida pelo sensor, devendo ser compensada na determinação da velocidade do escoamento.

O objetivo da calibração é estabelecer uma relação funcional entre a voltagem fornecida pelo anemômetro e a velocidade média do escoamento, em função da temperatura ambiente. Para isto, é necessário se obter a velocidade média do fluido por um instrumento de referência no mesmo ponto e no mesmo instante em que os dados do anemômetro estão sendo colhidos. O instrumento de medida utilizado para medir a velocidade do escoamento durante a calibração foi um tubo de Pitot.

Na calibração, o tubo de Pitot juntamente com a sonda são alinhados em um plano localizado nas proximidades do eixo central da saída do bocal e perpendicular à placa de incidência. O afastamento entre o tubo de Pitot e a sonda de fio-quente deve ser o suficiente para que a esteira de um não interfira com a medida do outro.

Após alinhar o conjunto tubo de Pitot/sonda de fio-quente, a sonda de fio quente é retirada do suporte e substituída por uma sonda de curto-circuito, cuja resistência é aproximadamente zero. Conectando-se o cabo coaxial que sai do sensor a um multímetro digital, mede-se a resistência do mesmo, ou seja, a resistência do cabo somada à resistência da conexão da sonda no suporte. A seguir, retira-se a sonda de curto-circuito recolocando-se a sonda de fio quente no suporte. Assim, pode-se medir a resistência total, ou seja, a resistência do cabo adicionada a resistência das

agulhas e a resistência do fio.

No próximo passo deve-se decidir a que temperatura o sensor será aquecido. Quanto mais aquecido estiver o fio, maior será a sua sensibilidade. Multiplicando a resistência do fio pela taxa de sobreaquecimento desejada, tipicamente 1,6, obtém-se um valor preliminar para a resistência do sensor aquecido. A temperatura do sensor aquecido é obtida pela equação abaixo,

$$T_s = \frac{100}{\alpha_o} \left( \frac{R_s}{R_o} - 1 \right) + T_o, \quad (3.2)$$

onde  $T_o$  é uma temperatura de referência na qual a resistência do sensor  $R_o$  é conhecida e  $\alpha_o$  é o coeficiente de resistividade do sensor, em  $\%/^{\circ}C$ , na temperatura de referência. Os valores de  $T_o$ ,  $R_o$  e  $\alpha_o$  são fornecidos pelo fabricante da sonda.

As resistências das agulhas e do cabo precisam ser compensadas pelo anemômetro, pois fazem parte do braço da ponte de Wheatstone que contém o elemento de fio-quente. Assim, a resistência de operação a ser registrada no anemômetro será a soma total de cada um dos elementos descritos acima.

As medidas de referência de pressão dinâmica foram sempre feitas por intermédio do tubo de Pitot e do manômetro multitubo ELVEN.

Para o processamento digital dos dados analógicos saídos do anemômetro foi escrito um programa na linguagem Delphi. Este programa captura as leituras de voltagem digitalizadas pela placa conversora A/D e calcula a média dessas leituras em cada ponto de medida. As medidas de pressão fornecidas pela diferença de altura entre as colunas do manômetro multitubo ( $\Delta H$ ) além da temperatura ambiente ( $T_a$ ) para cada ponto de tomada de medida são dados de entrada fornecidos pelo usuário.

O tempo de aquisição ( $t$ ) de uma amostra de leituras de voltagem do anemômetro é função de dois parâmetros: da frequência de aquisição ( $F$ ) da placa conversora A/D e do número de leituras que serão obtidas em cada ponto de medida ( $N$ ). Portanto, o tempo de aquisição deve ser calculado em função da frequência de aquisição,  $F$  e do número de amostras.

$$t = \frac{N}{F} \quad (3.3)$$

Devido à riqueza de frequências importantes para a descrição do fenômeno

da turbulência recomenda-se não efetuar a aquisição a taxas abaixo de 1000 Hz. Sendo assim, na calibração, optou-se por  $F = 2000\text{Hz}$ , uma taxa recomendada pela maioria dos autores. Sabemos também que, quanto maior o tempo de aquisição mais significativa será a média das leituras de voltagem. Para a aquisição, optou-se por  $t = 40\text{s}$ , de modo que 80.000 leituras eram efetuadas para cada ponto medido.

No presente experimento foi utilizada uma placa conversora A/D de 16 bits, a qual identifica apenas  $2^{16} = 65536$  valores diferentes de saída através de todo o intervalo de entrada de dados de voltagem. Assim, um valor de leitura que esteja entre dois pontos digitais consecutivos é obtido por interpolação. Para que se aproveite o máximo possível a resolução da placa, deve-se limitá-la à menor faixa de utilização de voltagem possível. A placa A/D de 16 bits utilizada nos experimentos foi regulada para operar em uma faixa de voltagem de -10 V a +10 V. Como os dados de saída da placa A/D são valores inteiros ( $I$ ), foi montada uma tabela que relaciona a cada valor discreto  $I$  na saída da placa A/D um respectivo valor de voltagem ( $E_G$ ). Essa tabela, conhecida como *tabela de busca*, pode ser obtida através da seguinte relação:

$$E_G = -10 + I \frac{20}{65536}, \quad (3.4)$$

onde  $0 \leq I \leq 65536$ .

A resolução da placa é dada pela diferença entre dois valores de  $E_G$  correspondentes a dois valores inteiros,  $I$ , consecutivos. Portanto, obtemos que, na faixa de voltagem de operação a resolução da placa é fornecida por  $\sigma = E_G(1) - E_G(0) = -9,99969482 - (-10) = 0,00030518$  volts.

A leitura de cada amostra é feita de forma alternada entre cada canal de aquisição, com um tempo de retardo entre duas leituras consecutivas igual ao inverso da frequência de aquisição máxima da placa A/D, que no caso é de 100.000 Hz. Logo, as leituras correspondentes em cada canal não são realizadas no mesmo instante de tempo, mas defasadas de  $1/100.000$  s. Os dados de leitura adquiridos pela placa A/D são armazenados na memória RAM do computador sendo posteriormente transferidos para vetores cujo tamanho é igual à quantidade de amostras  $N$ .

A voltagem média é representada pela média aritmética das  $N$  leituras de voltagem feitas durante o tempo de aquisição, ou seja,

$$E_m = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N E_{anem}(j).$$

Para uma calibração típica, pelo menos vinte pontos são considerados. A média das voltagens lidas pelo sensor, e a diferença de altura das colunas do manômetro multitubo, para todas as 20 velocidades diferentes tomadas abaixo da saída do bocal são gravadas em um arquivo de dados e anotadas numa ficha, de modo que o procedimento de calibração possa ser repetido a qualquer momento.

A redução dos dados adquiridos pode ser feita pela conhecida lei de King ou mesmo por uma interpolação polinomial. O atual programa utiliza a lei de King em seu conteúdo.

A lei de King é a mais bem conhecida das leis de transferência de calor utilizadas em anemometria de fio quente. Ela relaciona a voltagem de resposta do anemômetro com a velocidade do fluido que troca calor por convecção com o sensor aquecido. Sua dedução pode ser vista em, por exemplo, Bruun (1995). Para um sensor de fio quente ligado a um anemômetro de temperatura constante e desde que não exista variações de temperatura do escoamento,  $T_a$  entre 10 e 80 °C, a lei de King é formulada pela seguinte expressão:

$$E_m^2 = C_1 + C_2 U^b, \quad (3.5)$$

onde,  $E_m$  é a voltagem medida,  $C_1$  e  $C_2$  são as constantes de calibração do anemômetro,  $U$  é a velocidade do escoamento e  $b$  é considerado igual a 0,45.

Os 20 (vinte) pontos tomados na calibração são ajustados à curva acima pelo método dos mínimos quadrados.

A cada experimento, o anemômetro de fio-quente precisa ser calibrado novamente. Na geometria do jato incidente, a calibração era efetuada no próprio local do experimento, logo abaixo do bocal de saída do jato. Este procedimento visava diminuir a quantidade de manipulação ao qual o sensor era sujeito, evitando, assim, qualquer alteração por influência de fatores mecânicos em seu funcionamento.

Tendo a calibração sido efetuada, os perfis de velocidade podiam então ser obtidos em várias estações. Para o posicionamento do sensor foi utilizado um sistema mecânico totalmente automatizado. Este sistema consistia basicamente de deslizadores lineares movidos por dois fusos com passo de 4 mm cada. O sistema de posicionamento possuía dois graus de liberdade cartesianos com cursos independentes de 250 mm. Os fusos nas direções  $x$  e  $y$  eram controlados por motores de 200 passos. Portanto, a sensibilidade do sistema de posicionamento era de 0,02 mm. Devido a espessura da região viscosa ser muito pequena, medidas foram tomadas com um distanciamento entre os pontos de 0,1 mm. Normalmente, um mínimo de 40 pontos era utilizado para a caracterização do perfil. O sistema de posicionamento utilizado é mostrado na Figura 3.13.

A distância inicial do sensor tomada com relação à parede era obtida por intermédio de blocos padrão. Antes que as medidas começassem a ser tomadas, o suporte do sensor era deslocado para baixo até que sua base tocasse um bloco padrão de dimensões conhecidas. Como as dimensões do próprio suporte e do sensor 55P15 já haviam sido determinadas pelo Laboratório de Metrologia do PEM/COPPE/UFRJ, podia-se, então, calcular a distância do fio- quente à parede. Para as posições seguintes, somava-se a este valor o incremento de deslocamento fornecido pelo posicionador de sensores.

### 3.3.3 Perfis de Temperatura

Em se tratando das medidas de transferência de calor local e dos perfis de temperatura, no procedimento experimental, três diferentes temperaturas são consideradas importantes: a temperatura adiabática,  $T_{aw}$ , a temperatura do jato,  $T_j$ , e a temperatura na parede,  $T_w$ . As leituras das três temperaturas são tomadas por um termopar conectado a um termômetro.

A temperatura adiabática é obtida com o fluido escoando sobre a placa, estando o sistema de aquecimento desligado. Em seguida, com o sistema de aquecimento ligado e fluido escoando sobre a superfície, a temperatura na parede é obtida. A temperatura do jato é obtida posicionando um termopar logo abaixo da saída do



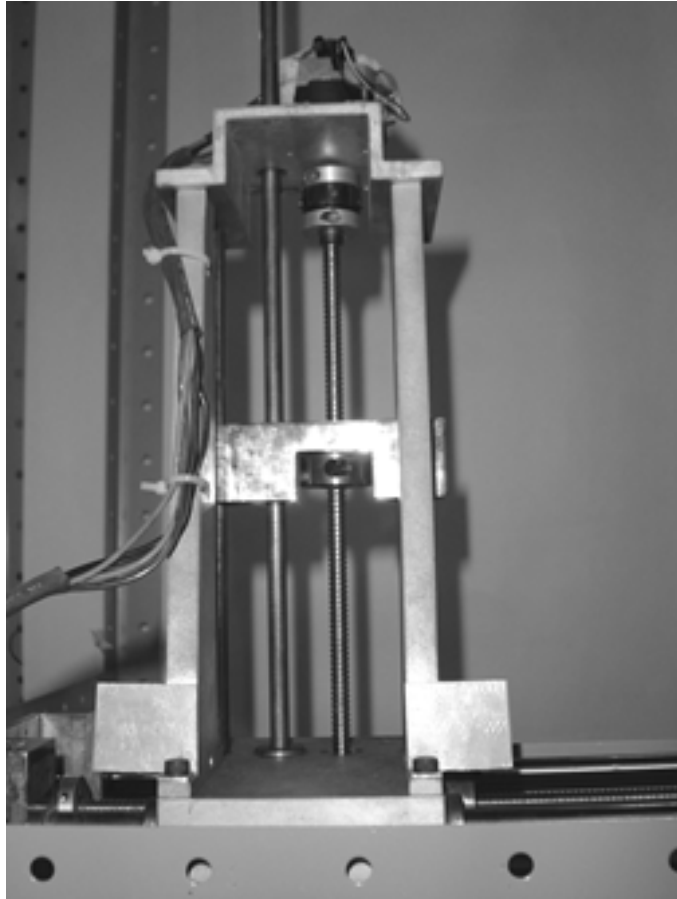


Figura 3.13: Posicionador cartesiano com dois graus de liberdade.

jato pelo bocal.

As leituras de temperatura na parede são realizadas quando é observado estar o sistema em regime permanente. Esta observação é constatada através do monitoramento da temperatura em seis pontos diferentes sobre a superfície da placa, durante o funcionamento do aparato. Pela repetibilidade dos experimentos, é observado ser requerido um tempo de aproximadamente 2,5 h, para que a condição de regime permanente seja alcançada. Dentro destas condições, observa-se existir uma variação na temperatura da parede de  $1^{\circ}C$ .

Para a obtenção dos perfis de temperatura, utilizou-se o mesmo sistema de posicionamento de sensores utilizado para o fio-quente.

## 3.4 Análise de Incertezas

Considerando que todo processo de medição possui erros associados, é de extrema importância para qualquer trabalho experimental a investigação do grau de confiabilidade dos resultados obtidos. O texto a seguir apresenta algumas considerações básicas sobre o assunto, revisando as definições clássicas e mostrando o procedimento de estimativa de incerteza utilizado no presente trabalho.

Os erros associados à medição são definidos como a diferença entre o valor medido e o valor verdadeiro, normalmente desconhecido. O erro total ( $\delta_k$ ) possui duas componentes: um erro viciado fixo ( $\beta$ ) e um erro aleatório, também chamado precisão ( $\epsilon_k$ ). Logo,  $\delta_k = \beta + \epsilon_k$ , e conclui-se que uma boa medição é aquela que possui ambos os erros, aleatório e viciado, baixos.

### 3.4.1 Tipos de Erros Associados à Medição

#### Erro Aleatório

Os erros aleatórios são observados em medições repetidas, as quais não são, e não se espera que sejam exatamente iguais devido às numerosas fontes que influenciam no valor medido. Erro de precisão é um outro nome dado ao erro aleatório. A medida da distribuição dos erros de precisão ( $\epsilon_k$ ) é dada pelo desvio-padrão ( $\sigma$ ).

Para uma distribuição normal de erros, o intervalo de  $\mu \pm 2\sigma$  irá incluir aproximadamente 95% do total dos pontos medidos. Dessa forma, um desvio-padrão grande significa uma grande dispersão das medidas obtidas. A estatística ( $S$ ) é calculada para estimar o desvio-padrão e é chamada índice de precisão,

$$S = \left[ \frac{\sum_{k=1}^N (X_k - \bar{X})^2}{N - 1} \right] \quad (3.6)$$

onde  $N$  é o número de medidas realizadas. Existem muitas maneiras de se calcular o índice de precisão. Se o parâmetro a ser medido pode ser mantido constante, um certo número de repetições da medição pode ser utilizado para o cálculo de  $S$  através da equação acima.

### **Erro Sistemático**

A segunda componente do erro total é o erro sistemático  $\beta$ . Em medições repetidas, usando as mesmas condições ambientes e técnicas experimentais, cada medida apresenta o mesmo erro viciado. Ele é, em geral, um acúmulo de vários erros sistemáticos individuais.

A esse tipo de erro incluem-se aqueles que podem ser calibrados, aqueles que são desprezíveis e ignorados, e aqueles que são estimados e incluídos na análise de incertezas. Na maioria dos casos  $\beta$  é um valor a mais ou a menos que o valor medido, e normalmente não se sabe se o erro sistemático é positivo ou negativo. Estima-se, então, o limite  $\pm B$  como um valor máximo para o erro viciado  $\beta$ .

O erro sistemático é um parâmetro difícil de se estimar, e os procedimentos normalmente recomendados são comparar as medidas com resultados de instrumentos-padrão ou comparar medidas independentes realizadas com instrumentos que utilizam princípios diferentes para avaliar a grandeza medida. Quando existe alguma causa de erro sistemático conhecida, os seus efeitos podem ser contabilizados através de um processo de calibração.

### 3.4.2 Incerteza da Medição

Seguindo estes conceitos, o objetivo da análise de incerteza da medição é identificar possíveis fontes de erros e proporcionar uma estimativa numérica dos limites superior dos erros de precisão e viciado.

Por simplicidade, é conveniente expressar um único valor de incerteza  $U$  para expressar o limite aceitável de erro. Esse número, que é uma combinação do erro aleatório e do erro sistemático, deve ter uma interpretação simples, como o máximo erro esperado e ser útil e informativo sem a necessidade de maiores esclarecimentos. Normalmente o valor medido é expresso na forma de intervalo, como  $\bar{X} \pm U$ , que representa uma faixa na qual espera-se que esteja o valor verdadeiro da grandeza medida.

Entretanto, a incerteza  $U$  apesar de ser amplamente utilizada, não é considerada um parâmetro de confiança rigoroso. Isso acontece porque o erro sistemático não é uma grandeza estatística, sendo normalmente estimado por comparação ou experiência. Assim, considera-se que nenhuma função desses dois erros possui uma base estatística rigorosa. Para contornar este problema, a literatura (ASME(1985) e Kline(1985)) recomenda a utilização de dois intervalos de incerteza que possuem uma cobertura análoga aos intervalos de 95% e 99% de confiança, descritos pela teoria estatística. Estes intervalos de incerteza indicam a freqüência na qual o valor verdadeiro estará contido na faixa estimada. Dessa forma, uma amostra que tenha um intervalo de incerteza de 95% irá conter o valor verdadeiro em noventa e cinco por cento dos casos. Estes intervalos são dados por:

$$U_{99\%} = B + tS_{\bar{X}}, \quad (3.7)$$

$$U_{95\%} = [B^2 + (tS_{\bar{X}})^2]^{1/2}, \quad (3.8)$$

onde  $B$  é o limite do erro sistemático,  $S_{\bar{X}}$  é o índice de precisão e  $t$  é o valor correspondente à distribuição de t-Student. O produto  $tS_{\bar{X}}$  representa adequadamente o erro de precisão de  $\bar{X}$ .

### 3.4.3 Incerteza dos Resultados

Os resultados desejados dificilmente são grandezas medidas diretamente. Normalmente grandezas básicas como temperatura e pressão são obtidas e a partir delas são calculadas as grandezas de interesse. Portanto, para estimar a incerteza desse valor calculado é preciso propagar os erros das grandezas primárias através da fórmula funcional que relaciona o resultado e os parâmetros medidos.

Neste contexto pode ser utilizado o conceito de sensibilidade, que representa o erro propagado ao resultado em decorrência de mudança de unidades entre parâmetros e valor calculado. Quando a relação matemática é conhecida, a sensibilidade pode ser calculada analiticamente através de diferenciação parcial. Dado um resultado  $r$  obtido em função dos parâmetros  $P_1$ ,  $P_2$  e  $P_3$ ,  $r = f(P_1, P_2, P_3)$ , a sensibilidade de  $r$  em relação ao parâmetro  $P_1$  será dado pelo coeficiente  $\theta_1$ :

$$\theta_1 = \frac{\partial r}{\partial P_1}. \quad (3.9)$$

Neste trabalho os valores de velocidade e temperatura podem ser considerados grandezas primárias, e por isso os intervalos de incerteza foram calculados segundo o método descrito acima. Mostra-se que a incerteza associada com os dados de velocidade são de:  $U = 0,0391m/s$  de precisão, e, 0 bias ( $P=0,95$ ). A incerteza associada com os dados de temperatura são de:  $T = 0,5^\circ C$  de precisão, e, 0 bias ( $P=0,90$ ).

# Capítulo 4

## Resultados Experimentais

Após a especificação de todo o aparato experimental no capítulo anterior, passemos agora à apresentação dos resultados obtidos a partir de sua utilização. Como ainda descrito no capítulo anterior, apresentaremos resultados referentes à distribuição de pressão, ao campo de velocidade média e de intensidade turbulenta além dos perfis médios de temperatura.

Apesar da extensão dos dados que serão mostrados, decidimos inicialmente não apresentá-los em sua forma reduzida, isto é, já tendo recebido seu pós-tratamento. A motivação para a apresentação dos dados em sua forma primitiva surgiu da perspectiva de oferecer ao leitor a visão mais fidedigna possível do problema sob investigação. A apresentação de dados na forma reduzida pode, em muitos casos, mascarar algumas características importantes do fenômeno. Portanto, todos os resultados serão apresentados aqui em sua forma primitiva em gráficos lineares. O máximo de liberdade que nos permitiremos será apresentar algumas grandezas físicas em forma adimensional. O processamento dos dados em gráficos monolog, em variáveis internas, será feito no capítulo seguinte.

A forma de organização deste capítulo será a mesma do capítulo anterior. Na primeira seção, serão mostradas as distribuições de pressão. Em seguida, serão mostrados os perfis de velocidade média na forma dimensional. Na terceira seção, será a vez da intensidade turbulenta ser apresentada. Finalizando, os perfis de temperatura também na forma dimensional serão apresentados.

Todos os dados a serem apresentados foram obtidos para três diferentes con-

figurações do aparato experimental. Configurações estas definidas pela distância,  $H$ , estabelecida entre a placa de incidência do jato e a placa de confinamento. As três alturas escolhidas neste trabalho para o estudo do comportamento do escoamento foram  $H = 43,5, 65,3$  e  $87\text{mm}$ . É importante ressaltar que, uma investigação experimental mais detalhada foi realizada para a relação de  $H/D = 2,0$ .

Pela influência que exerce a relação entre a altura e o diâmetro do bocal no estudo de jatos incidentes, é muito comum que os autores utilizem como parâmetro fundamental do problema a relação entre a altura,  $H$ , e o diâmetro do bocal,  $D$ . Essa relação, definida pela razão  $H/D$ , é chamada de espaçamento placa-bocal. Deste modo, sendo, para o nosso problema, o diâmetro do bocal igual a  $43,5\text{mm}$ , as relações espaçamento placa-bocal são de  $H/D = 1,0, 1,5$  e  $2,0$ , para cada uma das três alturas citadas anteriormente.

A distância radial que define as estações onde as medidas de perfis de velocidade, de flutuação de velocidade e de temperatura, por vezes, também serão apresentadas ao longo do texto relacionadas ao diâmetro do bocal na forma de  $r/D$ .

Lembramos ainda que todas as medidas foram obtidas para um escoamento com velocidade de saída do jato de  $U_j = 12\text{ m/s}$ , o que nos fornece um número de Reynolds de  $35.000$  baseado no diâmetro do bocal. A temperatura ambiente em que os experimentos foram conduzidos foi de  $18,5^\circ\text{C}$ .

## 4.1 Distribuição de Pressão

As distribuições de pressão na superfície da placa foram obtidas de duas formas: logo abaixo do bocal, ou seja, na região referente ao centro geométrico do jato e, radialmente.

As medidas de distribuição de pressão estática são expressas na forma adimensional com o uso da pressão dinâmica definida por  $\rho U_j^2/2$ , onde  $\rho$  denota a massa específica do ar, e  $U_j$  a velocidade de saída do jato na linha de centro do bocal. A diferença entre a pressão estática na superfície de incidência e a pressão atmosférica é representada por  $\Delta P$ .

A distribuição de pressão, obtida com as tomadas de pressão colocadas em

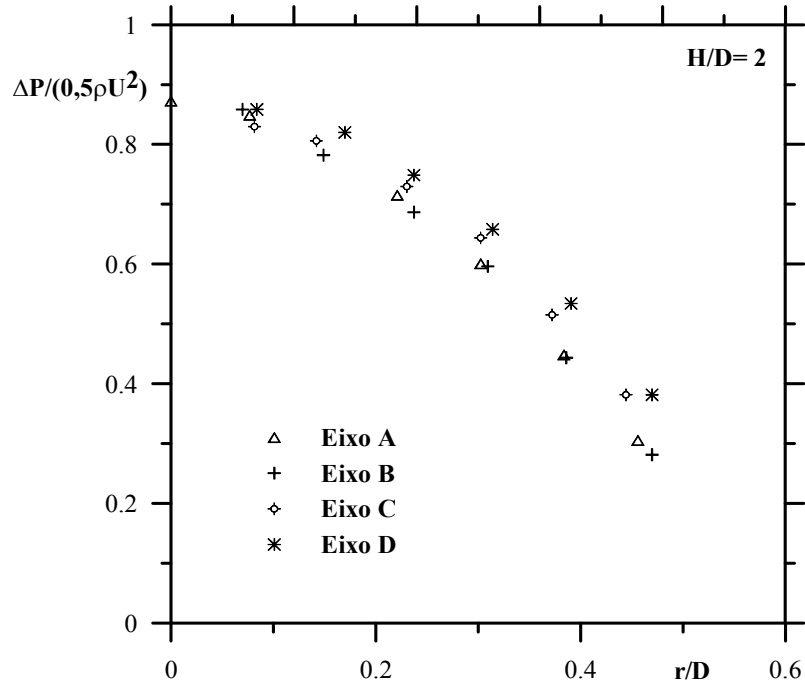


Figura 4.1: Distribuição de pressão no centro geométrico do jato.

forma de cruz na superfície inferior da placa é mostrada na Figura 4.1. Esta configuração geométrica foi primordialmente utilizada para a determinação do centro geométrico do jato ao incidir na placa. Os resultados mostram que existe uma diferença entre os valores medidos em alguns pontos nos diferentes eixos da cruz. Esta diferença é atribuída ao fato das tomadas de pressão possuírem um espaçamento ligeiramente diferente. Ainda que os valores dos coeficientes de pressão de cada eixo não colapsem, os resultados apresentam uma mesma tendência ao longo de  $r/D$  em todos os quatro eixos. Estas medidas foram realizadas para uma única condição de  $H/D=2$ .

A distribuição de pressão radial na superfície de incidência, com as tomadas de pressão dispostas a partir da origem, sendo esta considerada como o ponto localizado na linha de centro do jato, até a extremidade da placa, foram obtidas para as três relações de  $H/D = 1,0, 1,5$  e  $2,0$ , para as configurações de jato semi-confinado e não confinado. Os resultados são apresentados nas Figuras 4.2 a 4.7.



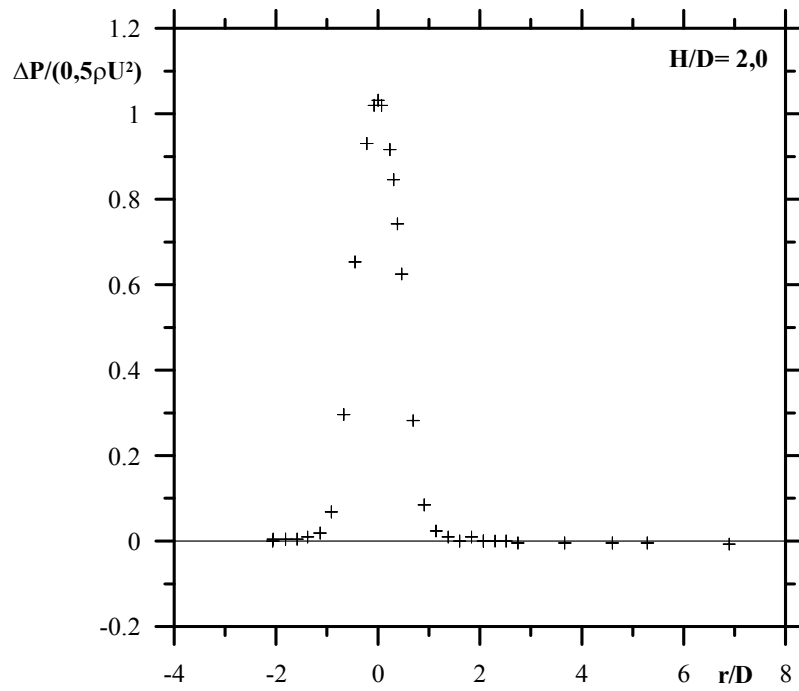


Figura 4.2: Distribuição de pressão radial, jato semi-confinado, relação  $H/D=2,0$ .

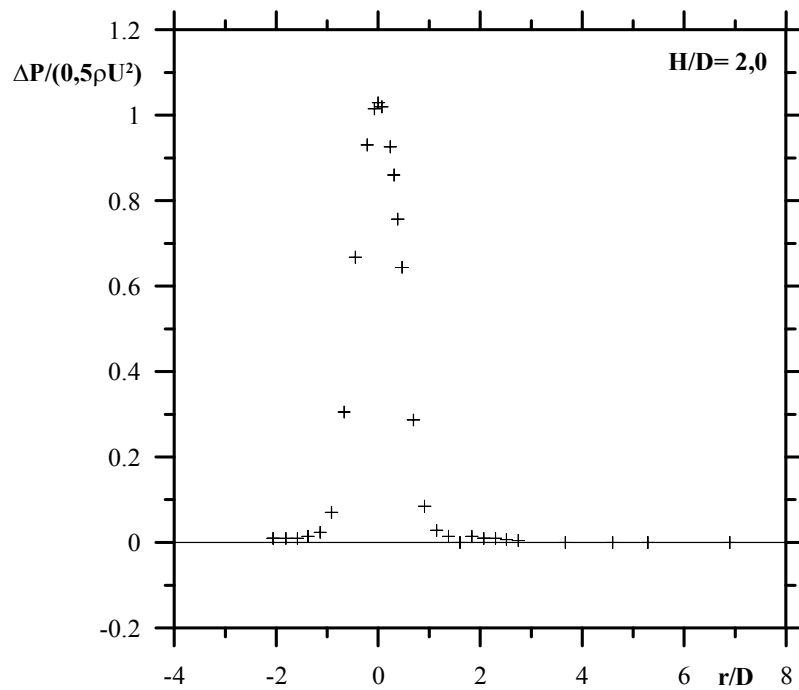


Figura 4.3: Distribuição de pressão radial, jato não confinado, relação  $H/D=2,0$ .

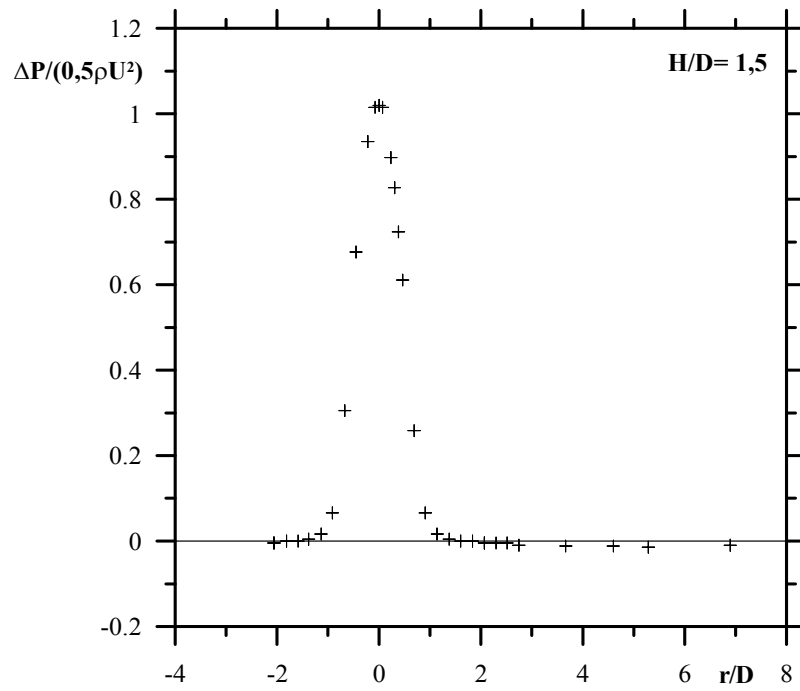


Figura 4.4: Distribuição de pressão radial, jato semi-confinado, relação  $H/D=1,5$ .

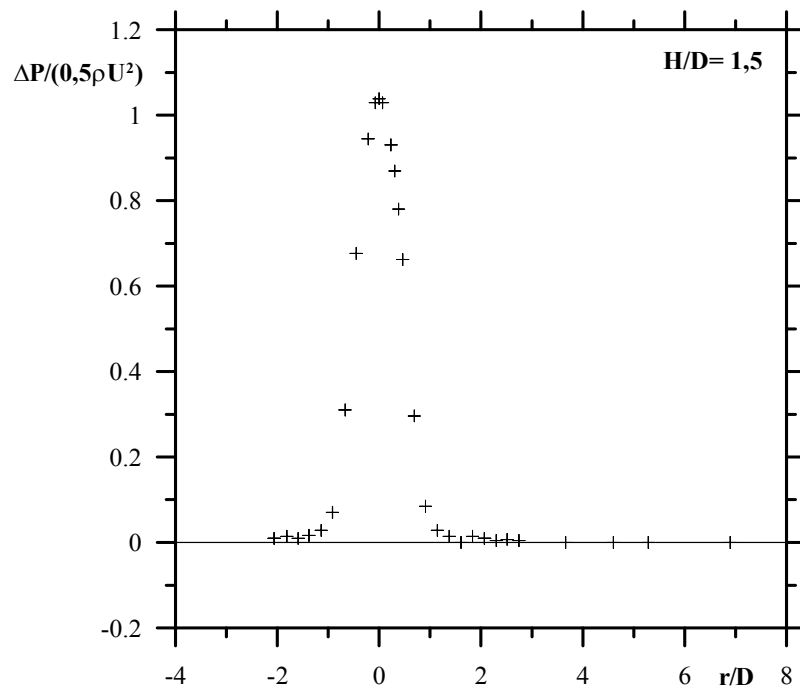


Figura 4.5: Distribuição de pressão radial, jato não confinado, relação  $H/D=1,5$ .

Os resultados obtidos mostram que a distribuição de pressão na superfície da placa apresenta, em todas as relações de  $H/D$  estudadas, um comportamento caracterizado por um valor máximo no ponto de estagnação, seguido de um rápido decréscimo à medida que a relação  $r/D$  aumenta, até atingir um valor mínimo. Nestas medidas experimentais é claramente observado a influência da presença e da variação de altura da placa de confinamento. No espaçamento placa-bocal de  $H/D=2,0$ , sem a tampa de confinamento, é visto que o coeficiente de pressão alcança um mínimo em 0,0 mantendo-se neste valor à medida que  $r/D$  aumenta. Este comportamento demonstra que a pressão diminui até alcançar a pressão ambiente. Com a placa de confinamento, é visto que a pressão diminui se mantendo a um valor levemente abaixo, mas ainda muito próximo da pressão ambiente, como mostra as Figuras 4.2 a 4.3.

Ao diminuir o espaçamento entre as placas de confinamento e de incidência, relações  $H/D=1,5$  e  $H/D=1,0$ , observa-se o aparecimento de uma região de pressão subatmosférica indicando a presença de uma zona de recirculação próximo à região de incidência. Na relação de  $H/D=1,5$  a região ocorre a partir de  $r/D=2,0$ . Para a relação de  $H/D=1,0$  a região de pressão subatmosférica se mantém na faixa de  $1,0 \leq r/D \leq 5,5$ , assumindo em seguida o valor da pressão ambiente. As Figuras 4.4 e 4.6 mostram o comportamento descrito.

Sem a placa de confinamento, o coeficiente de pressão nas relações  $H/D=1,0$  e  $H/D=1,5$  apresenta o mesmo comportamento visto para a relação  $H/D=2,0$ , mostrado nas Figuras 4.5 e 4.7.

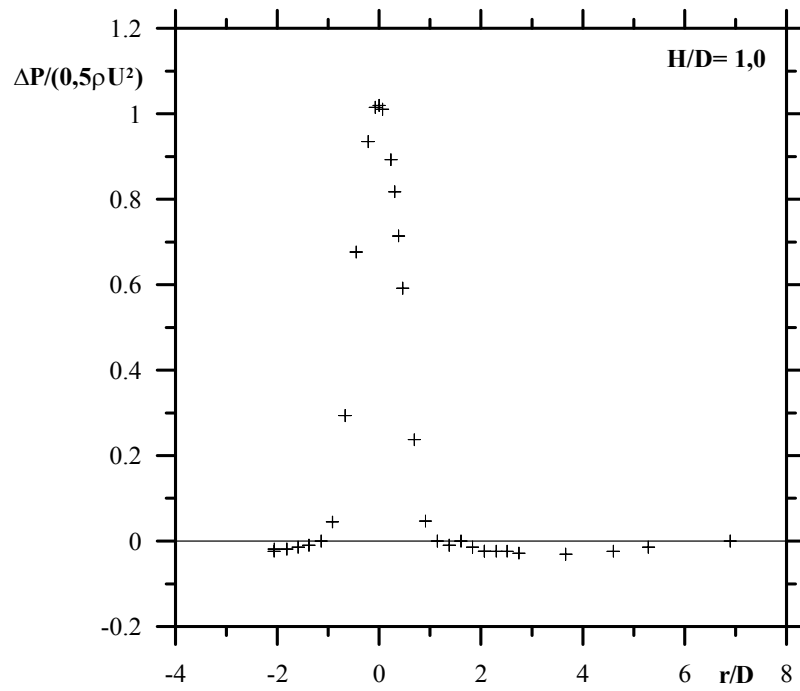


Figura 4.6: Distribuição de pressão radial, jato semi-confinado, relação  $H/D=1,0$ .

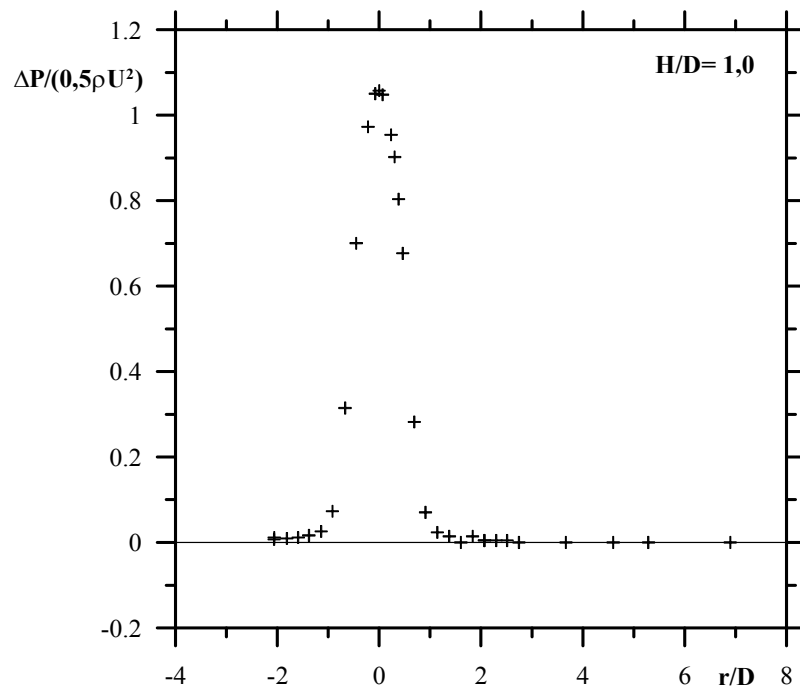


Figura 4.7: Distribuição de pressão radial, jato não confinado, relação  $H/D=1,0$ .

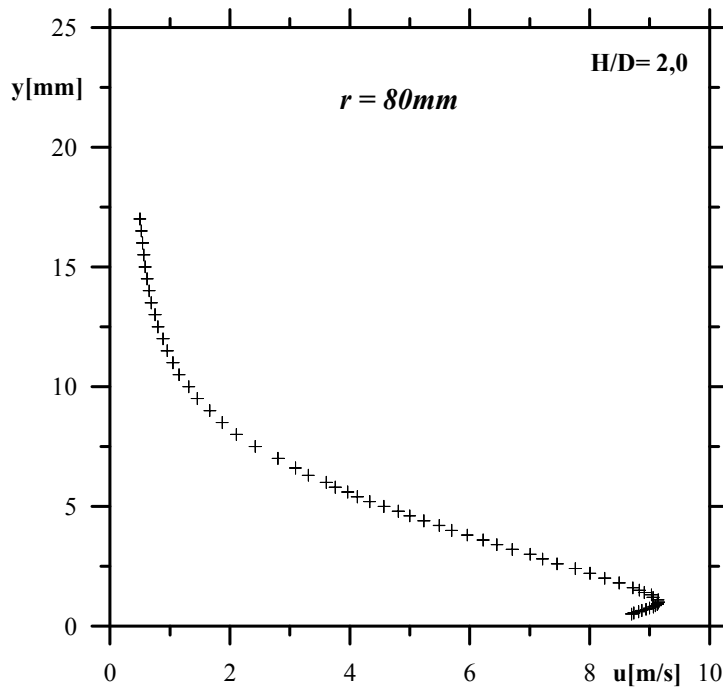


Figura 4.8: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 80\text{mm}$ .

## 4.2 Perfis de Velocidade Média

Os perfis de velocidade média apresentados foram obtidos na região de jato de parede. Os resultados mostrados na forma gráfica pelas Figuras 4.8 a 4.39 caracterizam o comportamento e a variação da componente de velocidade radial,  $u$ , com a distância  $y$ , da placa de incidência. Esta variação é mostrada para uma determinada posição  $r$ , a medida que o escoamento se afasta da região de descarga do jato. Para a relação de  $H/D= 2,0$ , cada perfil foi medido a uma certa distância da linha de cento do jato sendo adotado um passo de  $5,0\text{mm}$ , os quais são referentes às posições  $r= 80, 85, 90, 95, 100, 105, 110, 115, 120, 125, 130, 135, 140, 145$  e  $150\text{mm}$ . Um total de setenta e cinco perfis de velocidade foram obtidos nesta relação. Nas relações de  $H/D= 1,0$  e  $1,5$ , as medidas foram obtidas nas posições  $r= 95, 120, 145, 170, 195$  e  $220\text{mm}$ , totalizando doze perfis de velocidade.

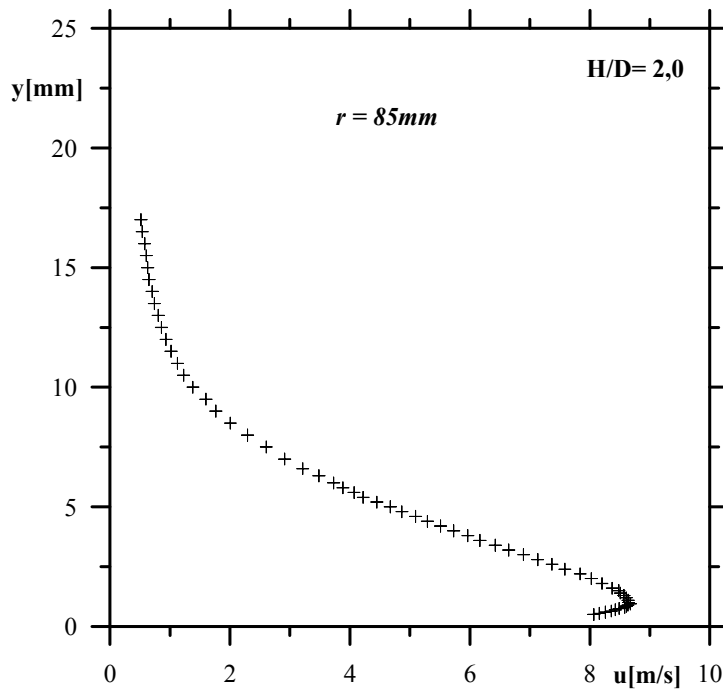


Figura 4.9: Perfil de velocidade média.  $H/D = 2$ ,  $r = 85\text{mm}$ .

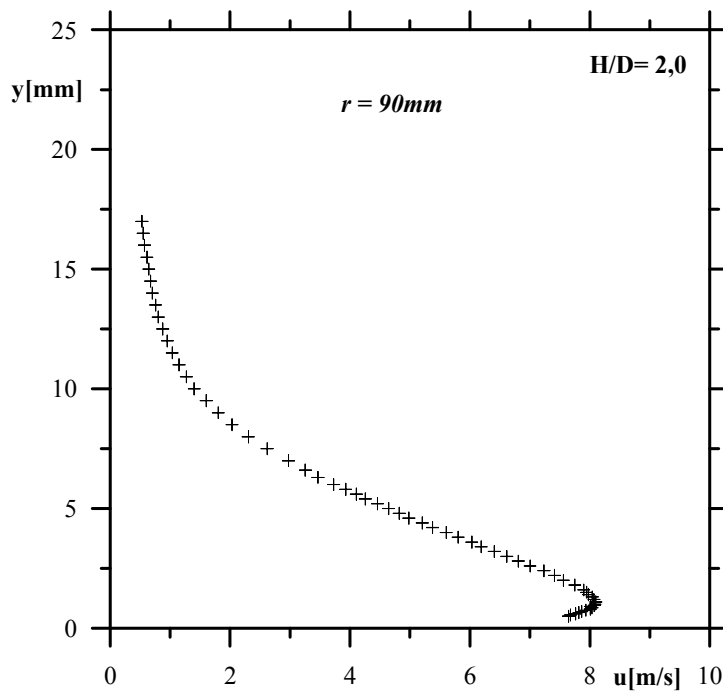


Figura 4.10: Perfil de velocidade média.  $H/D = 2$ ,  $r = 90\text{mm}$ .

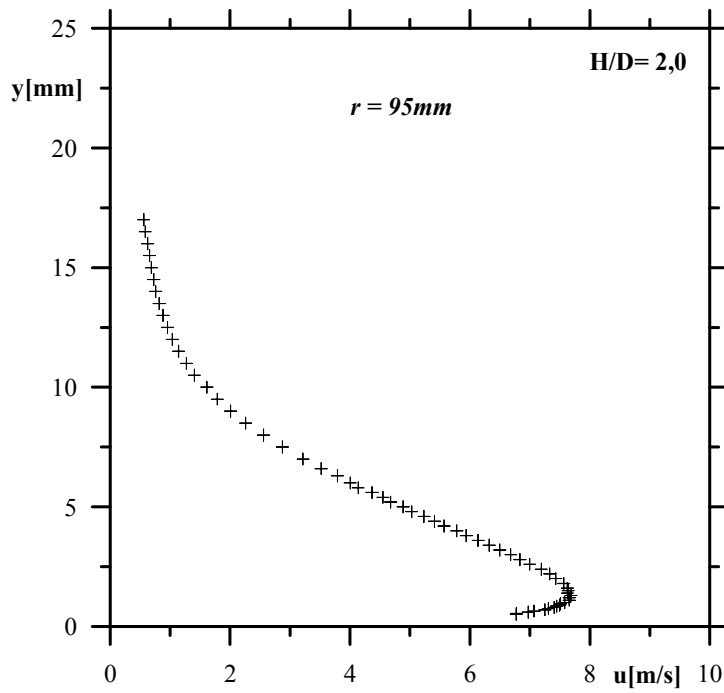


Figura 4.11: Perfil de velocidade média.  $H/D = 2$ ,  $r = 95\text{mm}$ .

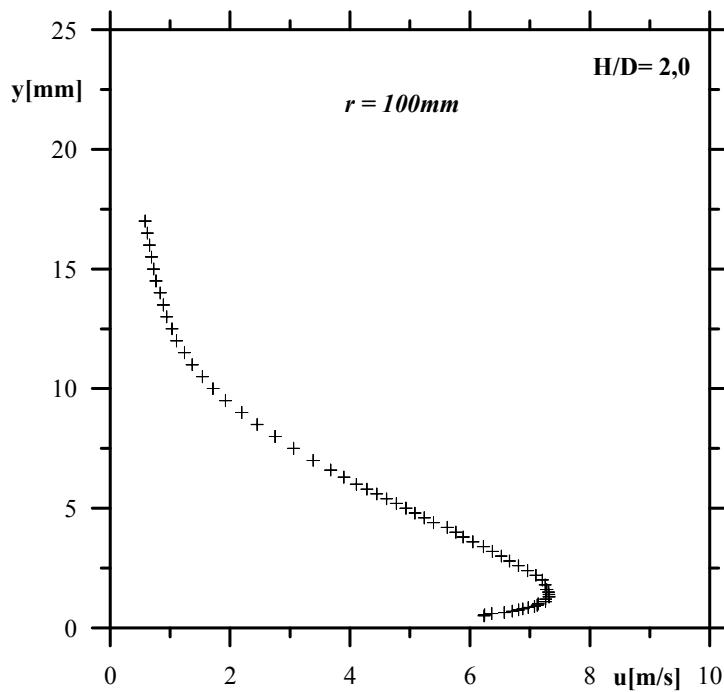


Figura 4.12: Perfil de velocidade média.  $H/D = 2$ ,  $r = 100\text{mm}$ .

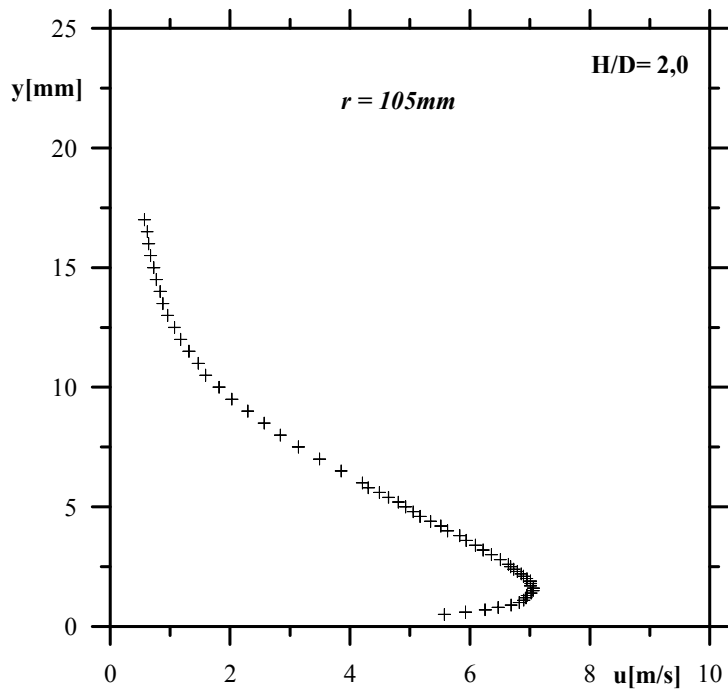


Figura 4.13: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 105\text{mm}$ .

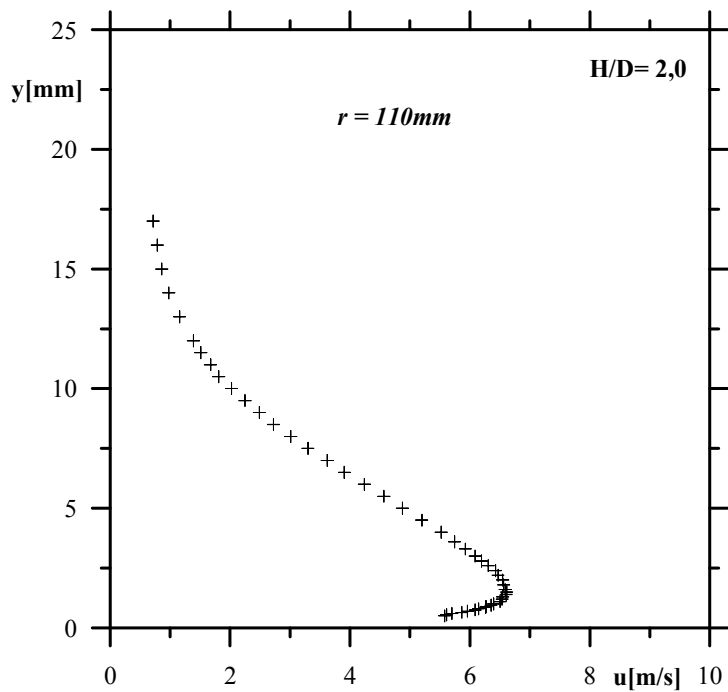


Figura 4.14: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 110\text{mm}$ .



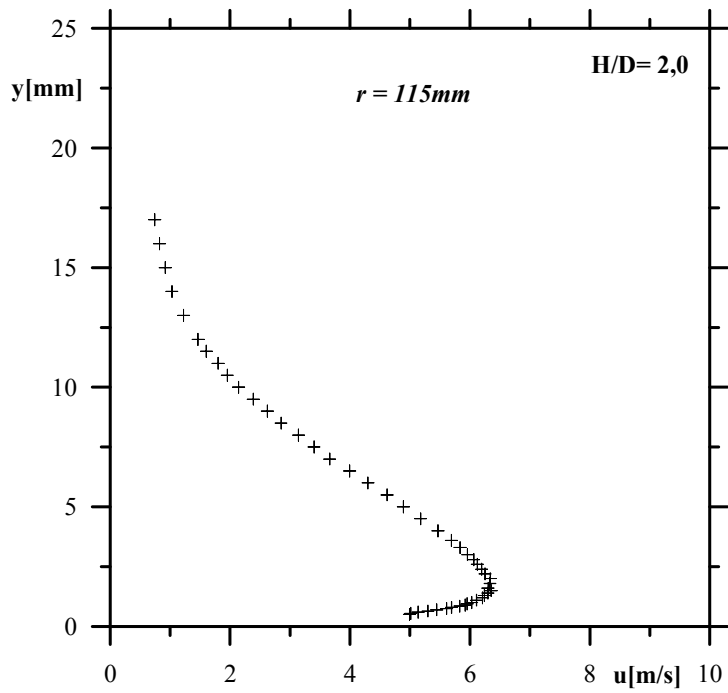


Figura 4.15: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 115\text{mm}$ .

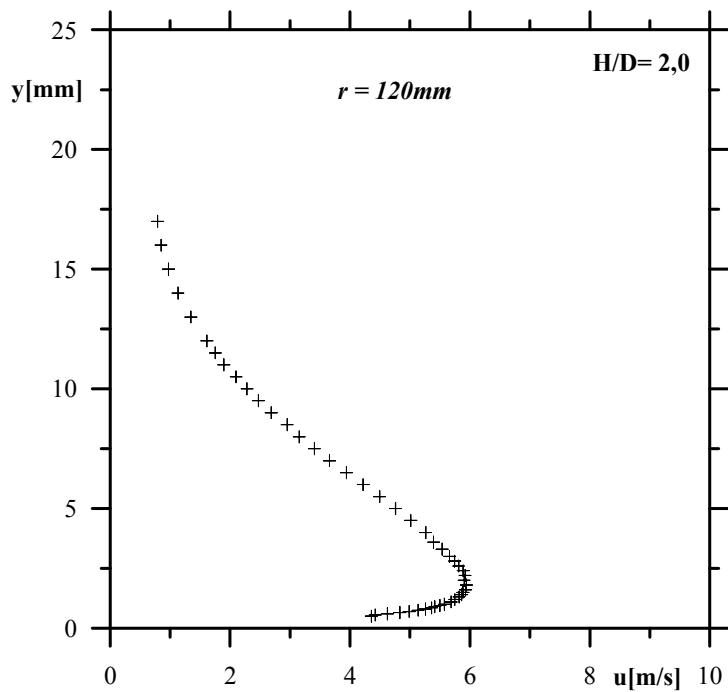


Figura 4.16: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 120\text{mm}$ .

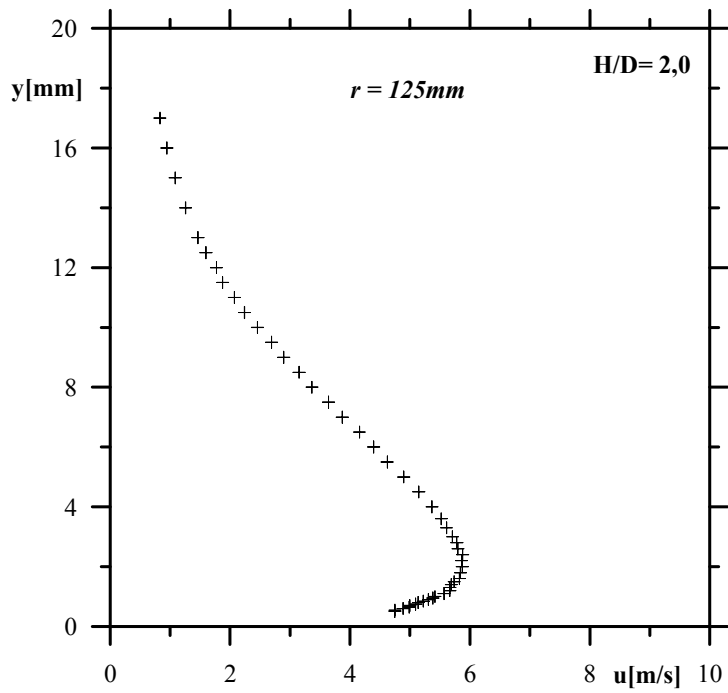


Figura 4.17: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 125\text{mm}$ .

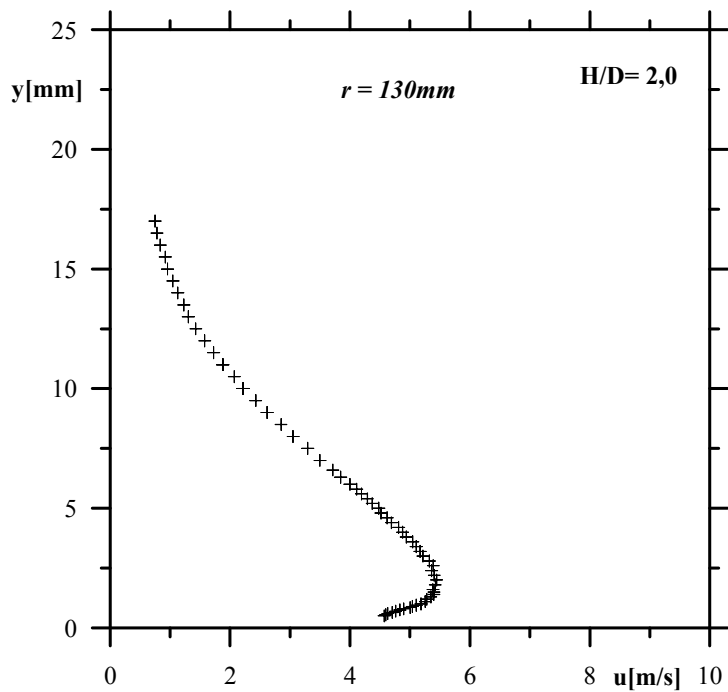


Figura 4.18: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 130\text{mm}$ .

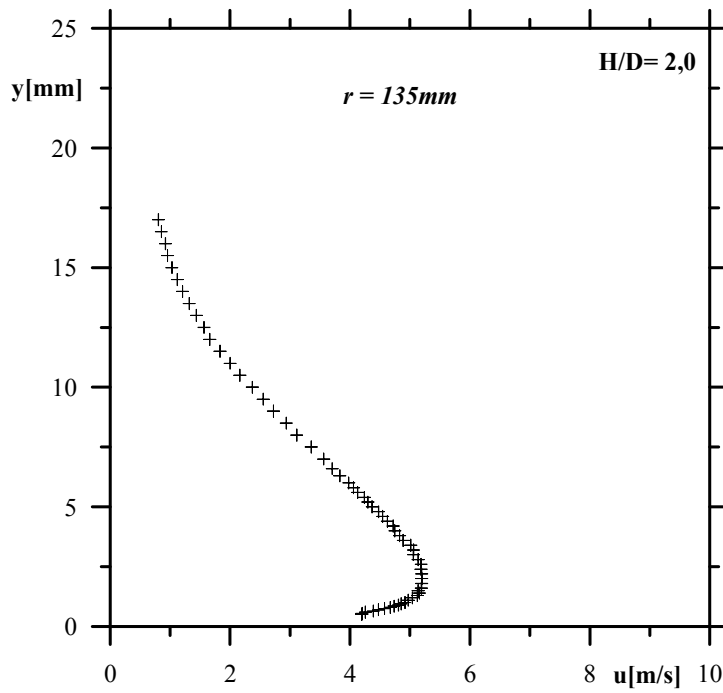


Figura 4.19: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 135\text{mm}$ .

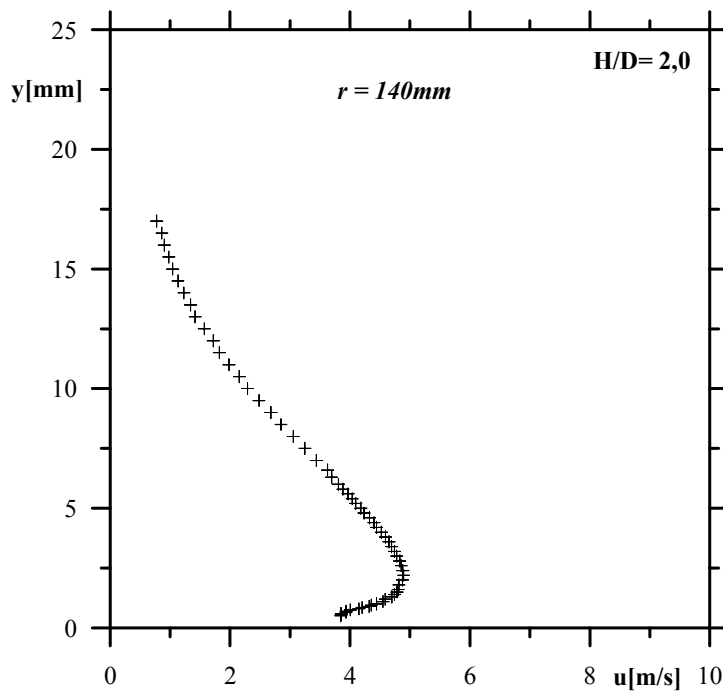


Figura 4.20: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 140\text{mm}$ .

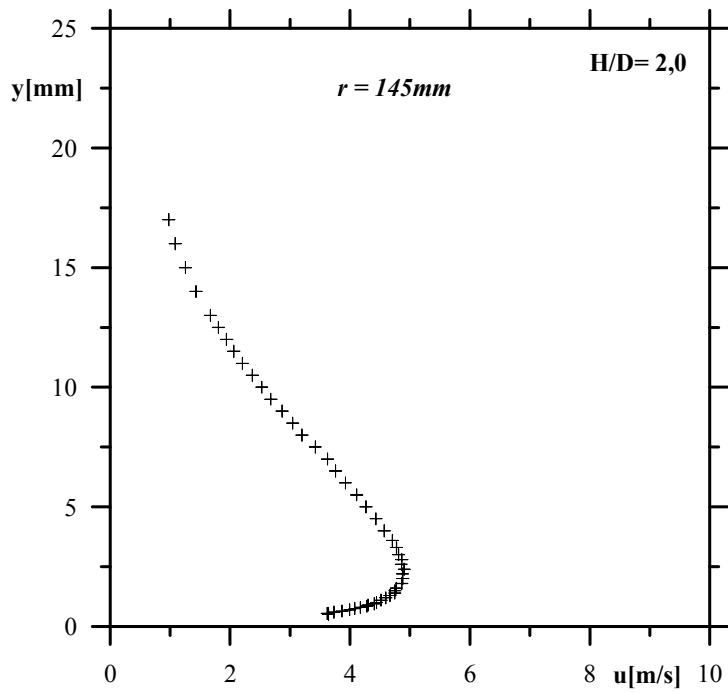


Figura 4.21: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 145\text{mm}$ .

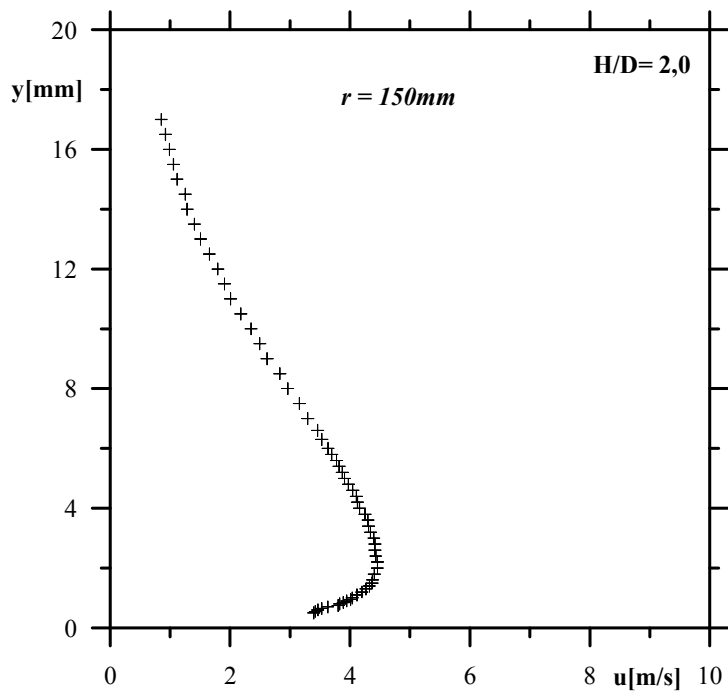


Figura 4.22: Perfil de velocidade média.  $H/D= 2$ ,  $r= 150\text{mm}$ .

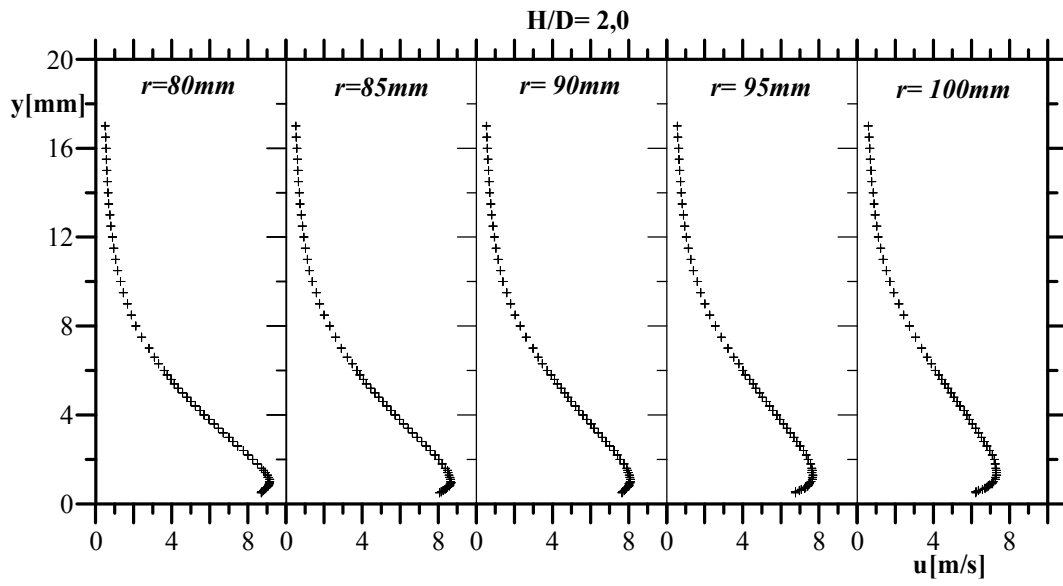


Figura 4.23: Perfis de Velocidade.  $H/D = 2,0$ .

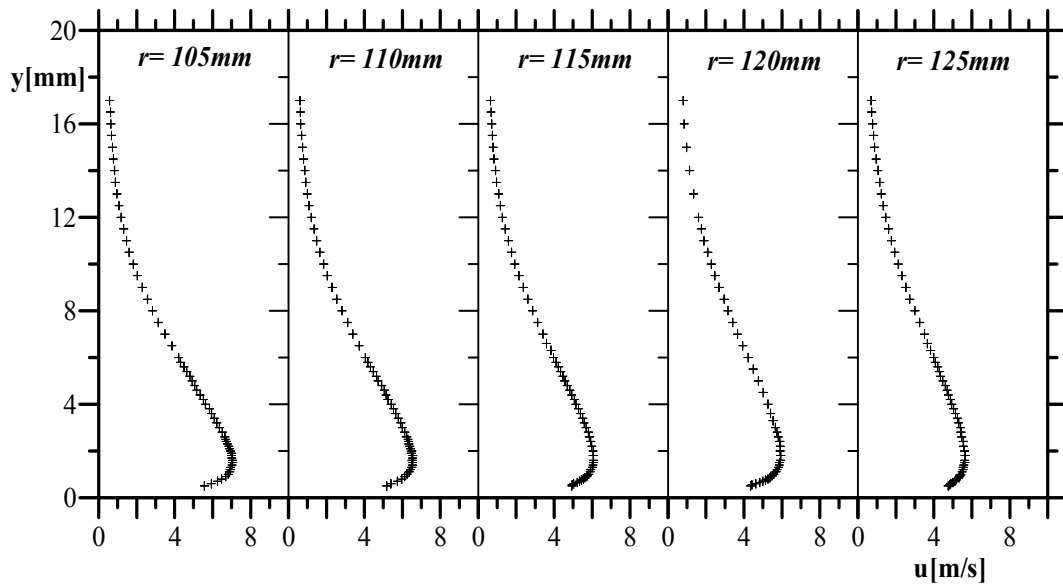


Figura 4.24: Perfis de Velocidade.  $H/D = 2,0$ .

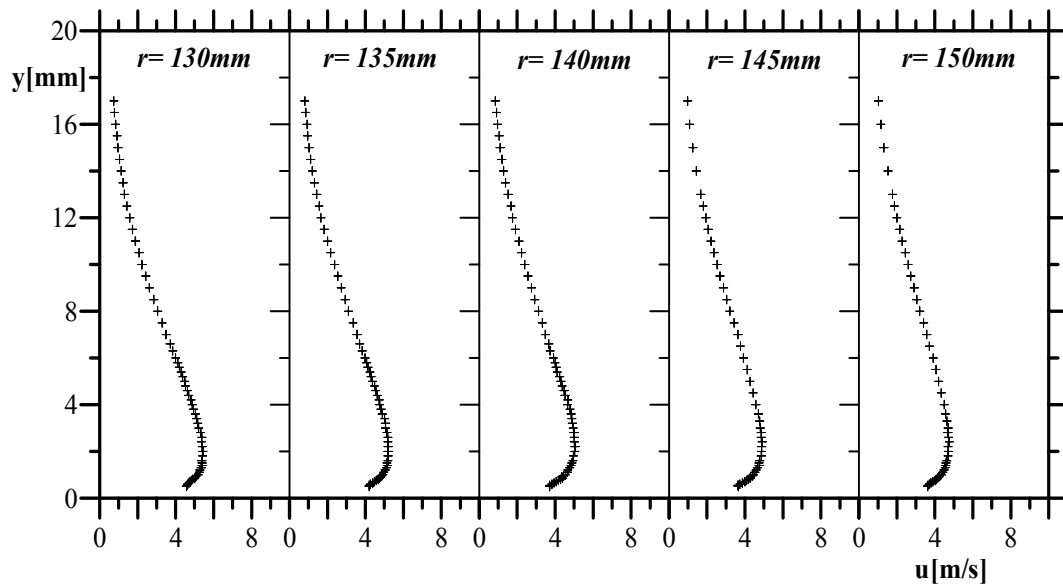


Figura 4.25: Perfis de Velocidade.  $H/D=2,0$ .

Fica agora claro ao leitor porque experimentos executados com a presente geometria são extremamente difíceis de serem executados. Note que para todas as relações de  $H/D$  consideradas, o pico de velocidade média se localiza a uma distância de aproximadamente 2 mm da superfície. Medições precisas nestas condições são muito difíceis de serem feitas. Observem também que, para as estações mais externas, as velocidades ao longo de todo o perfil caem a valores inferiores a 3 m/s o que muito dificulta as medidas.

A seguir são apresentados os perfis de velocidade média obtidos para a relação de  $H/D=1,5$ .

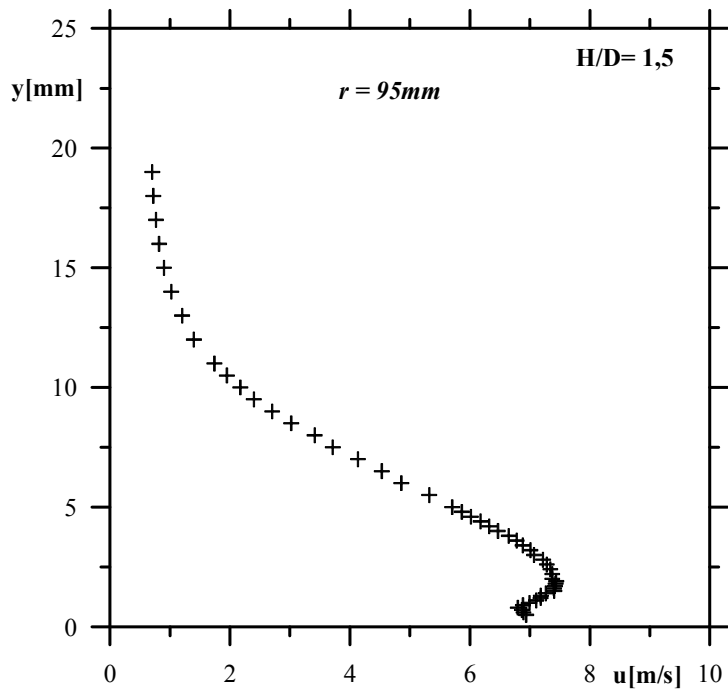


Figura 4.26: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 95\text{mm}$ .

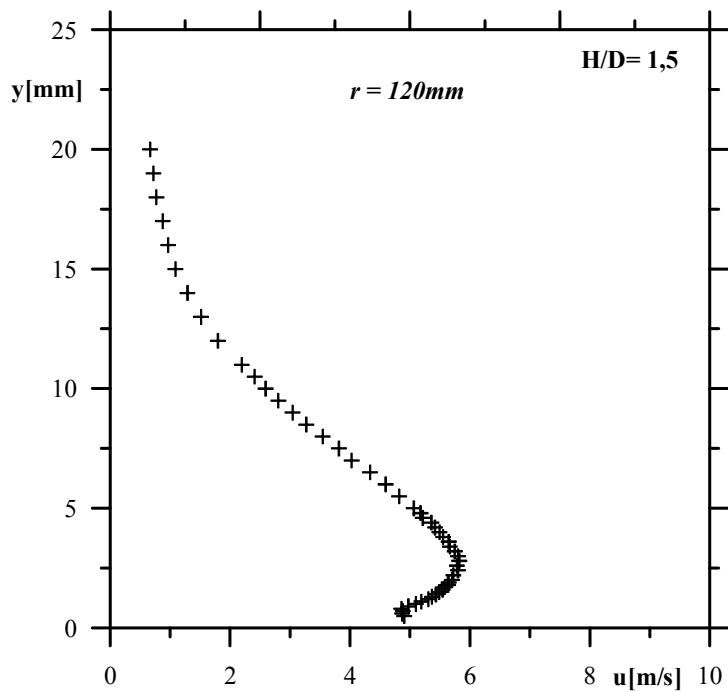


Figura 4.27: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,5$ ,  $r = 120\text{mm}$ .

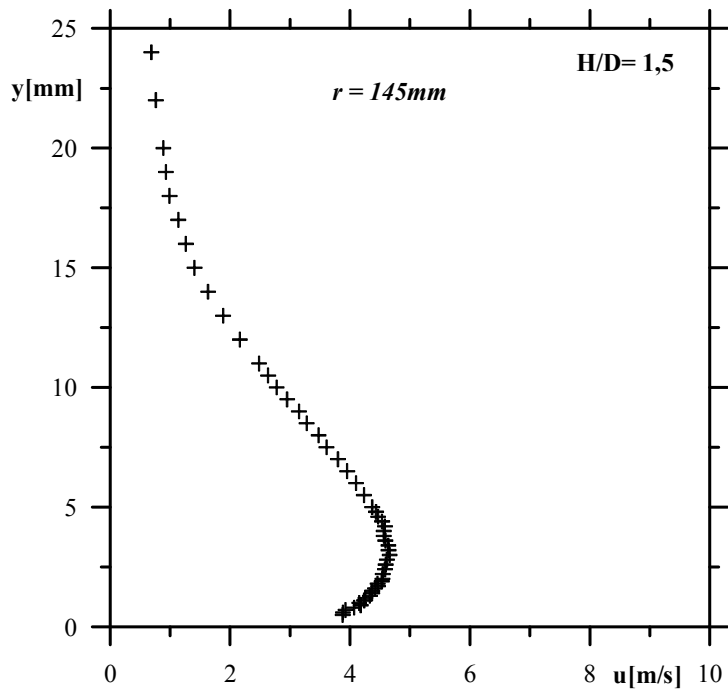


Figura 4.28: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 145\text{mm}$ .

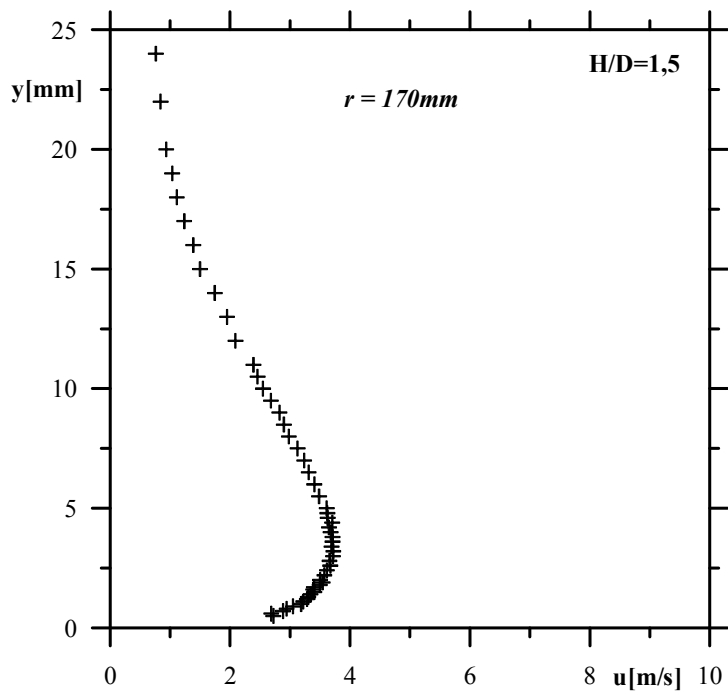


Figura 4.29: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 170\text{mm}$ .



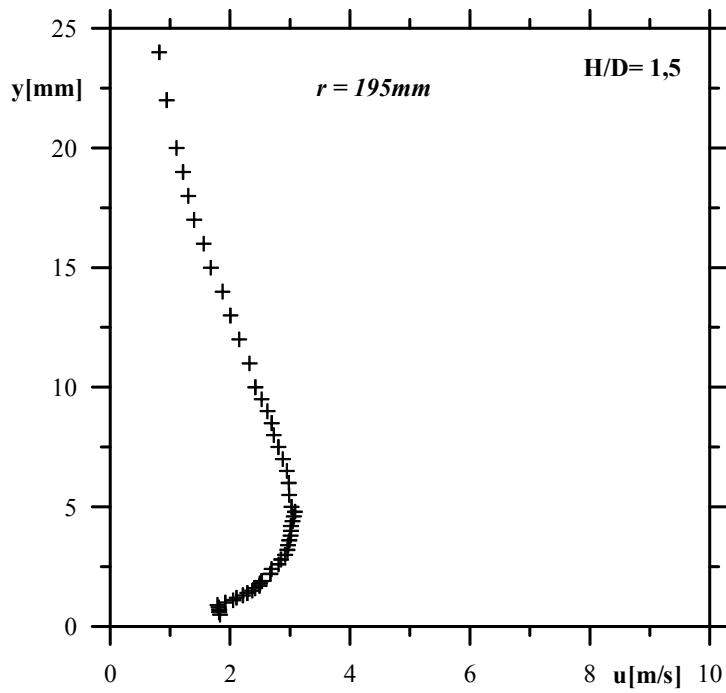


Figura 4.30: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 195\text{mm}$

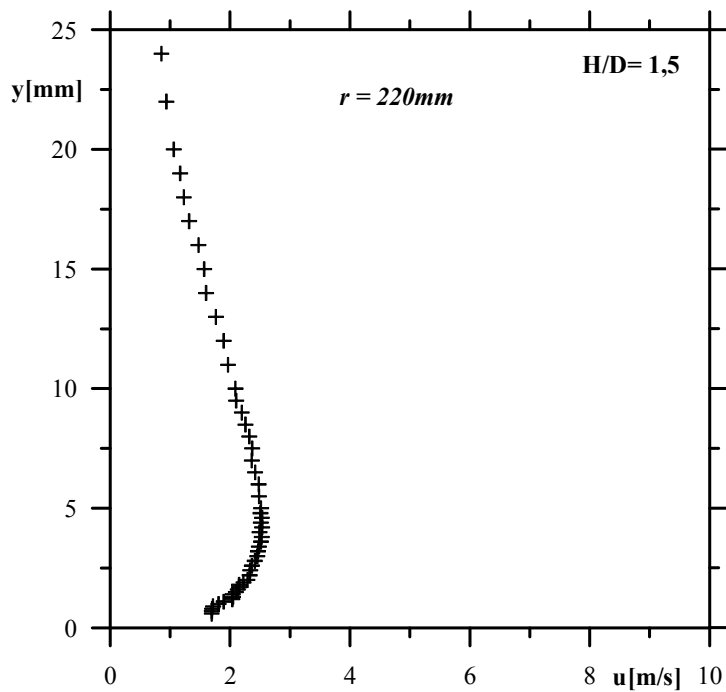


Figura 4.31: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 220\text{mm}$

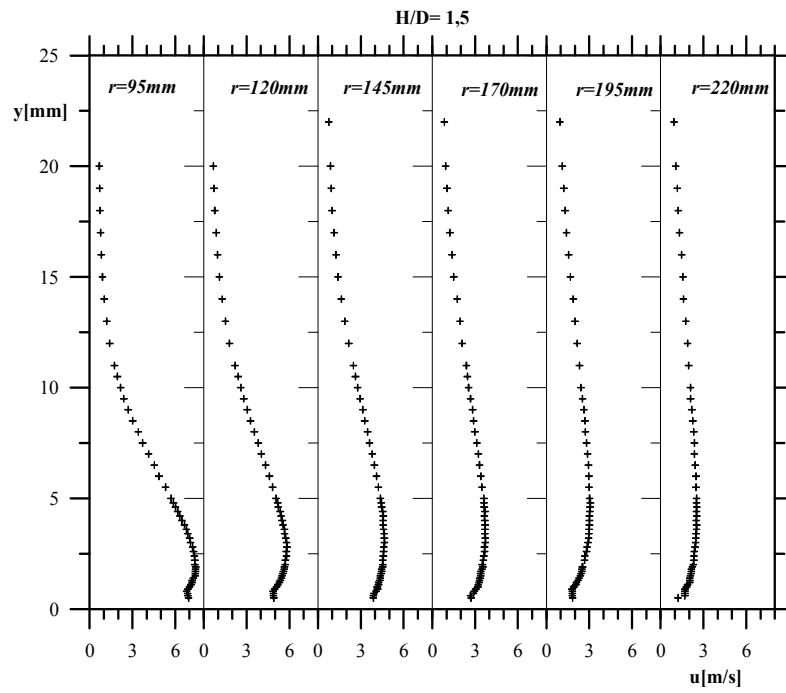


Figura 4.32: Perfis de velocidade média.  $H/D = 1,5$ .

Em sequência, são apresentados os perfis de velocidade média obtidos na relação de  $H/D = 1,0$ . Nestas duas últimas configurações, foram obtidos seis perfis os quais foram medidos nas posições  $r = 95, 120, 145, 170, 195$  e  $220\text{mm}$ .

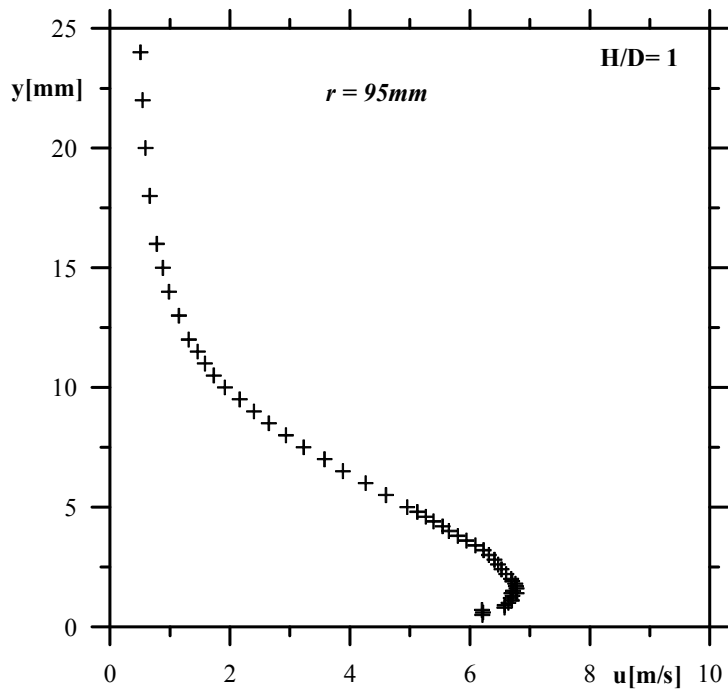


Figura 4.33: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 95\text{mm}$ .

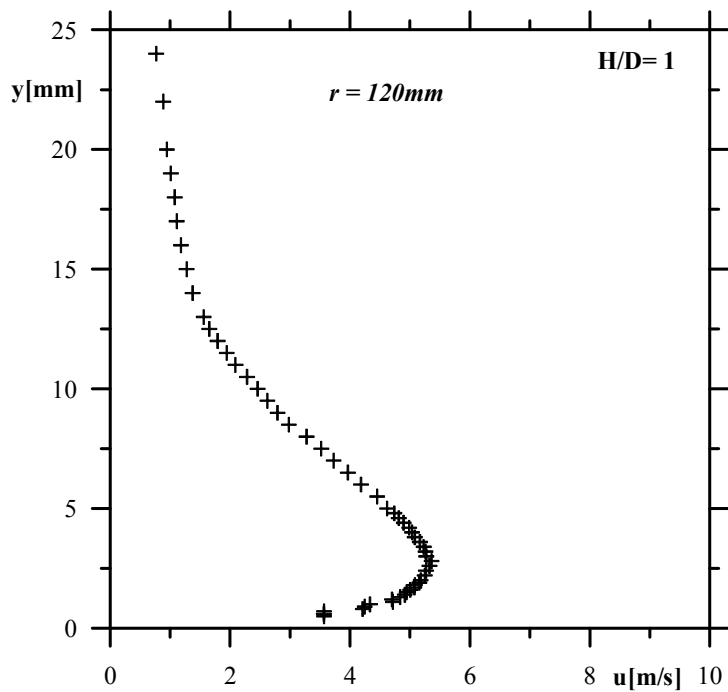


Figura 4.34: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 120\text{mm}$ .

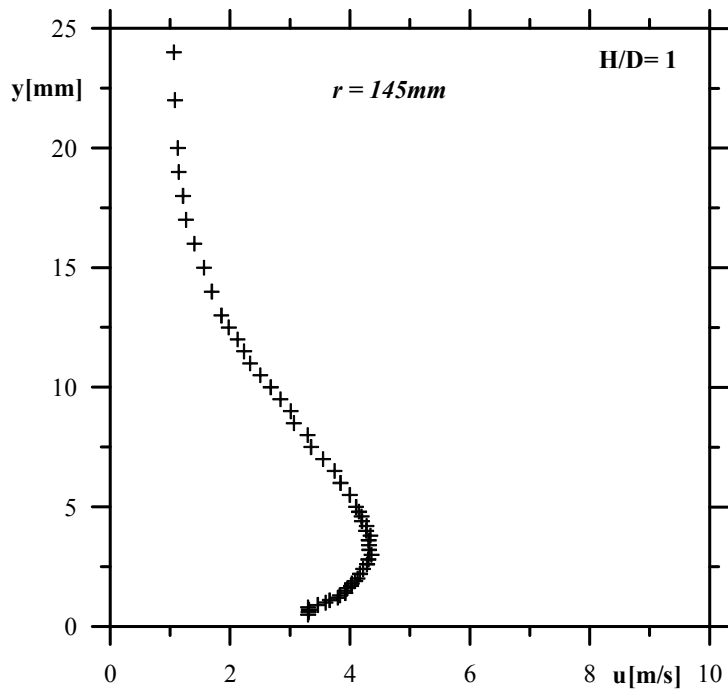


Figura 4.35: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 145\text{mm}$ .

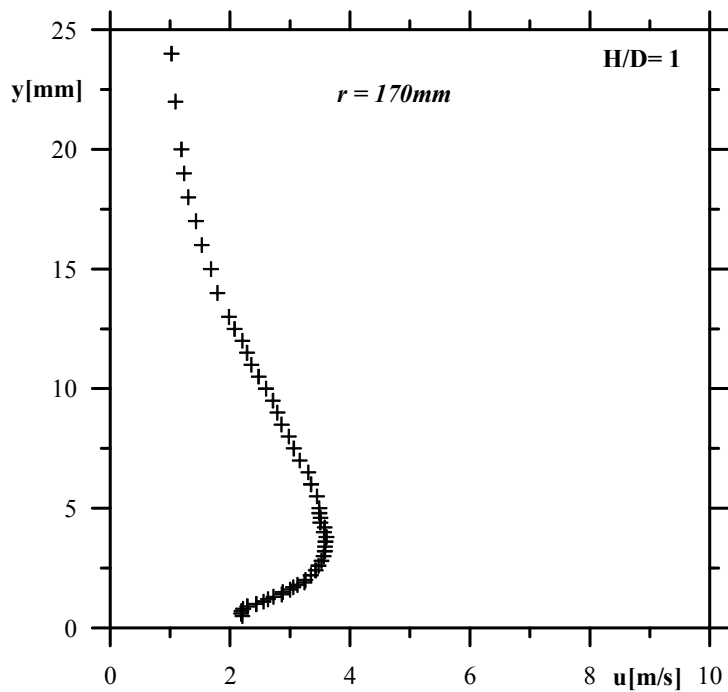


Figura 4.36: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 170\text{mm}$ .

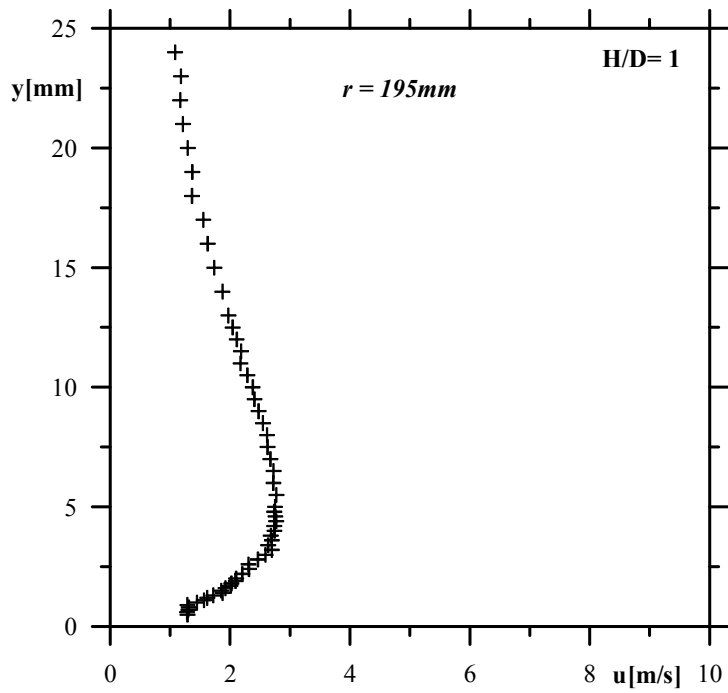


Figura 4.37: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 195\text{mm}$ .

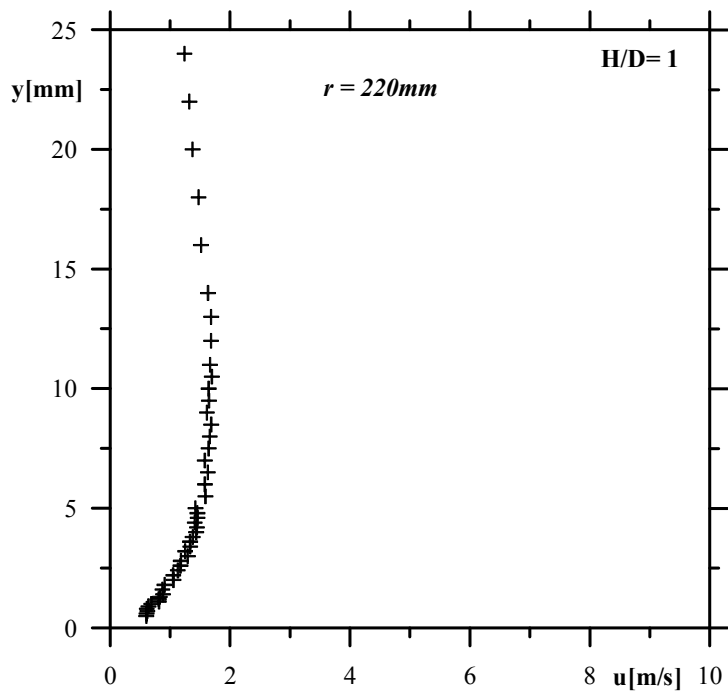


Figura 4.38: Perfil de velocidade média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 220\text{mm}$ .

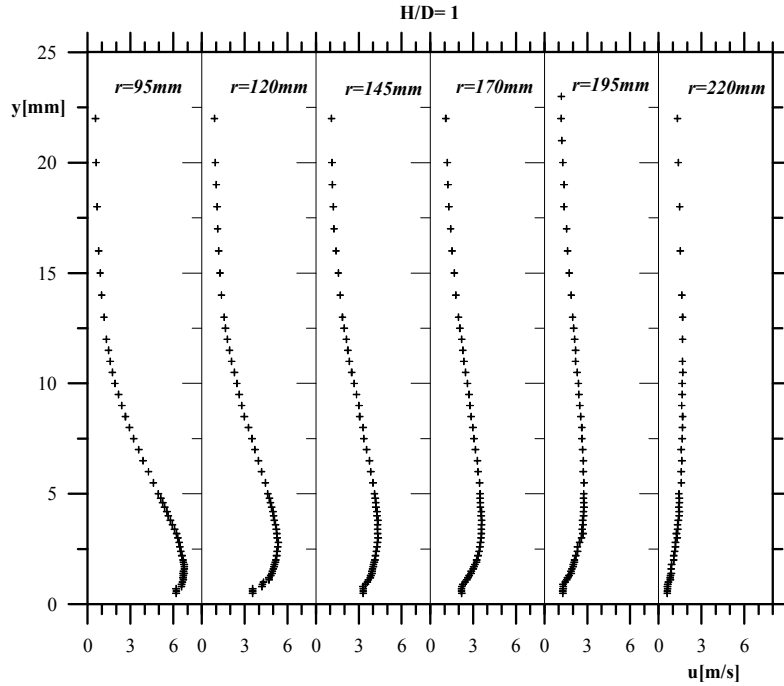


Figura 4.39: Perfis de velocidade média.  $H/D=1,0$ .

### 4.3 Perfis de Intensidade Turbulenta

Os perfis de intensidade turbulenta nos fornecem uma visão muito mais completa do jato incidente, ressaltando suas diferenças com relação ao jato de parede e à camada limite.

As flutuações de velocidade foram medidas nas mesmas estações em que os perfis de velocidade média foram medidos. Os resultados são apresentados na forma da intensidade turbulenta longitudinal,  $Tu$ , uma grandeza, sabemos, fornecida por

$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_j} \quad (4.1)$$

onde  $U_j$  denota a velocidade de saída do jato em sua linha de centro.

Pode ser observado através das Figuras 4.40 a 4.54 que os perfis de  $Tu$  atingem um máximo tão próximo à superfície que sua região de decaimento para zero na superfície não pode ser capturada. É observado também, que a região dominada pelas grandes estruturas se estende por todo o jato à exceção dessa diminuta região de espessura inferior a 2 mm. De fato, o mínimo local junto à parede define a região a partir da qual  $Tu$  começa a crescer como resultado dos processos turbulentos

dominados pelas grandes estruturas que deixaram o bocal. Este crescimento culmina com um segundo máximo obtido a partir de distâncias superiores a 10 mm da parede. Este segundo máximo caracteriza, de alguma forma, a região de interface entre o jato de parede e o resto do fluido residente na região confinada pelas duas placas.

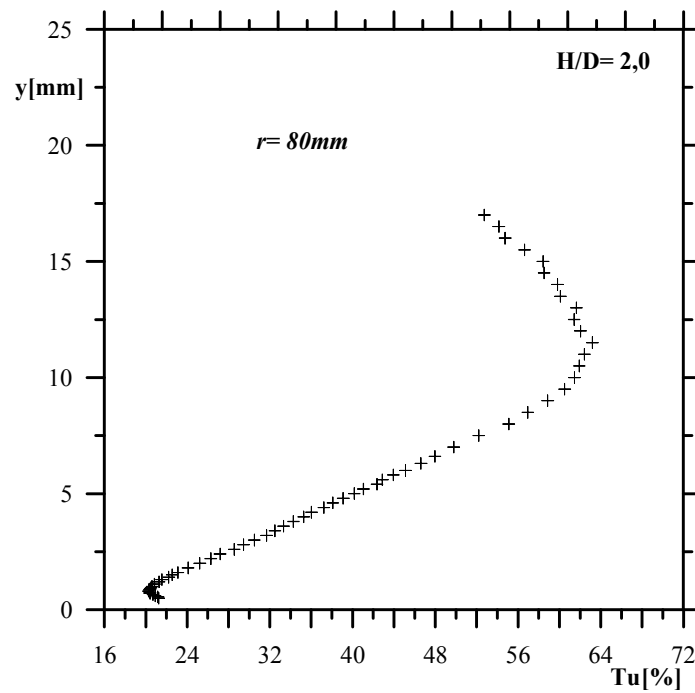


Figura 4.40: Intensidade Turbulenta.  $H/D=2$ ,  $r=80\text{mm}$ .

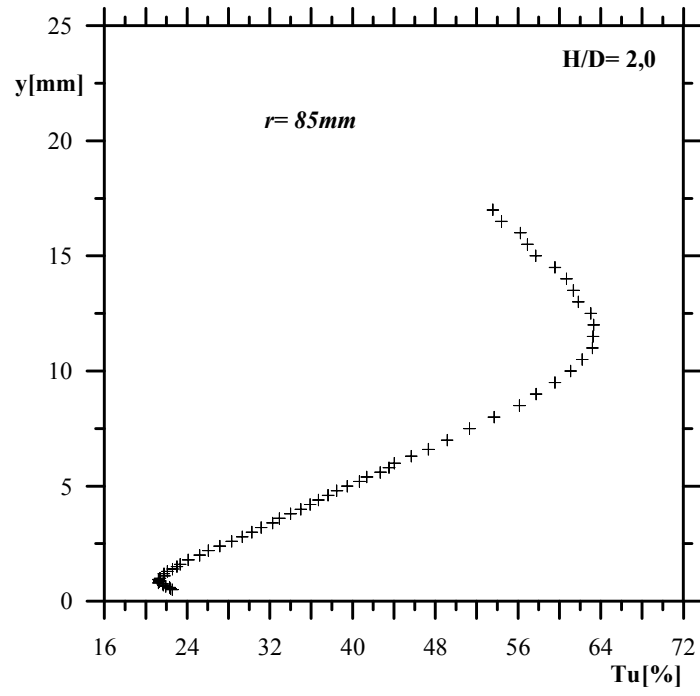


Figura 4.41: Intensidade Turbulenta.  $H/D = 2$ ,  $r = 85mm$ .

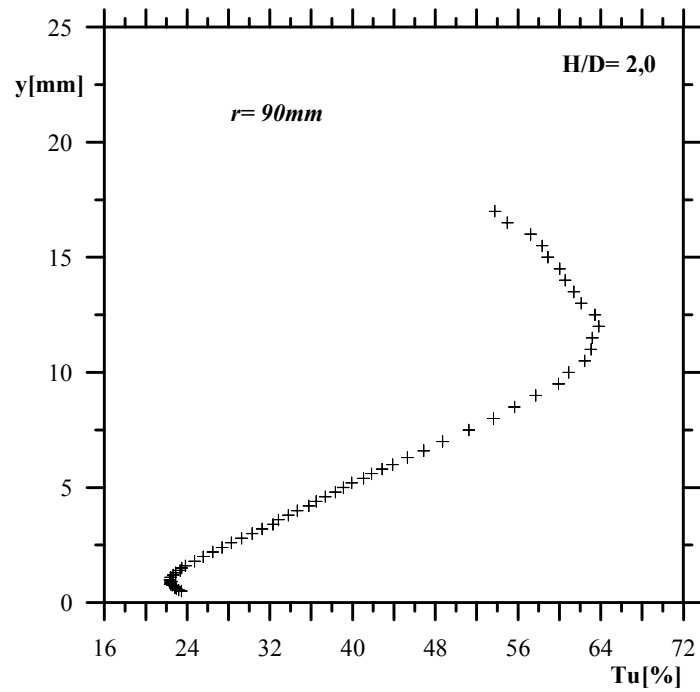


Figura 4.42: Intensidade Turbulenta.  $H/D = 2$ ,  $r = 90mm$ .



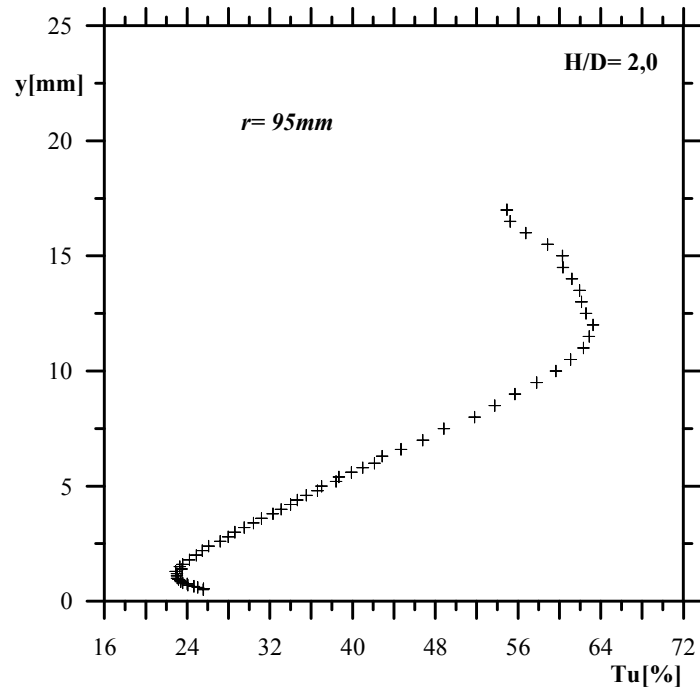


Figura 4.43: Intensidade Turbulenta.  $H/D = 2$ ,  $r = 95mm$ .

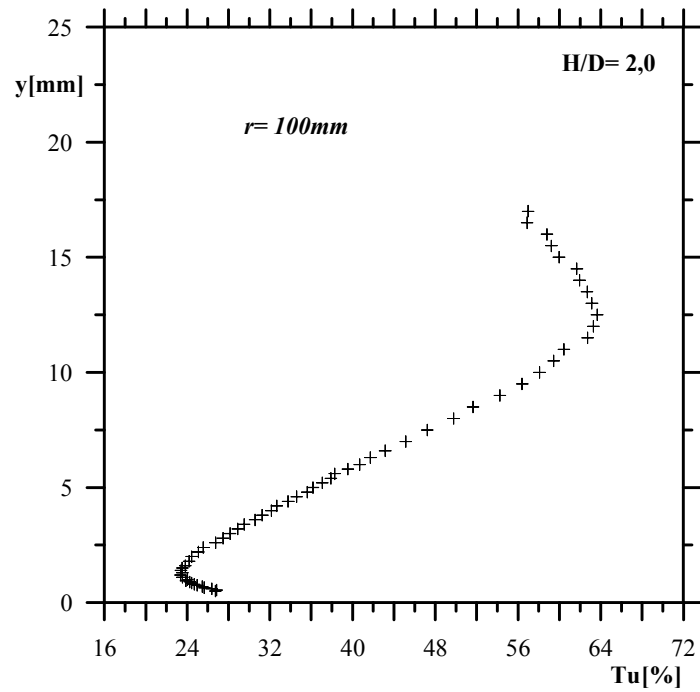


Figura 4.44: Intensidade Turbulenta.  $H/D = 2$ ,  $r = 100mm$ .

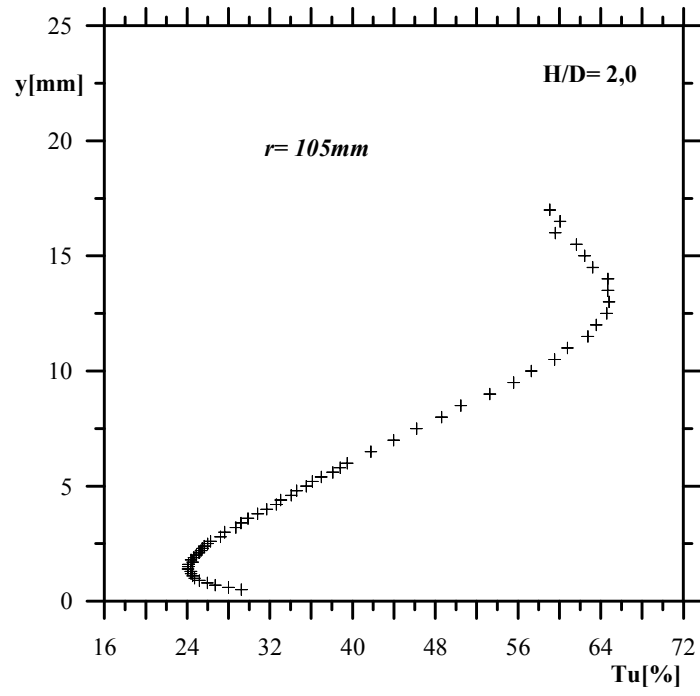


Figura 4.45: Intensidade Turbulenta.  $H/D=2$ ,  $r=105mm$ .

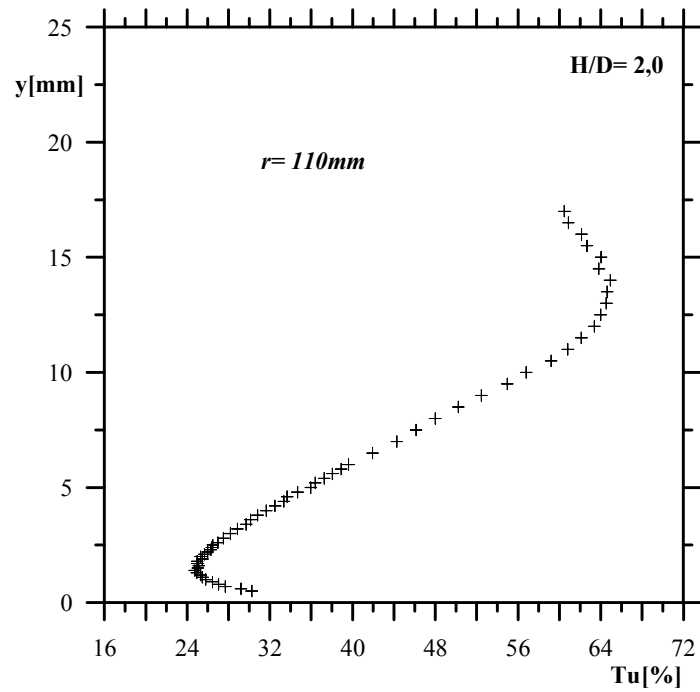


Figura 4.46: Intensidade Turbulenta.  $H/D=2$ ,  $r=110mm$ .

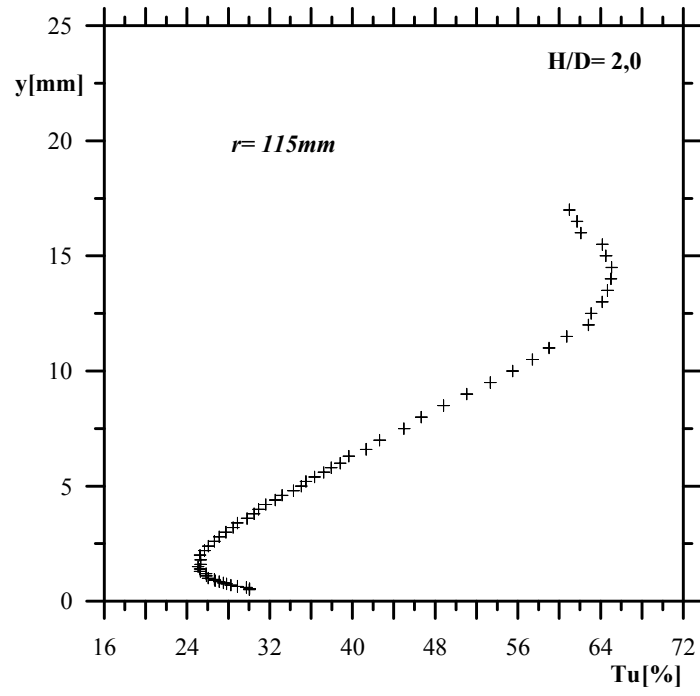


Figura 4.47: Intensidade Turbulenta.  $H/D=2$ ,  $r=115\text{mm}$ .

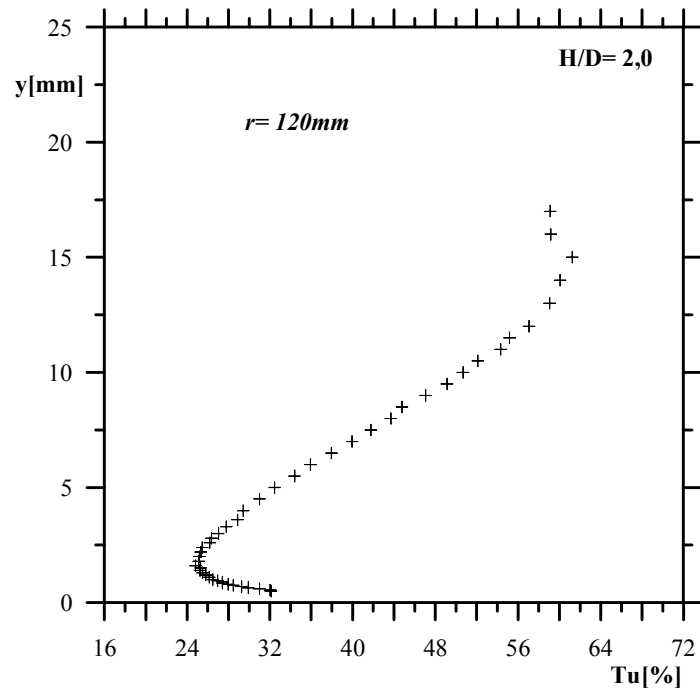


Figura 4.48: Intensidade Turbulenta.  $H/D=2$ ,  $r=120\text{mm}$ .

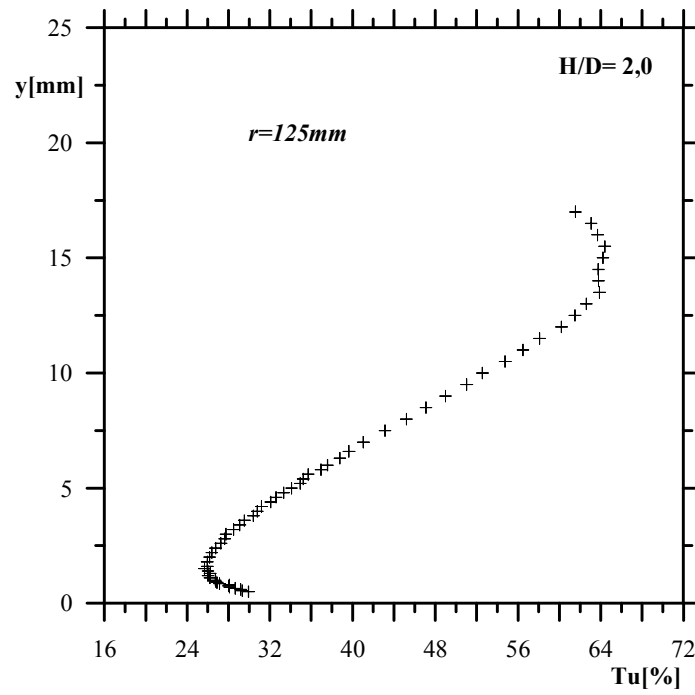


Figura 4.49: Intensidade Turbulenta.  $H/D = 2$ ,  $r = 125\text{mm}$ .

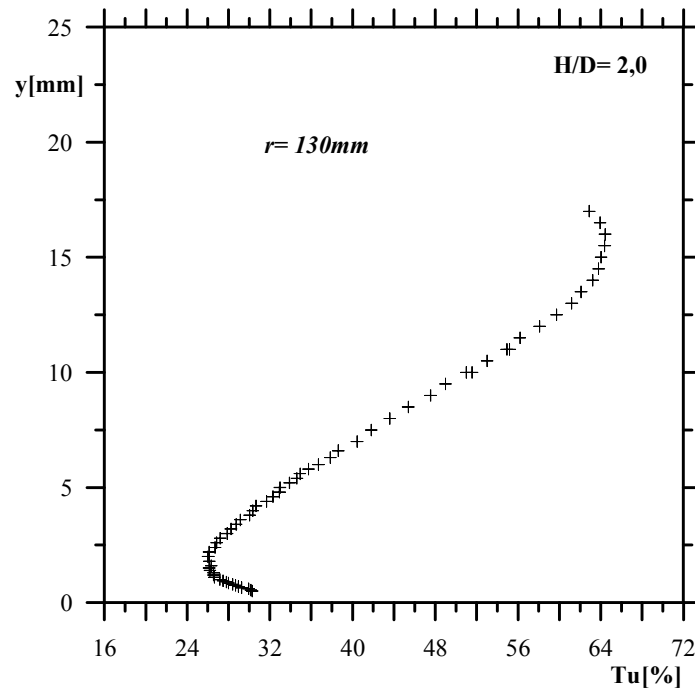


Figura 4.50: Intensidade Turbulenta.  $H/D = 2$ ,  $r = 130\text{mm}$ .

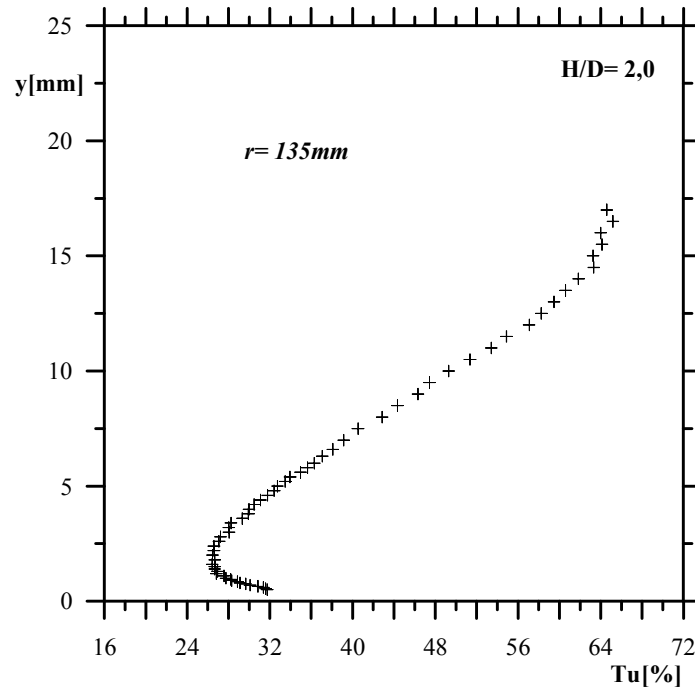


Figura 4.51: Intensidade Turbulenta.  $H/D=2$ ,  $r=135$ mm.

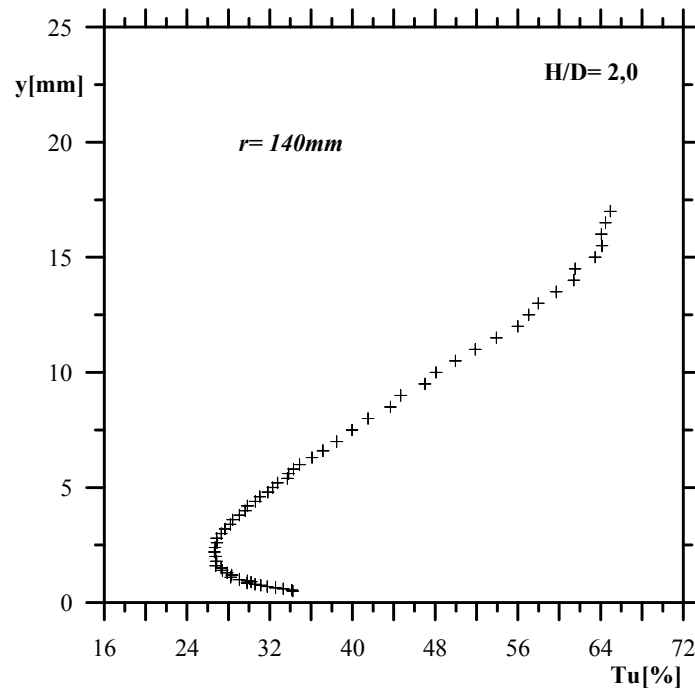


Figura 4.52: Intensidade Turbulenta.  $H/D=2$ ,  $r=140$ mm.

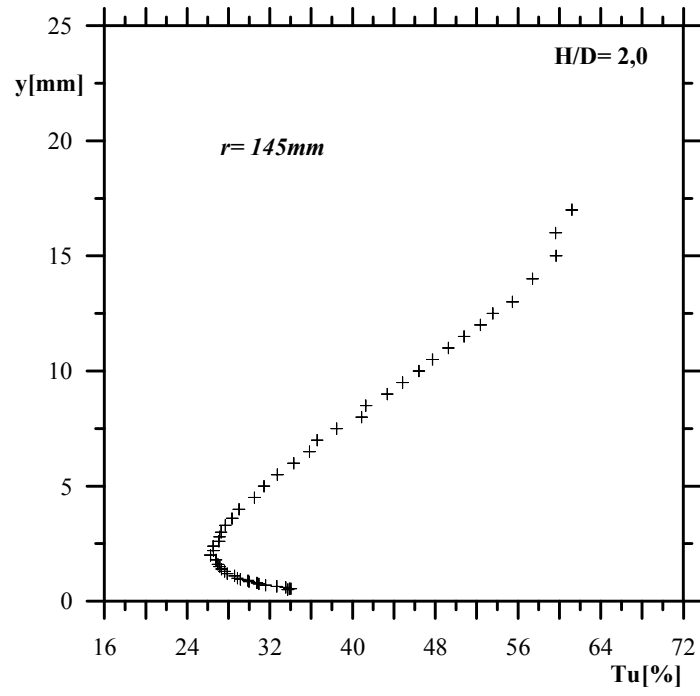


Figura 4.53: Intensidade Turbulenta.  $H/D= 2$ ,  $r = 145mm$ .

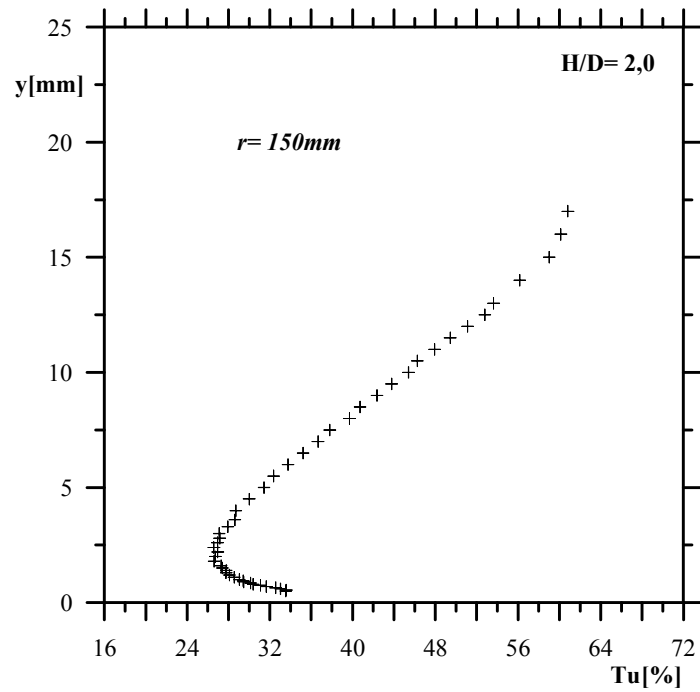


Figura 4.54: Intensidade Turbulenta.  $H/D= 2$ ,  $r = 150mm$ .

Os três gráficos a seguir mostram os perfis de intensidade turbulenta em sequência podendo ser observado o aumento da mesma a medida que o escoamento se afasta da região de descarga do jato.

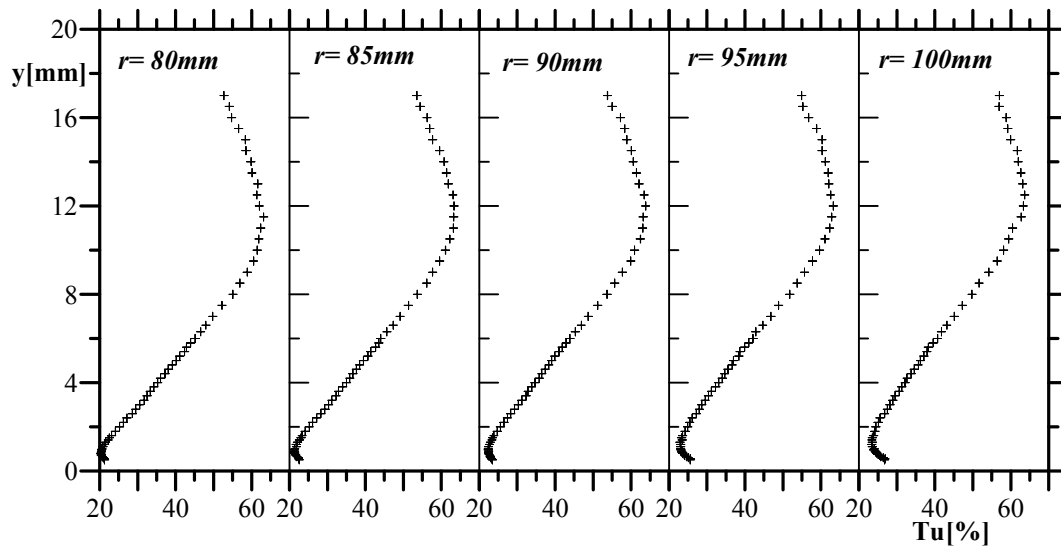


Figura 4.55: Perfis de intensidade turbulenta.  $H/D=2$ .

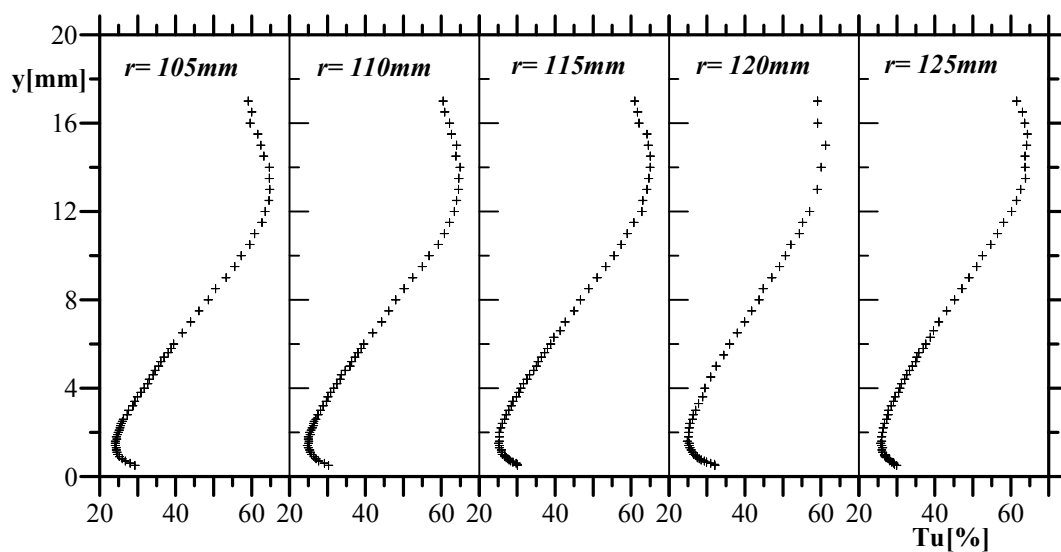


Figura 4.56: Perfis de intensidade turbulenta.  $H/D=2$ .

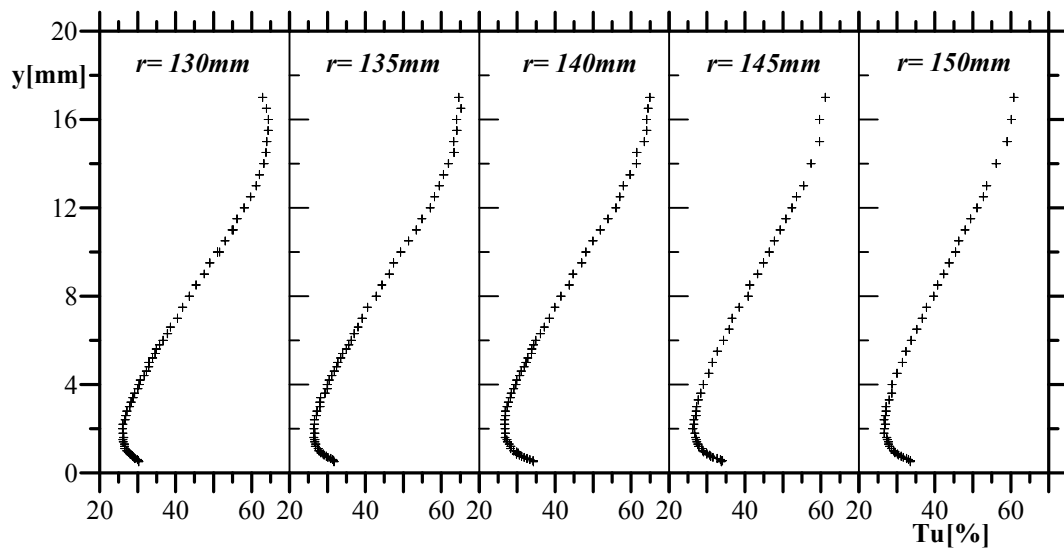


Figura 4.57: Perfis de intensidade turbulenta.  $H/D=2$ .



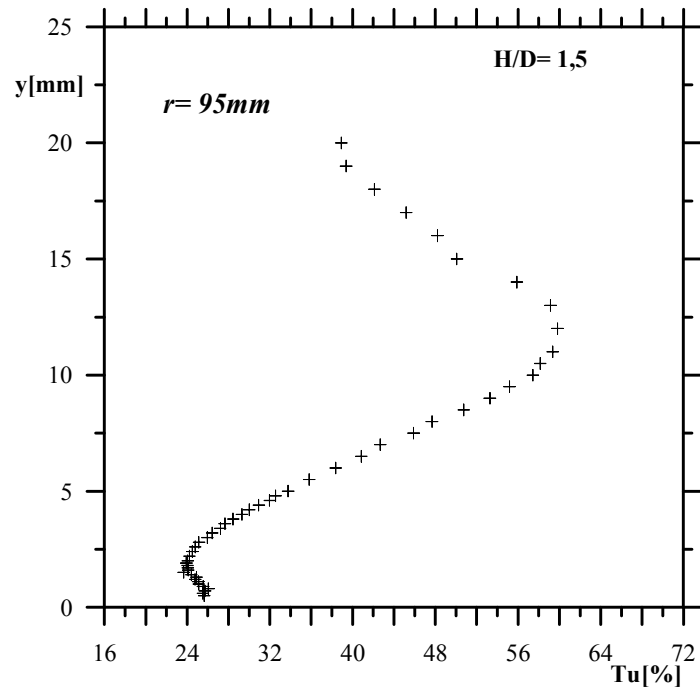


Figura 4.58: Intensidade Turbulenta.  $H/D = 1,5$ ,  $r = 95\text{mm}$ .

Novamente em sequência, são apresentados os perfis de intensidade turbulenta obtidos nas relações de  $H/D = 1,0$  e  $1,5$ .

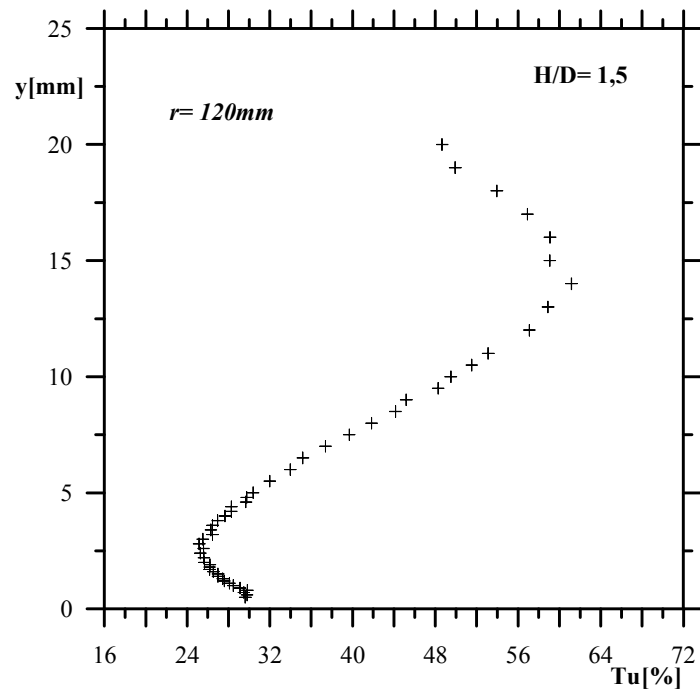


Figura 4.59: Intensidade Turbulenta.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 120$ mm.

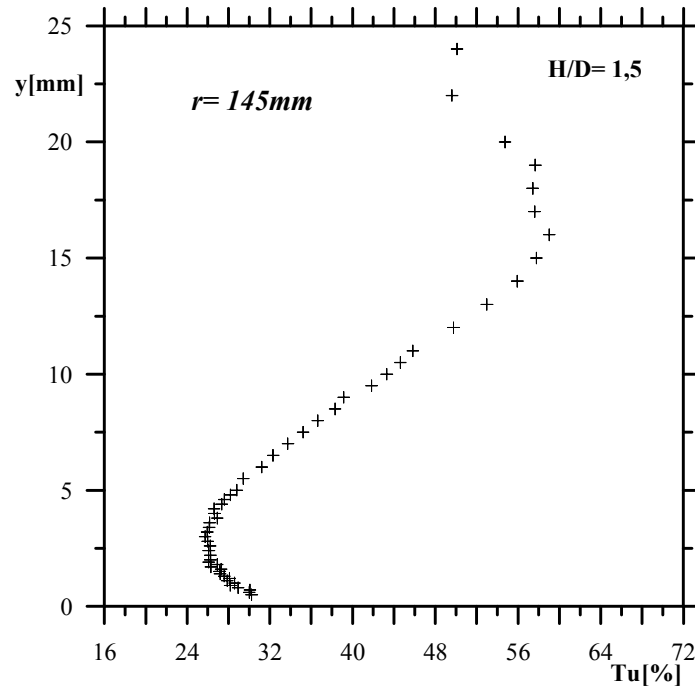


Figura 4.60: Intensidade Turbulenta.  $H/D=1,5$ ,  $r=145mm$ .

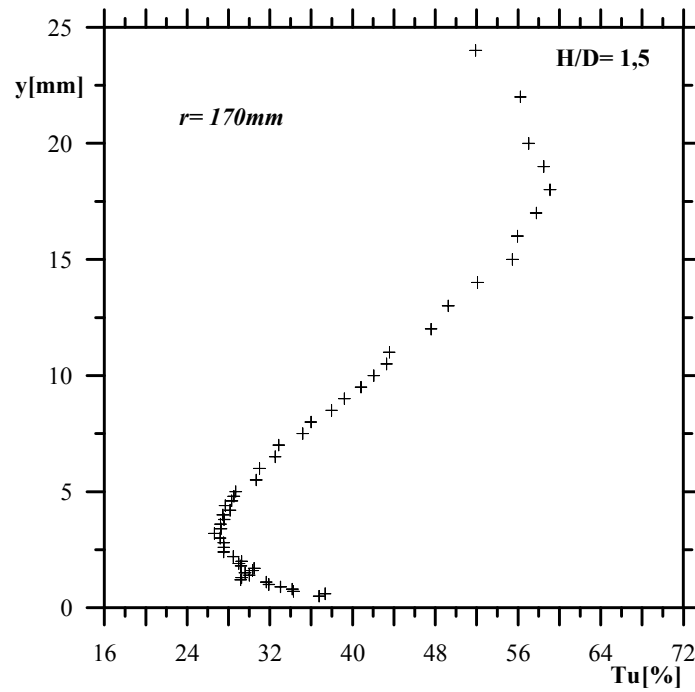


Figura 4.61: Intensidade Turbulenta.  $H/D=1,5$ ,  $r=170mm$ .

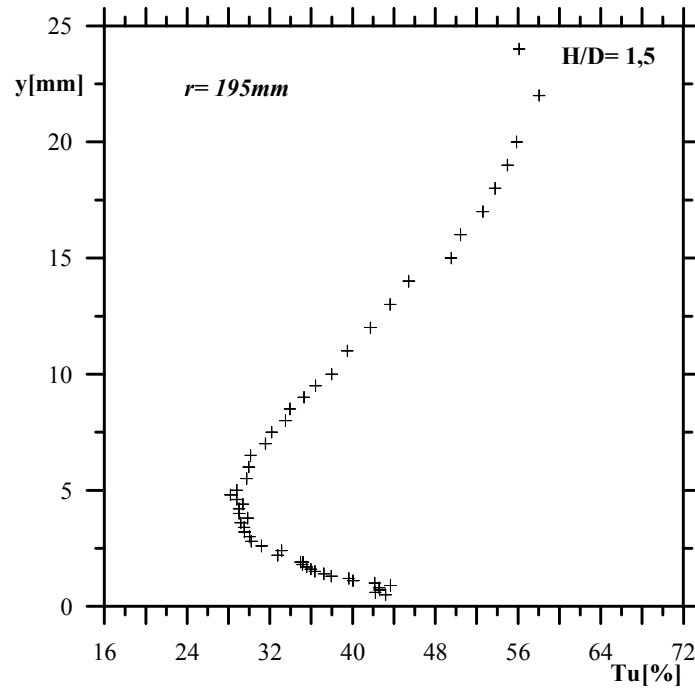


Figura 4.62: Intensidade Turbulenta.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 195\text{mm}$ .

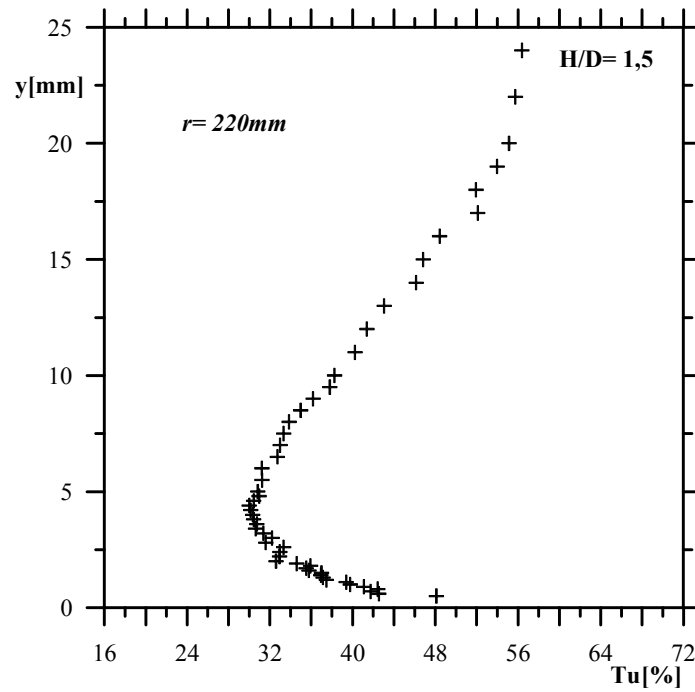


Figura 4.63: Intensidade Turbulenta.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 220\text{mm}$ .

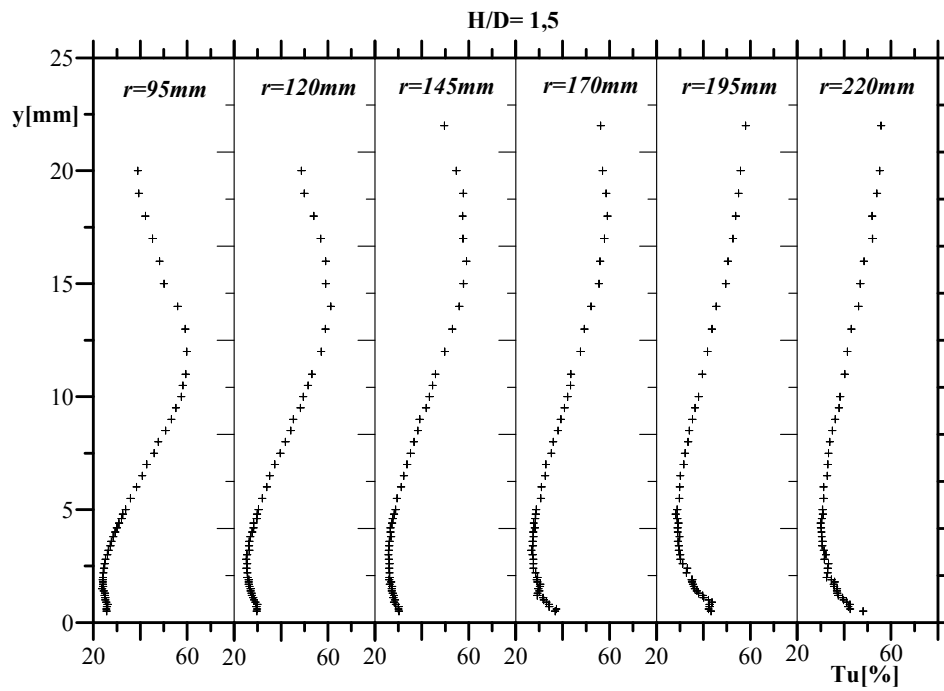


Figura 4.64: Perfis de intensidade turbulenta.  $H/D=1,5$ .

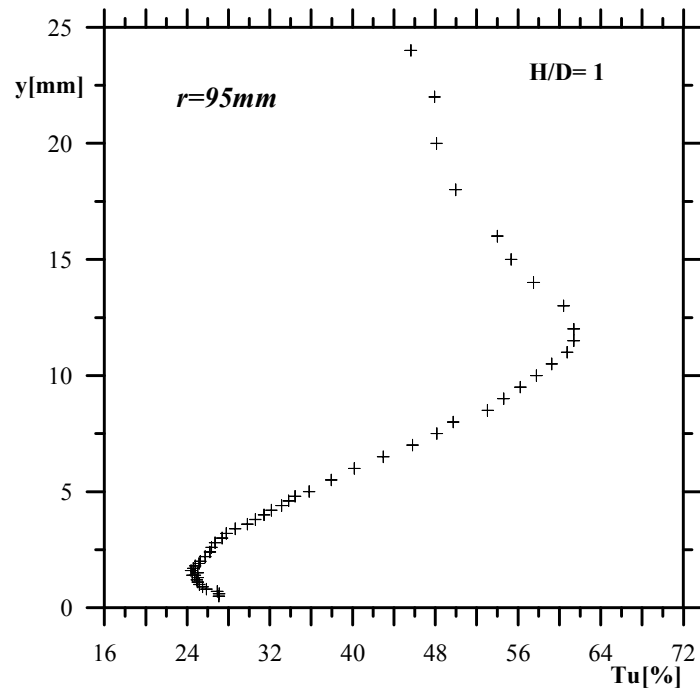


Figura 4.65: Intensidade Turbulenta.  $H/D=1,0$ ,  $r=95\text{mm}$ .

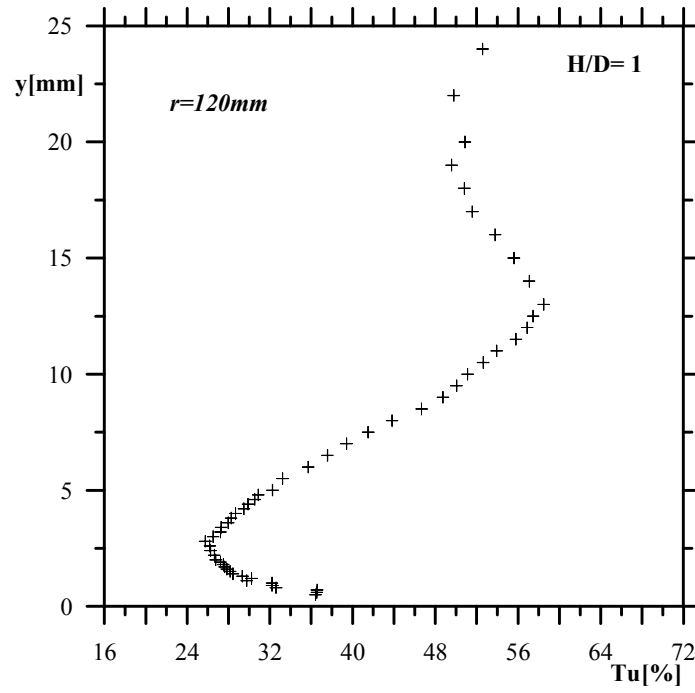


Figura 4.66: Intensidade Turbulenta.  $H/D=1,0$ ,  $r=120\text{mm}$ .

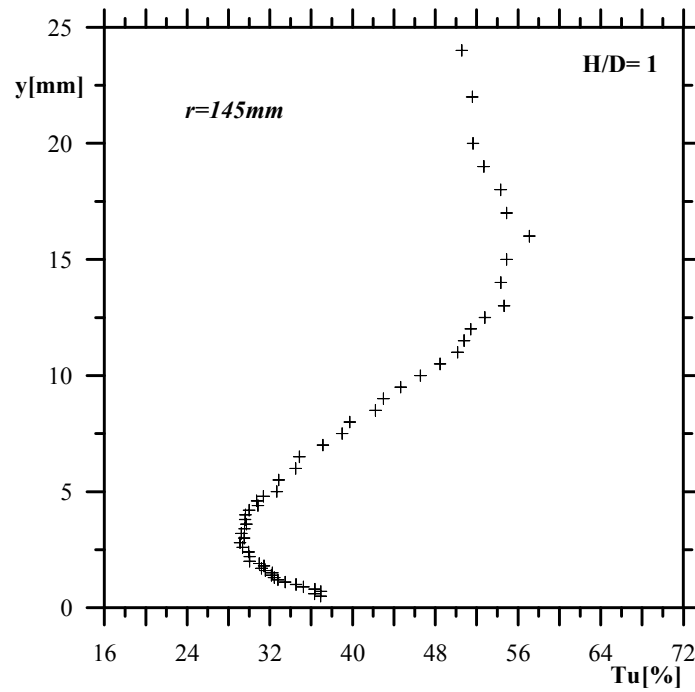


Figura 4.67: Intensidade Turbulenta.  $H/D=1,0$ ,  $r=145\text{mm}$ .

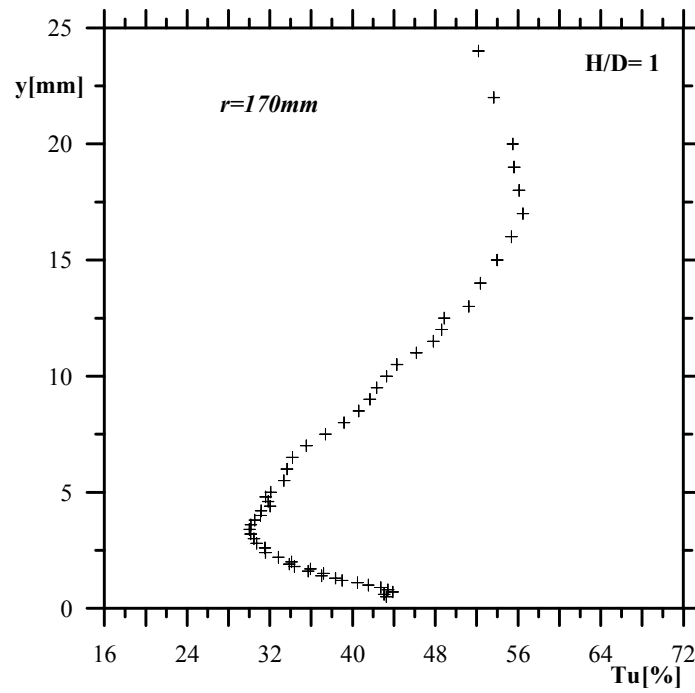


Figura 4.68: Intensidade Turbulenta.  $H/D=1,0$ ,  $r=170mm$ .

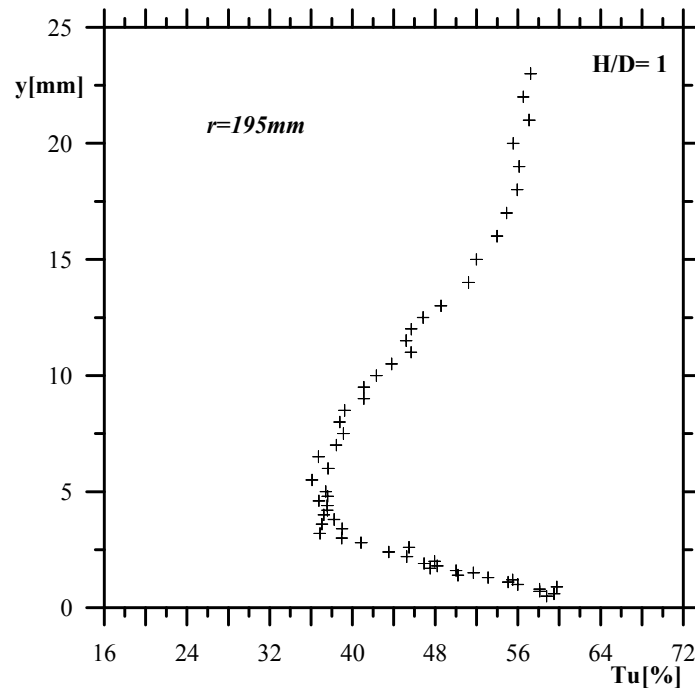


Figura 4.69: Intensidade Turbulenta.  $H/D=1,0$ ,  $r=195mm$ .

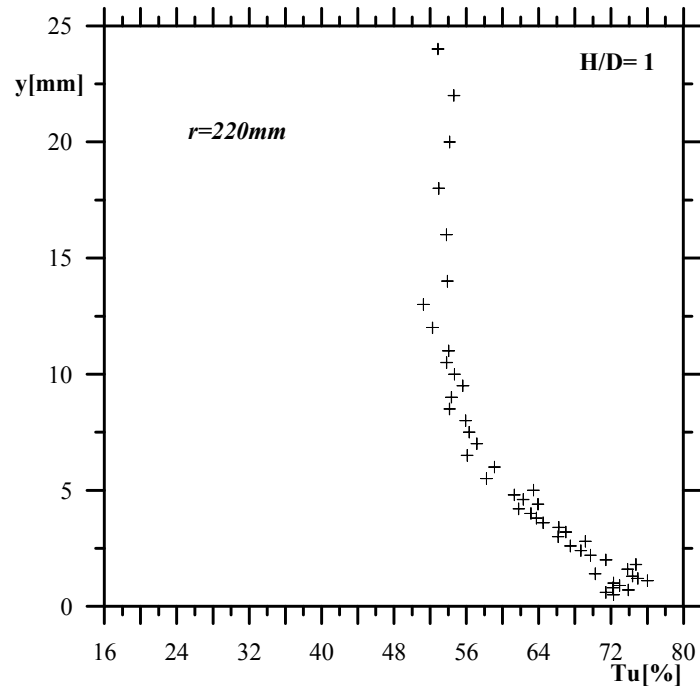


Figura 4.70: Intensidade Turbulenta.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 220mm$ .

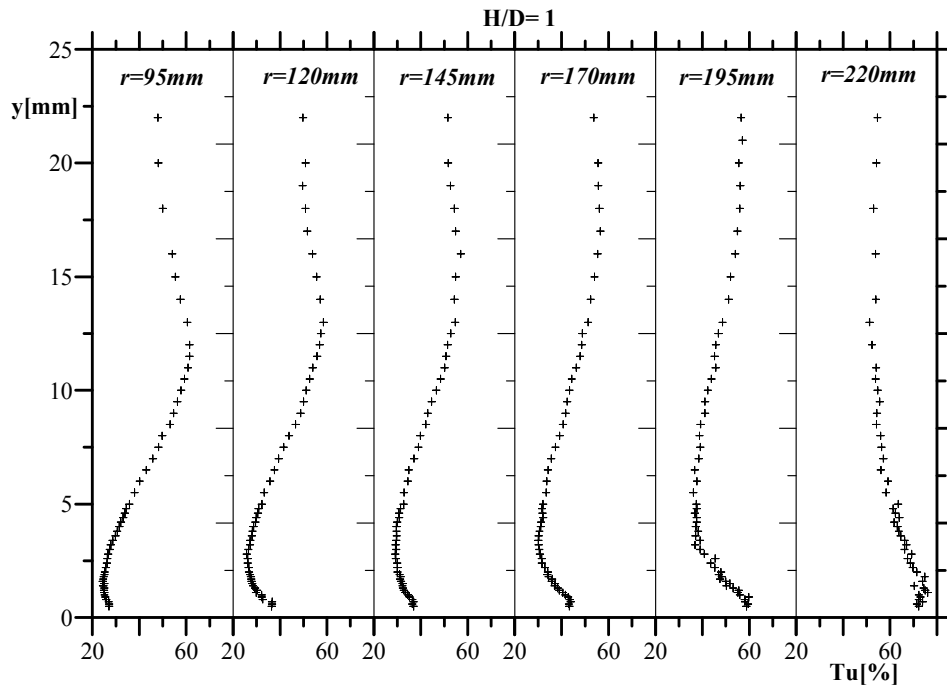


Figura 4.71: Perfis de intensidade turbulenta.  $H/D= 1,0$ .



## 4.4 Perfis de Temperatura

Também obtidos na região de jato de parede, os perfis de temperatura instantânea foram medidos, para a relação de  $H/D=2,0$ , nas mesmas posições em que foram obtidos os perfis de velocidade. Logo, cada perfil foi medido nas posições  $r=80, 85, 90, 95, 100, 105, 110, 115, 120, 125, 130, 135, 140, 145$  e  $150\text{mm}$ . Um total de trinta e cinco perfis de temperatura foram obtidos nesta relação. Nas relações de  $H/D=1,0$  e  $1,5$ , as medidas foram obtidas nas posições  $r=70, 120, 170, 220$  e  $270\text{mm}$ , totalizando dez perfis de temperatura. Os resultados são mostrados na forma dimensional nas Figuras 4.36 a 4.41.

Nos experimentos com aquecimento, a temperatura na superfície da placa alcança um valor em torno de  $82^{\circ}\text{C}$  antes de ser iniciado o funcionamento do jato de ar. Ao longo da execução dos experimentos, a temperatura do ar que deixa o bocal, ou seja, do jato de ar é de  $24,6^{\circ}\text{C}$ .

Nos perfis de temperatura devemos observar que junto à região de incidência do jato a temperatura na parede assume o valor de  $38^{\circ}\text{C}$  enquanto longe dela este valor aumenta para  $46^{\circ}\text{C}$ . Mais importante ainda é verificar que, próximo à estagnação, a região de parede para o perfil de temperatura é muito estreita, da ordem de  $2\text{mm}$ . Portanto, verifica-se que acima da camada limite o perfil de temperatura volta a crescer tendendo para a temperatura existente na zona de re-circulação que se forma ao redor do bocal. Longe do ponto de estagnação, quando a estrutura de jato de parede passa a ser dominante, o perfil de temperatura decai monotonicamente para os valores externos.

Os perfis de temperatura ilustram ao extremo as dificuldades encontradas pelos pesquisadores para bem caracterizar este tipo de escoamento. Como todas as características importantes do problema variam em escalas inferiores a  $2\text{mm}$ , o uso de instrumentação intrusiva é sempre muito prejudicado. Deste modo, quantificar as grandezas turbulentas com anemometria de fio-quente, em princípio a técnica mais apropriada ao problema, torna-se uma tarefa impossível em certos casos.

A saída para este impasse seria o uso de instalações de dimensões maiores para a execução e investigação do escoamento. Deste modo, as escalas físicas onde

as medidas devem ser tomadas seriam também ampliadas, permitindo o uso de instrumentações adequadas. Infelizmente, este procedimento eleva em muito os custos de todo o aparato experimental. O que fizemos, de certa forma, neste trabalho foi isto. Tomamos uma geometria que fosse a de maiores dimensões possíveis e, que ainda fosse capaz de ser construída no âmbito do Laboratório de Mecânica da Turbulência do PEM/COPPE/UFRJ. De fato, as dimensões do nosso aparato são bastante superiores à dimensão média dos aparatos freqüentemente encontrados na literatura, com diâmetro de placa de incidência da ordem de 30 cm.

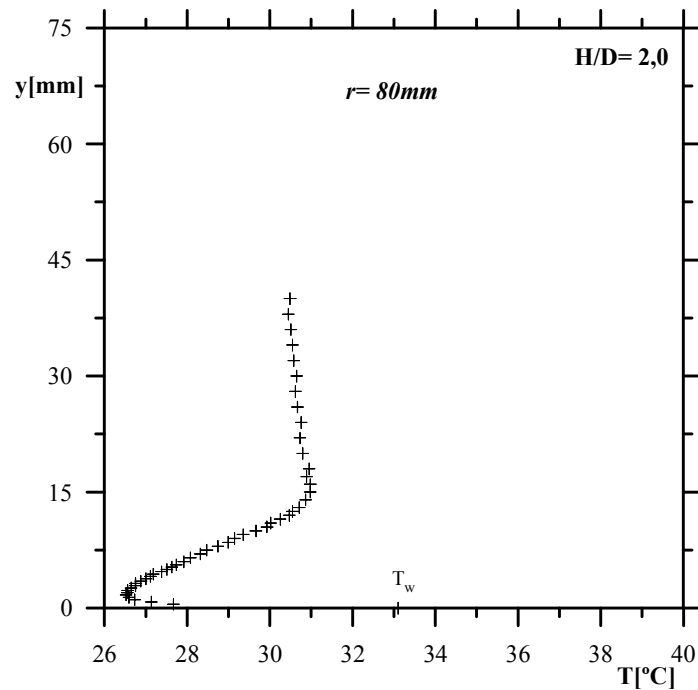


Figura 4.72: Perfil de temperatura média.  $H/D = 2$ ,  $r = 80\text{ mm}$ .

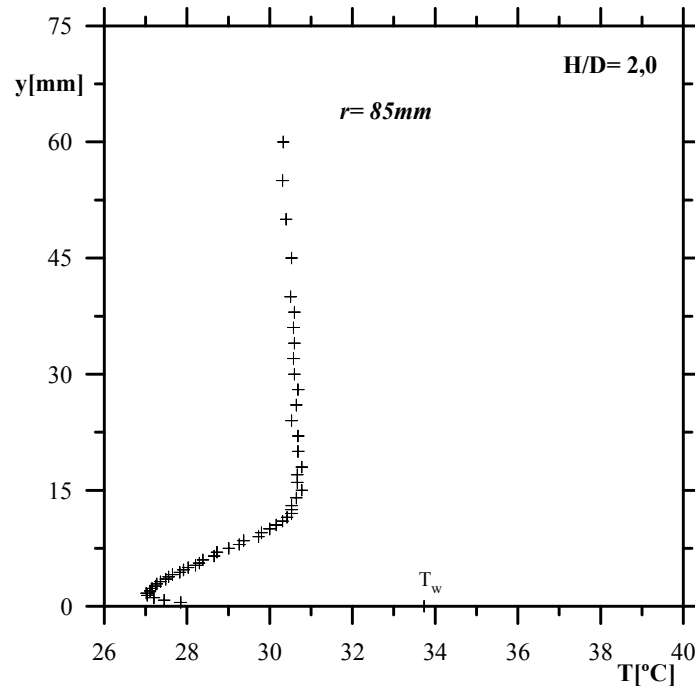


Figura 4.73: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=85\text{mm}$ .

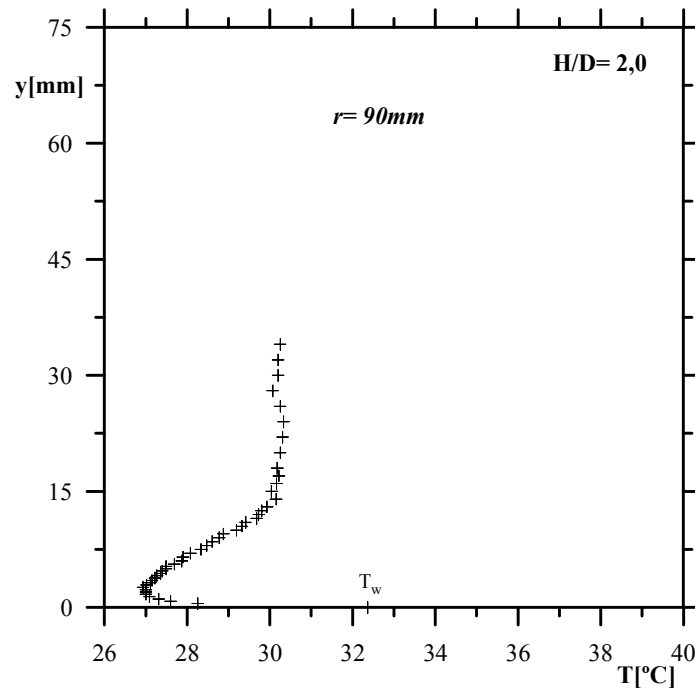


Figura 4.74: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=90\text{mm}$ .

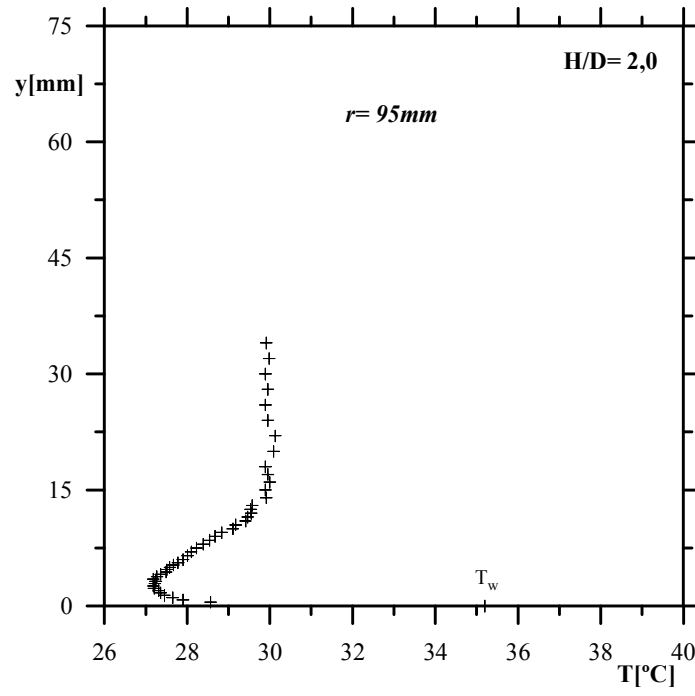


Figura 4.75: Perfil de temperatura média.  $H/D = 2$ ,  $r = 95\text{mm}$ .

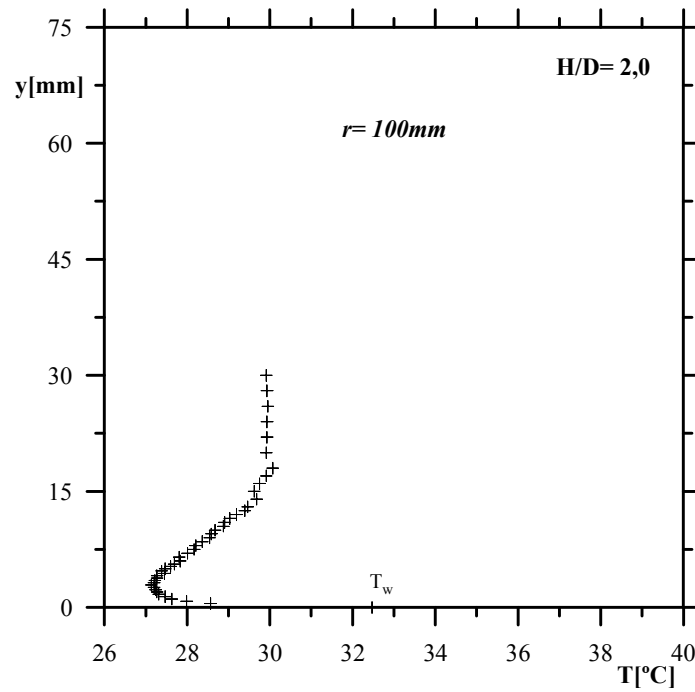


Figura 4.76: Perfil de temperatura média.  $H/D = 2$ ,  $r = 100\text{mm}$ .

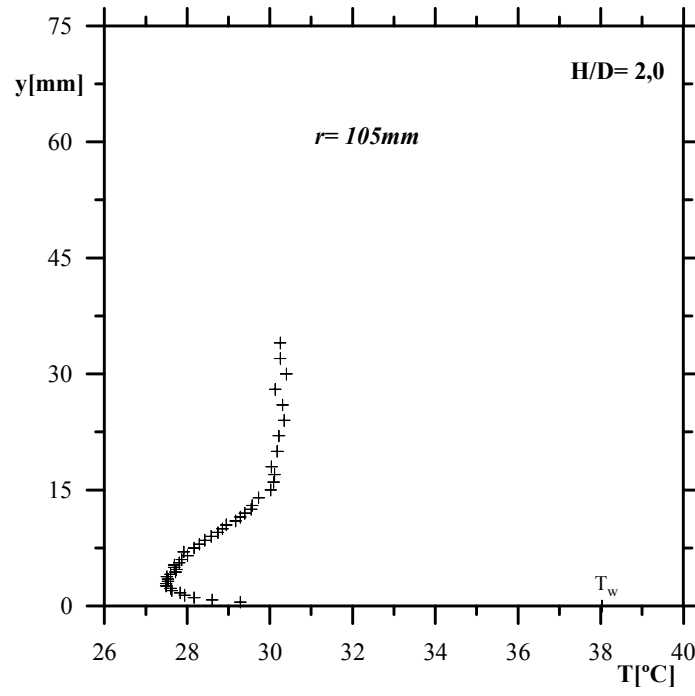


Figura 4.77: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=105\text{mm}$ .

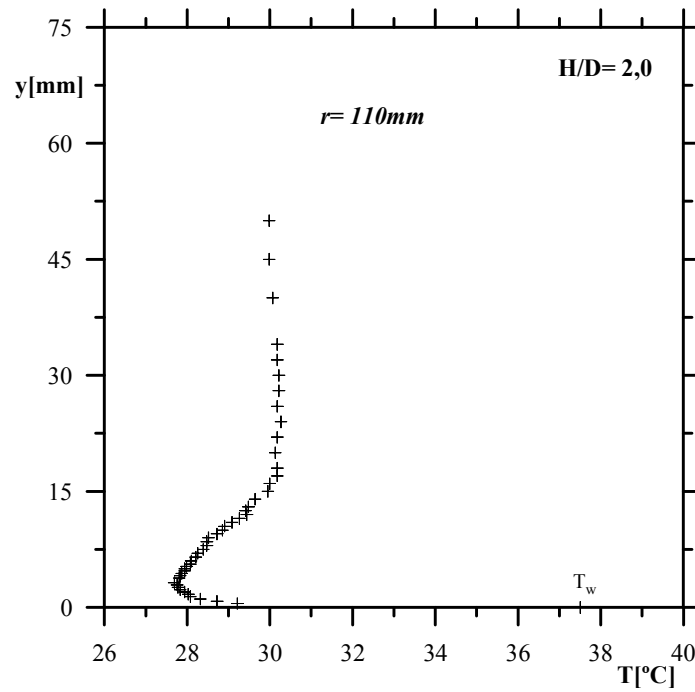


Figura 4.78: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=110\text{mm}$ .

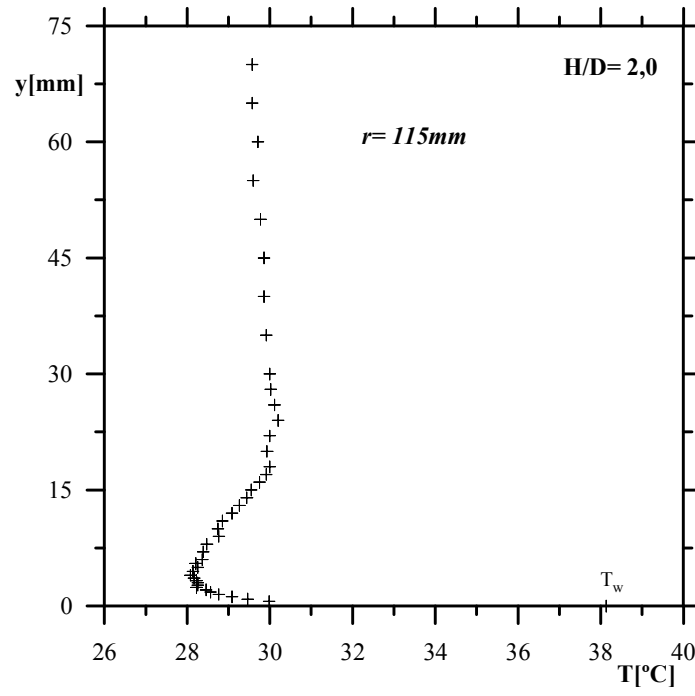


Figura 4.79: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=115\text{mm}$ .

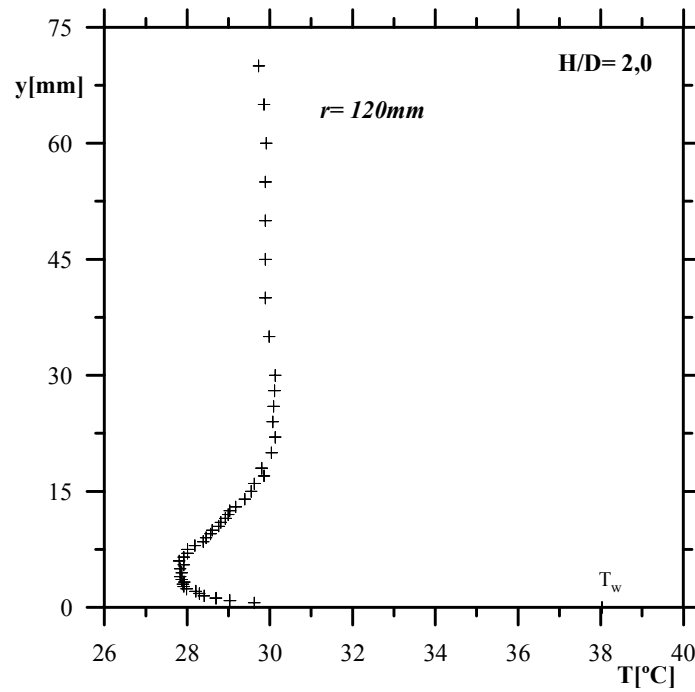


Figura 4.80: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=120\text{mm}$ .

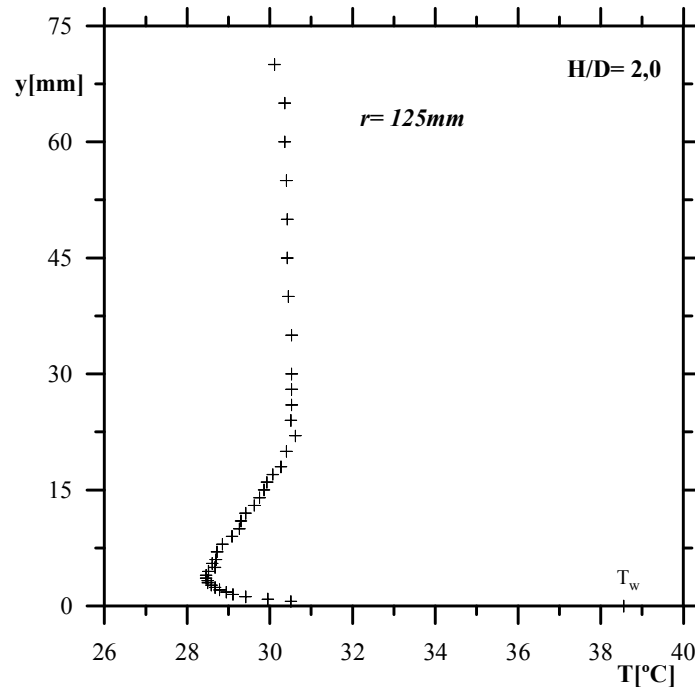


Figura 4.81: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=125\text{mm}$ .

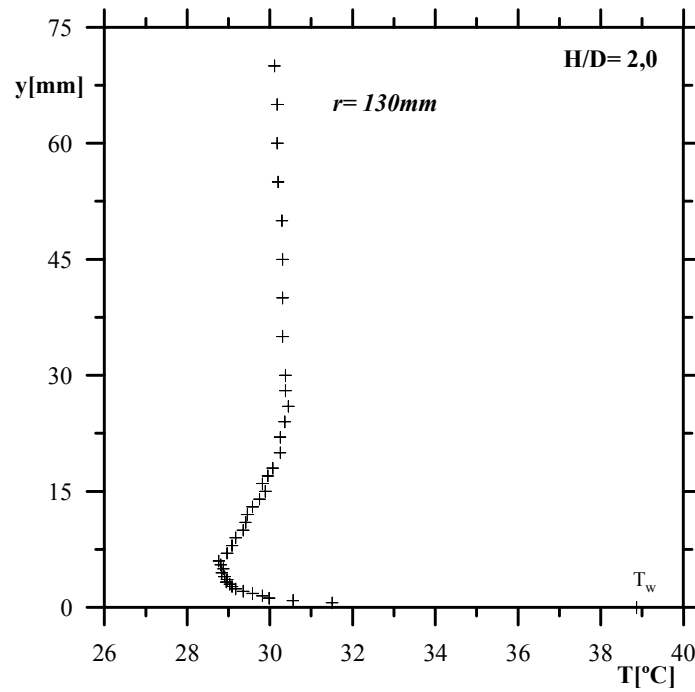


Figura 4.82: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=130\text{mm}$ .

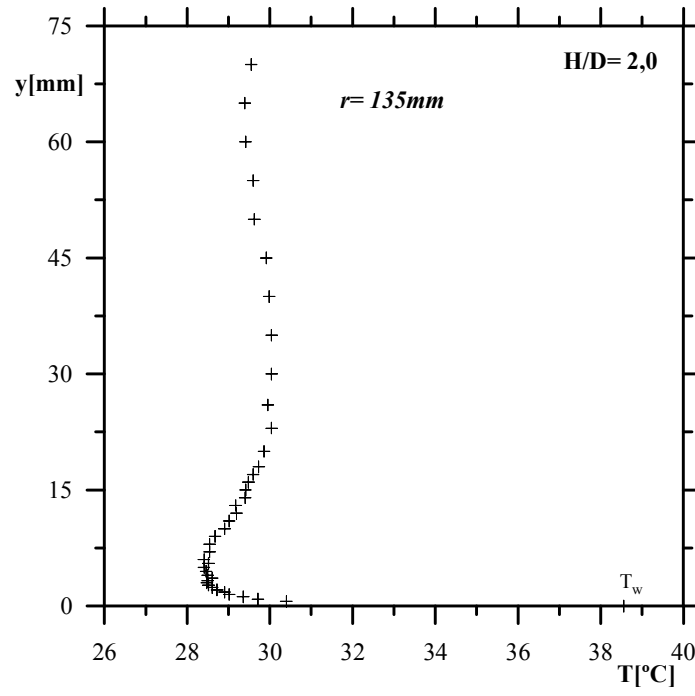


Figura 4.83: Perfil de temperatura média.  $H/D = 2$ ,  $r = 135\text{mm}$ .

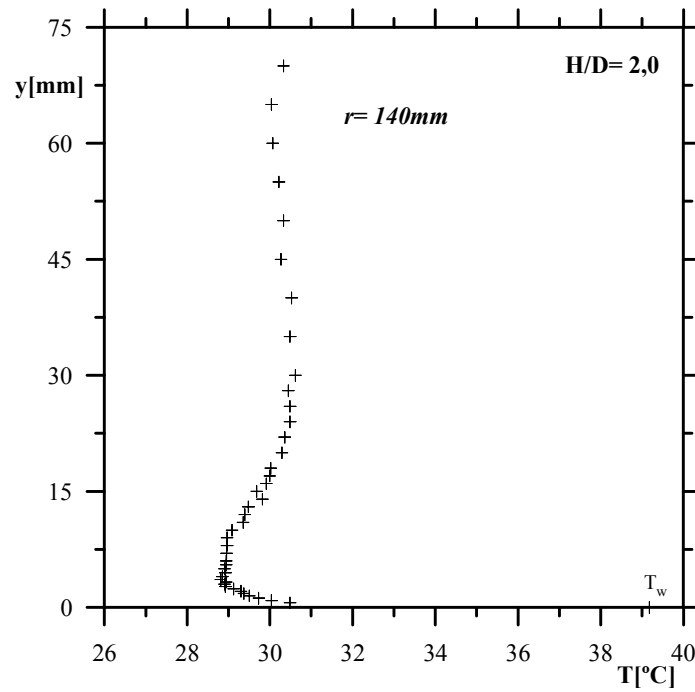


Figura 4.84: Perfil de temperatura média.  $H/D = 2$ ,  $r = 140\text{mm}$ .



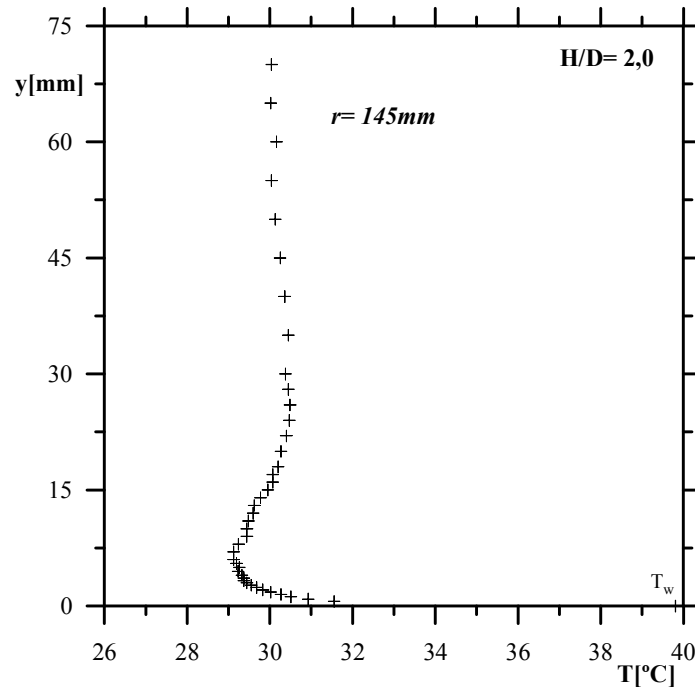


Figura 4.85: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=145\text{mm}$ .

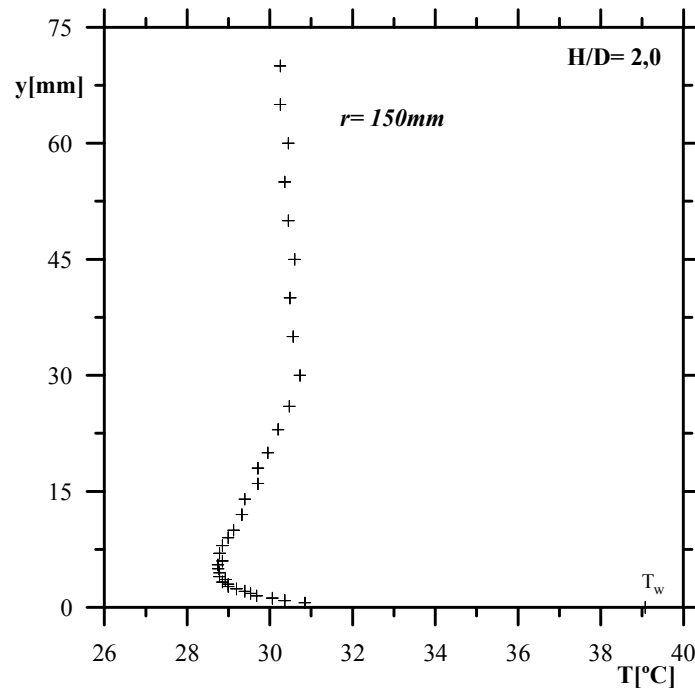


Figura 4.86: Perfil de temperatura média.  $H/D=2$ ,  $r=150\text{mm}$ .

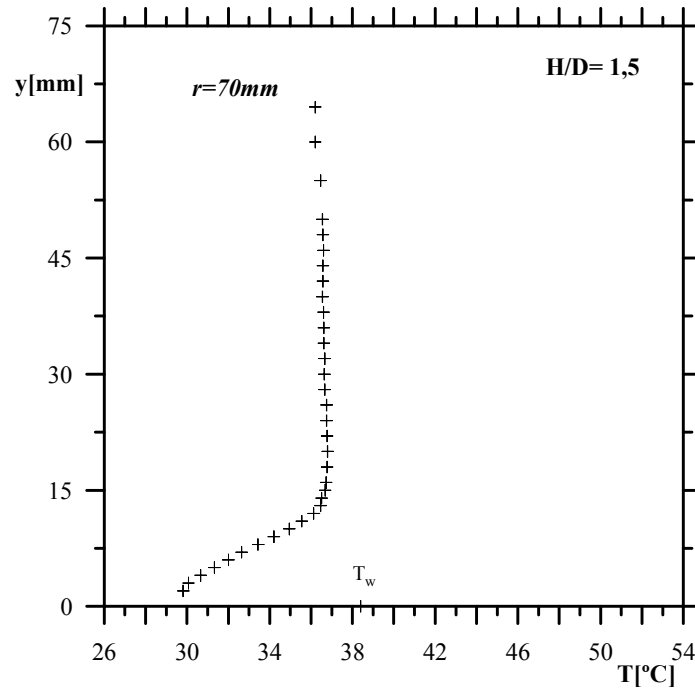


Figura 4.87: Perfil de temperatura média.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 70\text{mm}$ .

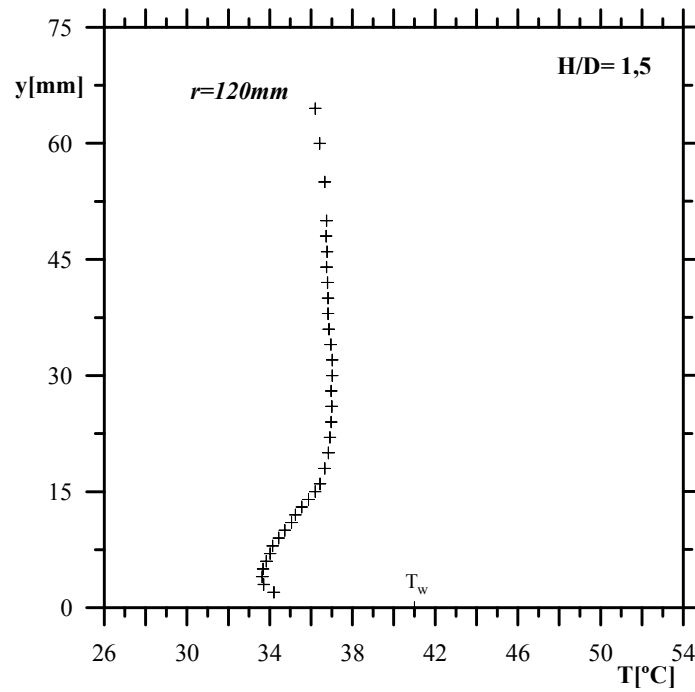


Figura 4.88: Perfil de temperatura média.  $H/D= 1,5$ ,  $r= 120\text{mm}$ .

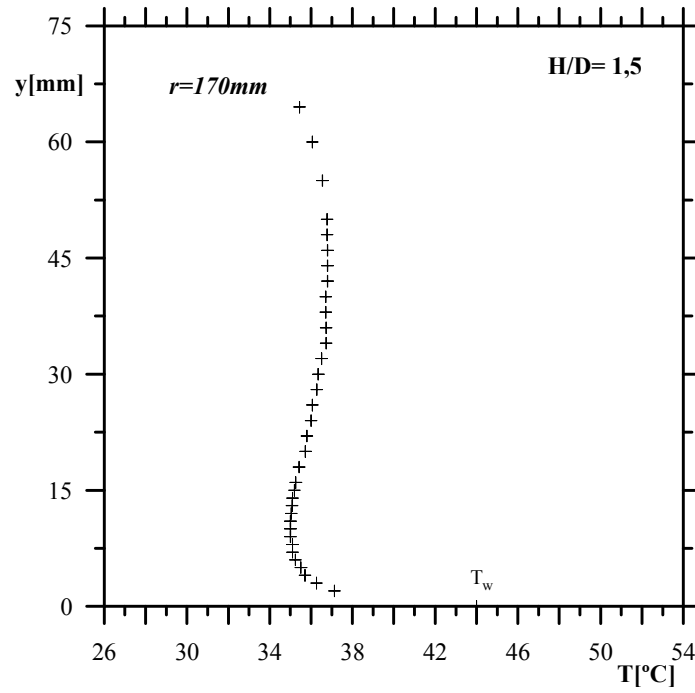


Figura 4.89: Perfil de temperatura média.  $H/D=1,5$ ,  $r=170\text{mm}$ .

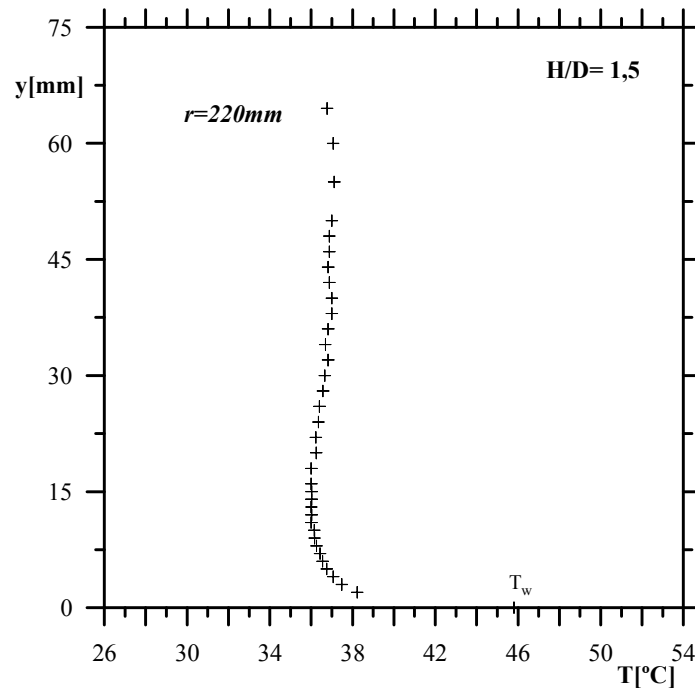


Figura 4.90: Perfil de temperatura média.  $H/D=1,5$ ,  $r=220\text{mm}$ .

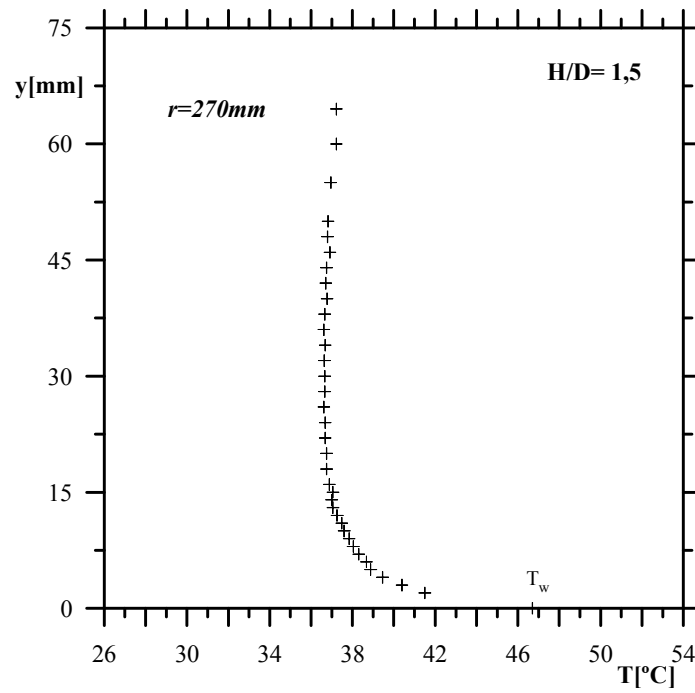


Figura 4.91: Perfil de temperatura média.  $H/D = 1,5$ ,  $r = 270\text{mm}$ .

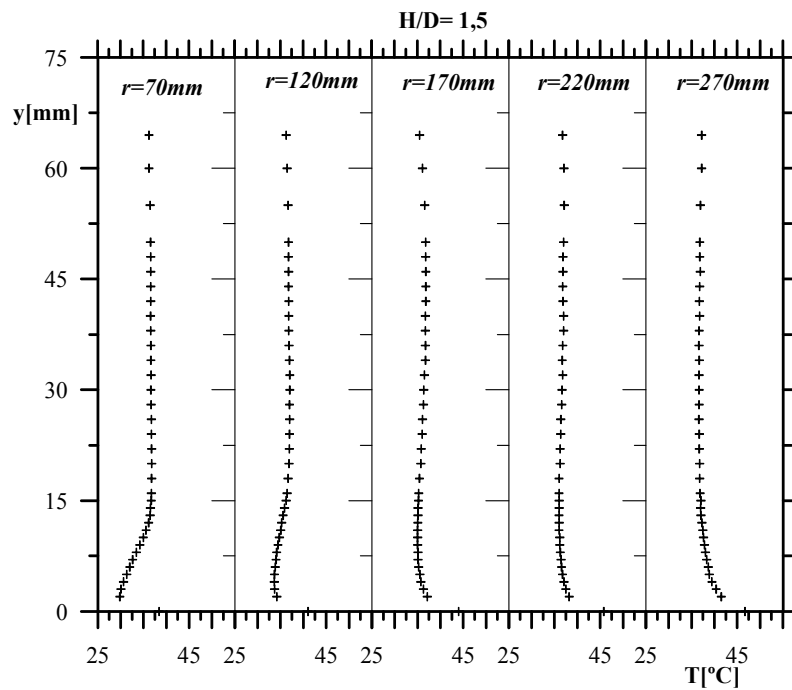


Figura 4.92: Perfis de temperatura média em  $H/D = 1,5$ .

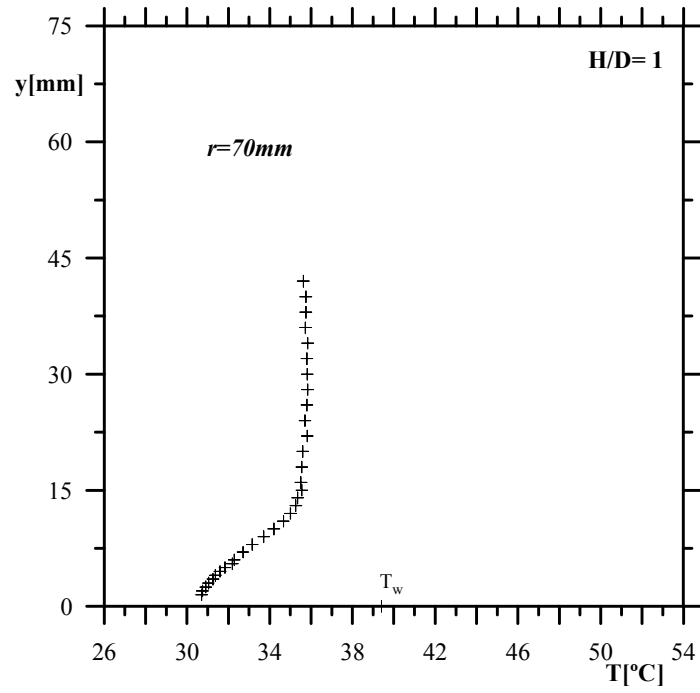


Figura 4.93: Perfil de temperatura média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 70\text{mm}$ .

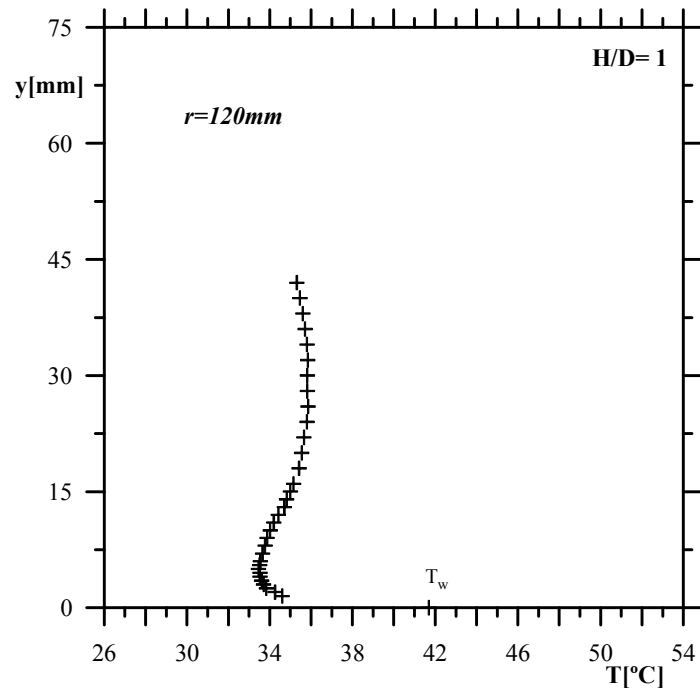


Figura 4.94: Perfil de temperatura média.  $H/D= 1,0$ ,  $r= 120\text{mm}$ .

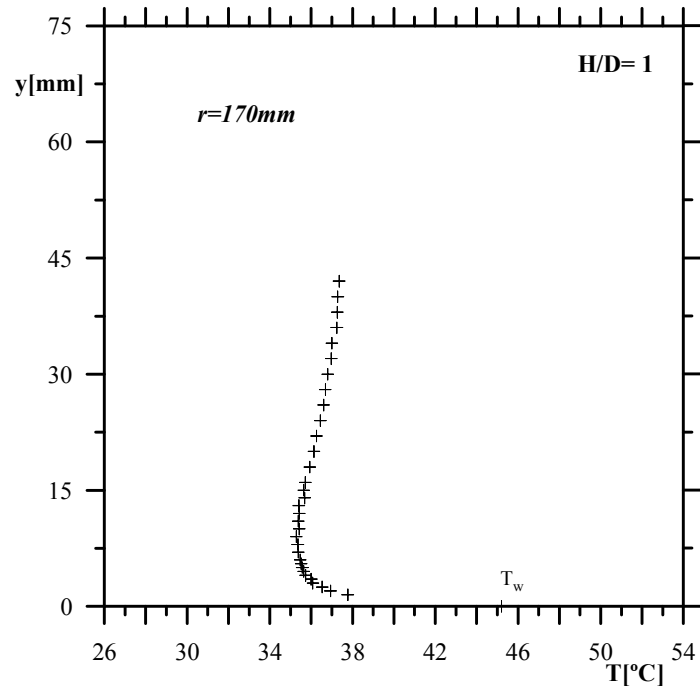


Figura 4.95: Perfil de temperatura média.  $H/D=1,0$ ,  $r=170\text{mm}$ .

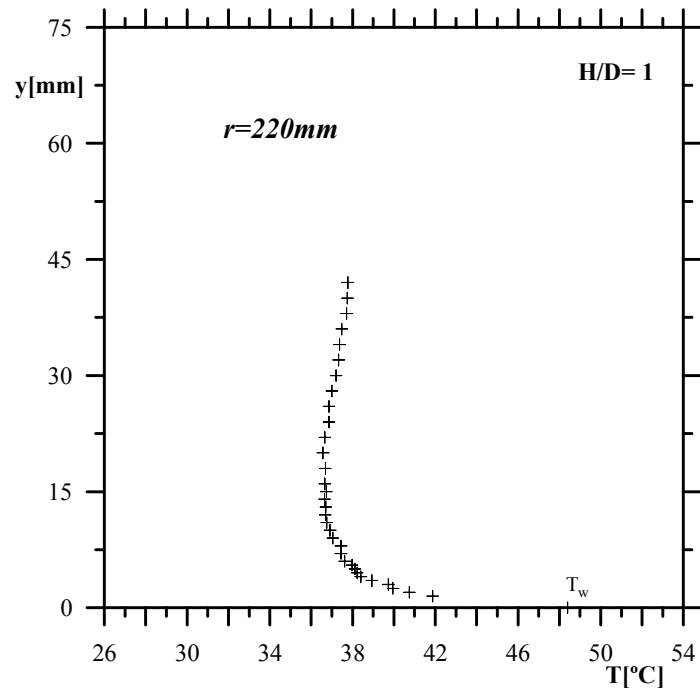


Figura 4.96: Perfil de temperatura média.  $H/D=1,0$ ,  $r=220\text{mm}$ .

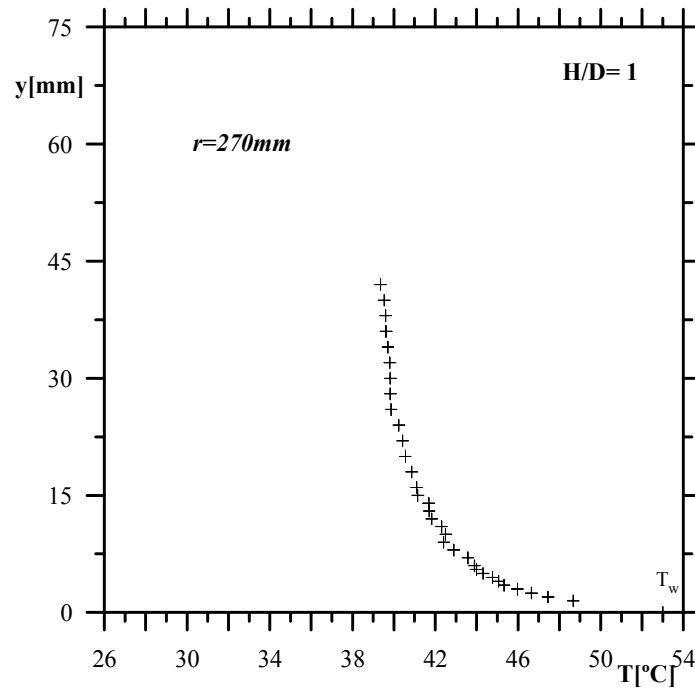


Figura 4.97: Perfil de temperatura média.  $H/D=1,0$ ,  $r=270\text{mm}$ .

Este capítulo teve como objetivo apresentar todos os dados obtidos experimentalmente no desenvolver da pesquisa. No capítulo que segue, estes dados serão analisados e utilizados para a proposição de uma expressão de lei de parede.

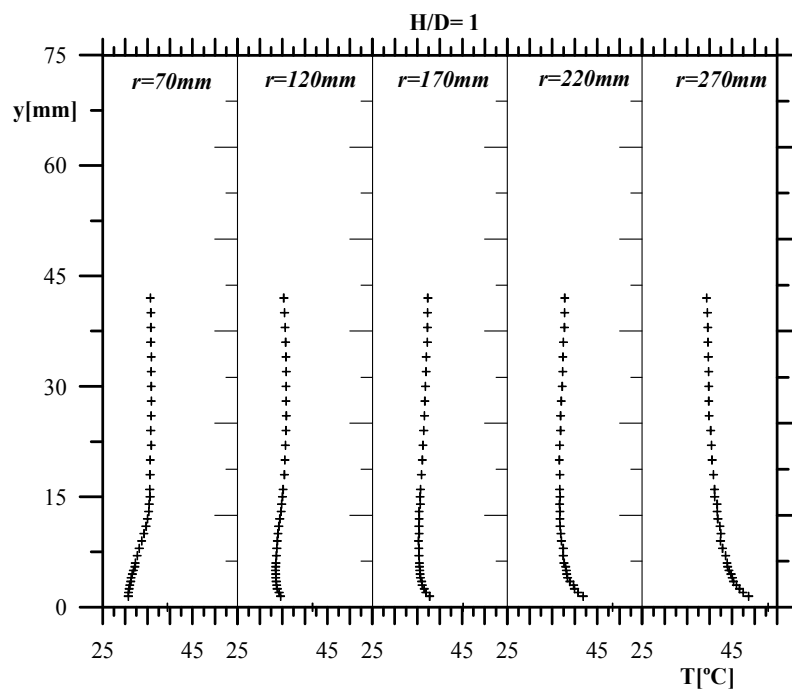


Figura 4.98: Perfis de temperatura média em  $H/D= 1,0$ .



# Capítulo 5

## Modelagem Físico/Matemática

O quinto capítulo deste trabalho objetiva primordialmente analisar a estrutura do jato incidente na região próxima à parede onde os efeitos viscosos são dominantes. Isso será feito através da inspeção dos perfis de velocidade e de temperatura, obtidos na região de jato de parede, com a análise de gráficos em coordenadas internas da lei de parede. Este procedimento visa, claramente, a identificação da existência de uma possível região dominada por efeitos turbulentos. Tal domínio, deverá se manifestar pelo aparecimento de uma região logarítmica. Portanto, no presente capítulo apresentaremos a metodologia utilizada para a determinação de alguns parâmetros do escoamento na região de jato de parede. Os casos hidrodinâmico e térmico serão analisados pelo clássico método gráfico desenvolvido notadamente por Clauser (1954).

No estudo do jato de parede radial produzido por um jato circular incidente será analisada a configuração geométrica na qual consideramos o diâmetro  $D$  de um bocal circular, localizado a uma distância normal,  $H$ , da superfície de uma placa plana circular, como mostra a Figura 1.6 do Capítulo 1. A figura em questão, apresenta o esquema de um jato de ar que sai do bocal, incide ortogonalmente na placa e se expande radialmente em direção à extremidade da placa, formando assim, um jato de parede radial. Sendo que, a modelagem apresentada, é baseada somente na redução dos dados obtidos para a relação placa-bocal de  $H/D= 2,0$ .

Com os dados experimentais apresentados no capítulo anterior, podemos observar a distribuição da velocidade média,  $u$ , na direção  $y$ , em diferentes posições

radiais,  $r$ . No escoamento de jato de parede é visto que, em qualquer posição  $r$  analisada, a velocidade  $u$  aumenta de zero na parede, até um valor máximo de  $U_M$  em  $y = \delta$ , e então decresce até zero em algum valor de  $y$ . Um esquema da estrutura do perfil de velocidade de um jato de parede é mostrado na 5.1.

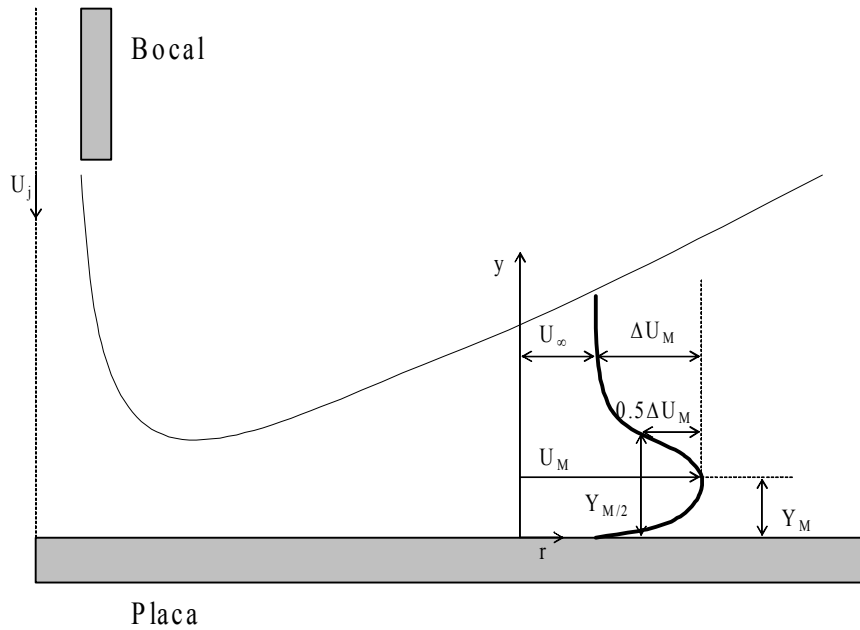


Figura 5.1: Esquema do perfil de velocidade de um jato de parede.

Nesta figura,  $r$  e  $y$  denotam a distância na direção do escoamento desenvolvido sobre a placa, e a distância na direção normal à superfície, respectivamente. A velocidade do jato é denotada por  $U_j$ ; a velocidade do escoamento externo é denotada por  $U_\infty$  e,  $Y_M$  e  $Y_{M/2}$  denotam as localizações na vertical onde a velocidade máxima  $U_M$  e  $0,5 \Delta U_M$ , ocorrem.

Quanto ao campo do escoamento, este pode ser dividido em duas regiões, uma interna e outra externa. A região chamada “interna” é geralmente definida pela faixa que se estende da superfície sólida até o ponto de velocidade máxima, observado em cada perfil de velocidade radial. A região chamada “externa”, se estende do ponto

de velocidade máxima até a borda mais externa do perfil.

A camada externa, do perfil de jato de parede, se assemelha ao escoamento de jato livre, enquanto que a camada interna possui características similares às de camada limite. Deste modo, a região que se estende da parede ao ponto de velocidade máxima pode ser identificada com a camada limite enquanto a região acima é geralmente identificada como uma região de mistura (Rajaratnam, 1976).

O escoamento de um jato turbulento na região próxima à parede, geralmente é des-crito matematicamente utilizando a velocidade máxima  $U_M$  como a velocidade de escala característica (Rajaratnam, 1976), sendo que Narasimha et al. (1973) foram os primeiros a reconhecer que o uso tradicional do diâmetro do bocal como escala de referência para o escoamento de jato de parede não é apropriado, propondo um comprimento de escala que levasse em consideração a evolução do escoamento. Através deste procedimento, Özdemir e Whitelaw (1992) realizaram um estudo nos perfis de velocidade de um jato de parede produzido por um jato axissimétrico inclinado e não confinado, onde foi proposta uma relação logarítmica para caracterizar a camada interna.

No presente trabalho, uma análise dos perfis de velocidade será realizada tomando como referência a metodologia utilizada por Özdemir e Whitelaw (1992). O procedimento adotado para descrever a região viscosa do escoamento de um jato de parede axissimétrico será apresentado nos parágrafos seguintes. A partir dos resultados desta análise, uma expressão algébrica para a previsão dos coeficientes de atrito e de troca de calor na superfície de incidência será, então, desenvolvida.

Consideremos, inicialmente, a lei de parede clássica

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \ln \left( \frac{u_\tau y}{\nu} \right) + A. \quad (5.1)$$

onde  $u_\tau$  denota a velocidade de atrito,  $\varkappa$  a constante de von Kármán com valor de 0,41,  $\nu$  a viscosidade cinemática do fluido, e  $A$  um parâmetro universal definido por Coles (1956) com valor igual a 5,0.

Utilizando a expressão acima, podemos construir um método para o cálculo da tensão na parede a partir do uso da inclinação do perfil de velocidade média próximo à superfície. No trabalho de Wygnanski et al (1992) é encontrado que diversos outros

mecanismos adotados para a determinação direta ou indireta da tensão na parede foram utilizados como: a técnica da balança, o uso de tubos Preston ou Stanton (Lauder e Rodi (1981); Ozarapoglu (1973)), e o uso da equação da quantidade de movimento integral (Wygnanaski (1992)). Sendo que estes equipamentos são geralmente calibrados em túnel de vento, tomando como base os perfis de velocidade associados à aplicação da lei de parede. Wygnanski et al (1992) apresentam uma comparação destes mecanismos e concluem que, o método mais confiável para a determinação da tensão na parede ainda é através do uso da inclinação dos perfis de velocidade média. É importante acrescentar que, a confiabilidade deste método depende da qualidade do mecanismo de posicionamento usado para a sonda, da qualidade e tamanho da mesma e, do número de pontos obtidos.

Desta forma, plotando-se os perfis de velocidade na forma mono-logarítmica, onde as velocidades médias  $u$  de cada perfil se localizam no eixo das ordenadas, e o logaritmo de  $y$ , no eixo das abcissas, podemos, através da identificação da reta definida pela expressão anterior obter o valor de  $u_\tau$  diretamente do coeficiente angular medido. De fato, se  $\theta$  for o coeficiente angular da lei da parede, então,  $\theta x = u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ . A velocidade de atrito,  $u_\tau$ , é introduzida como uma quantidade normalizadora e expressa a influência do coeficiente de atrito  $C_f$ .

As Figuras 5.2 a 5.31 ilustram o procedimento decrito. É importante notar que os perfis de velocidade de  $r= 80\text{mm}$  a  $r= 100\text{mm}$  não apresentam uma região logarítmica bem definida, não permitindo uma determinação adequada da inclinação da reta. Enquanto que para a posição  $r$  a partir de  $105\text{mm}$ , foi possível identificar a região e determinar a inclinação de cada perfil em cada posição.

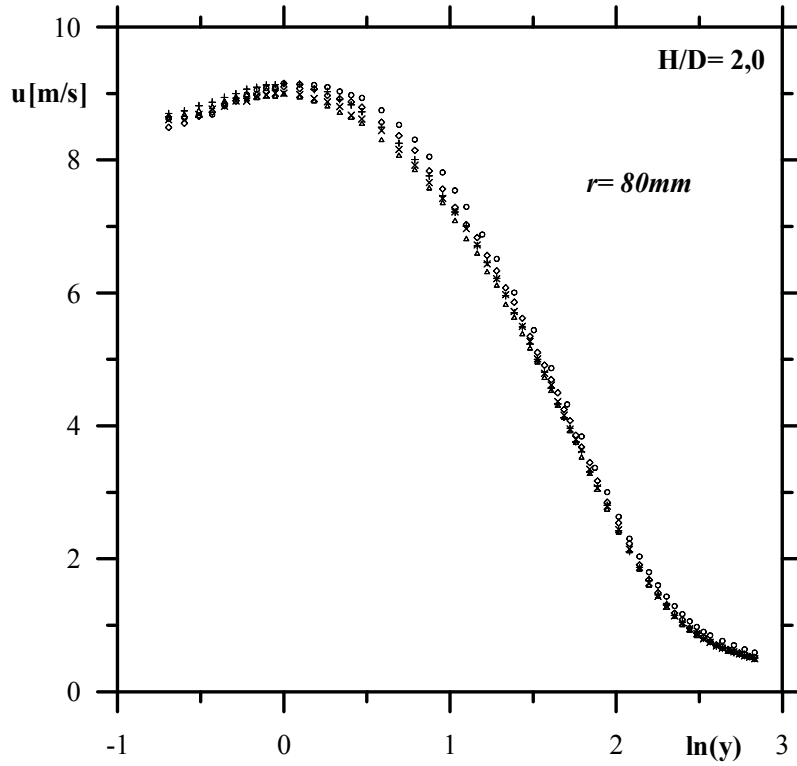


Figura 5.2: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=80\text{mm}$ .

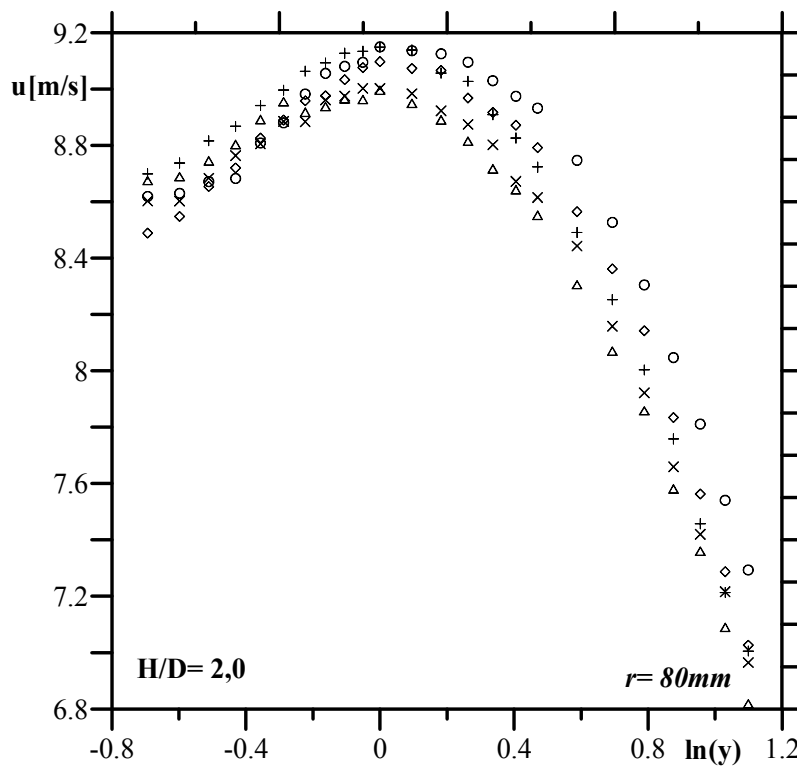


Figura 5.3: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

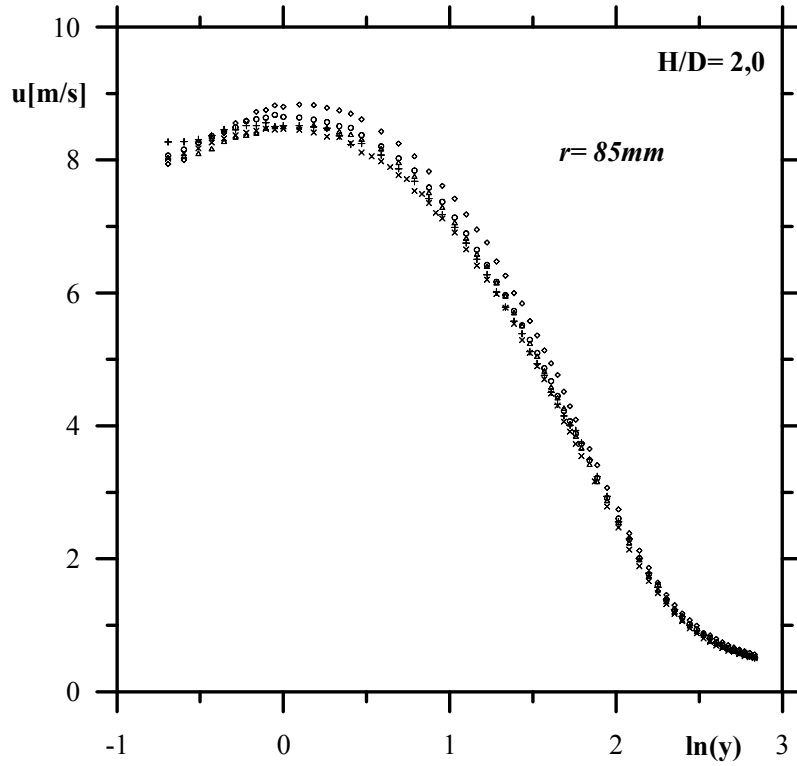


Figura 5.4: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=85\text{mm}$ .

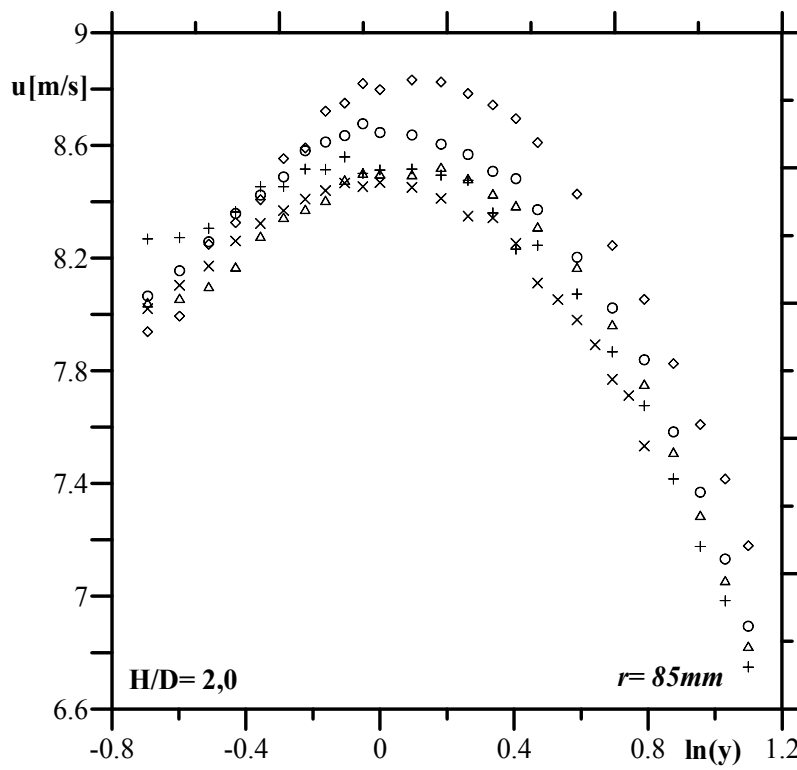


Figura 5.5: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

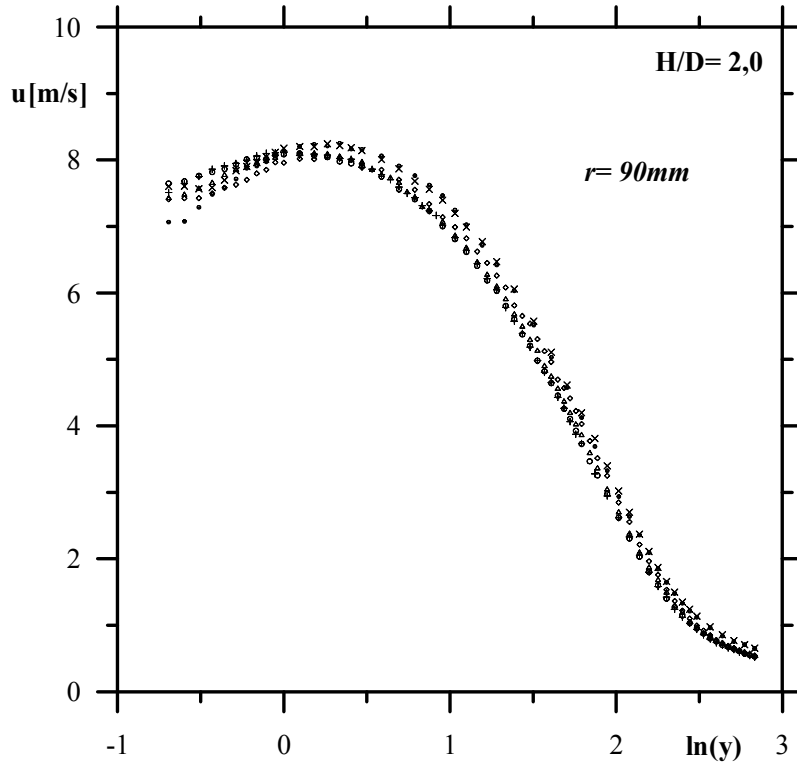


Figura 5.6: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=90\text{mm}$ .

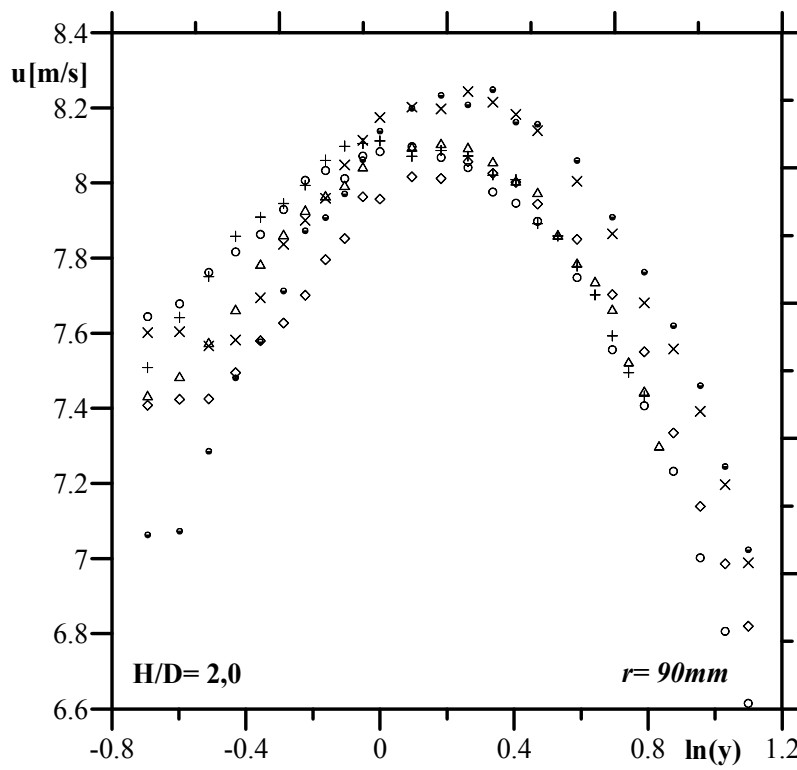


Figura 5.7: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

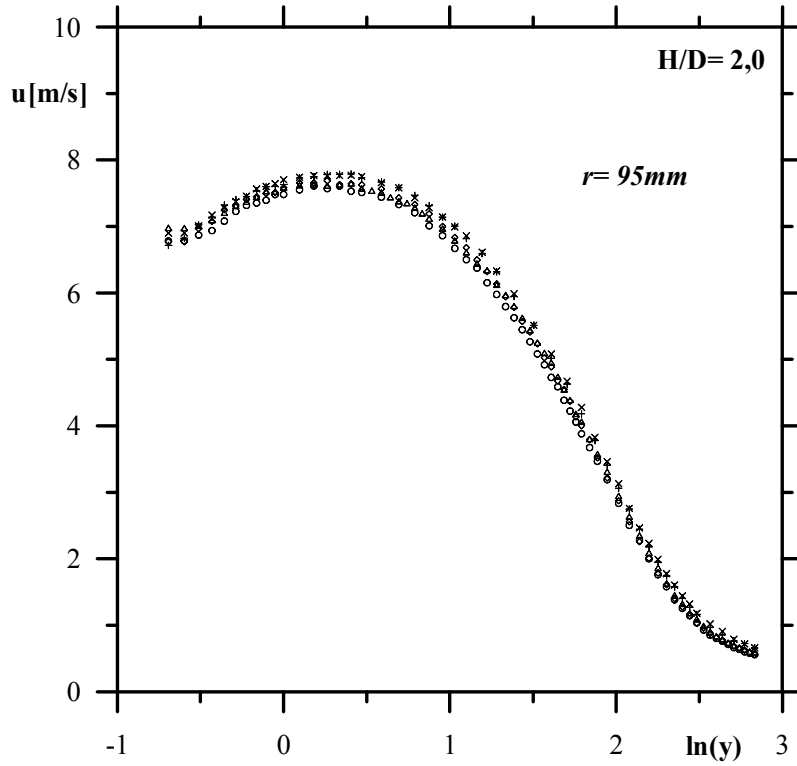


Figura 5.8: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=95mm$ .

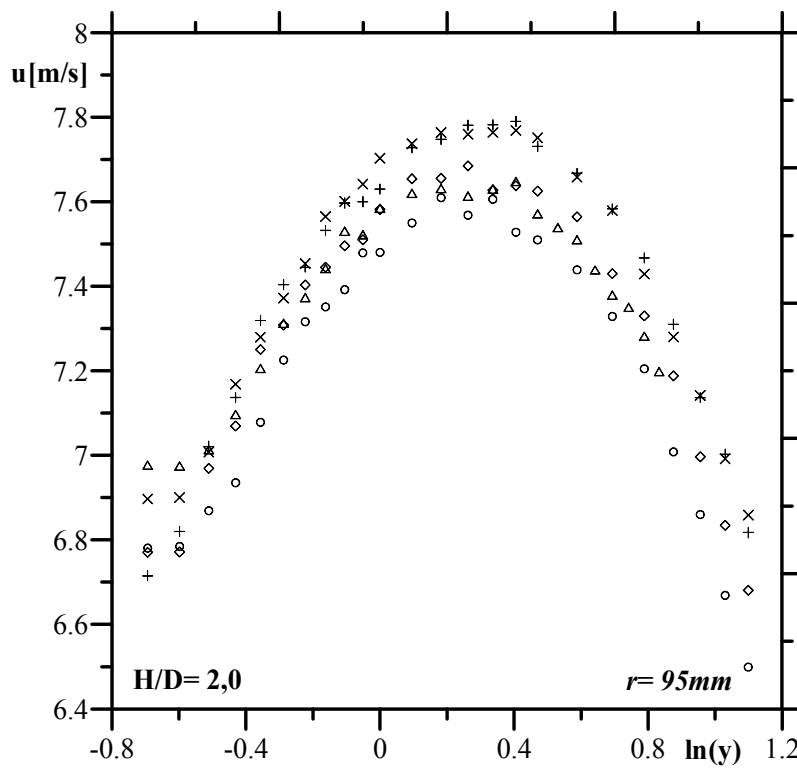


Figura 5.9: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.



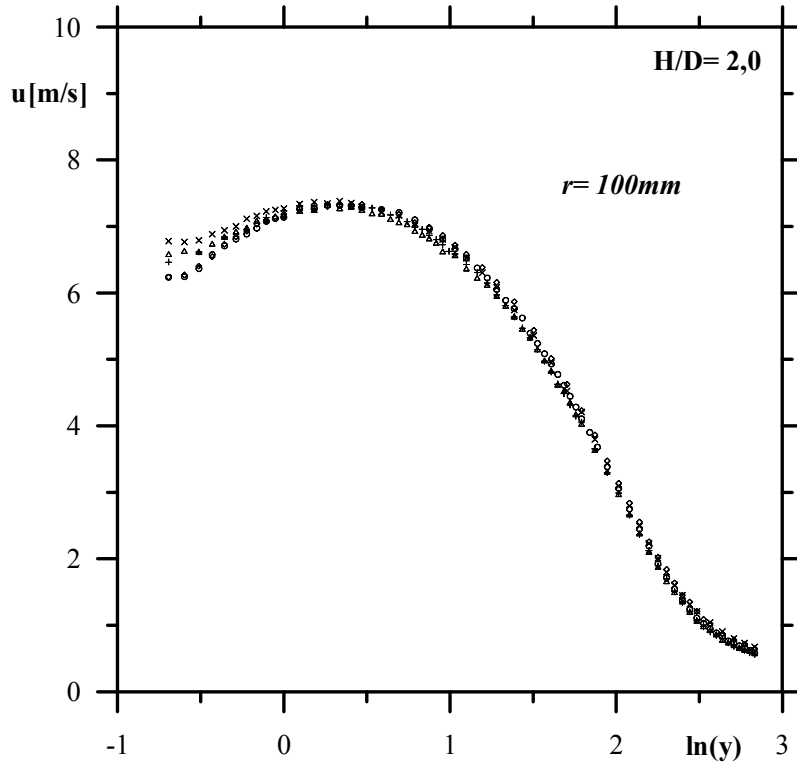


Figura 5.10: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=100\text{mm}$ .

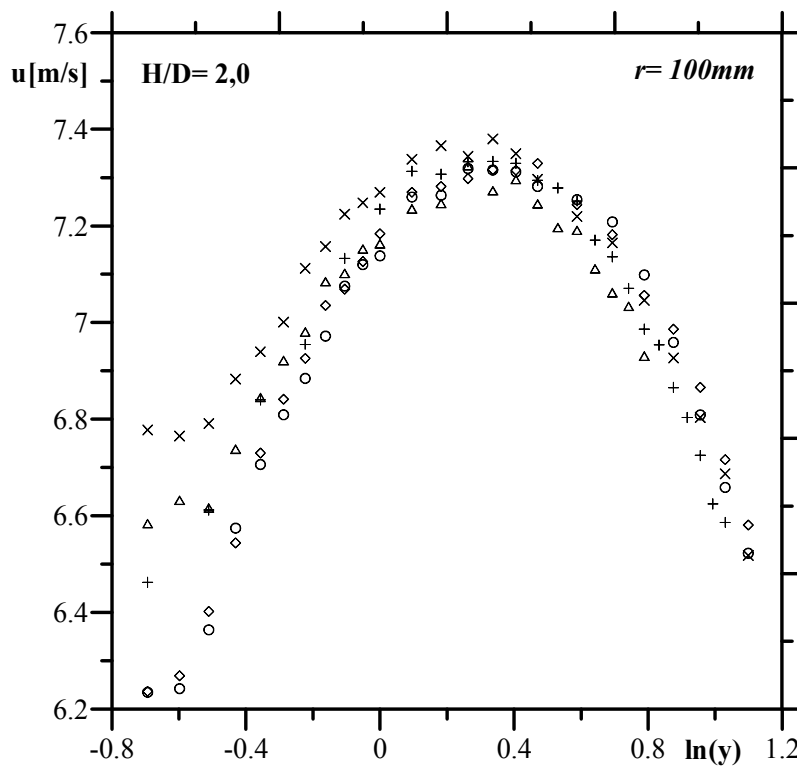


Figura 5.11: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

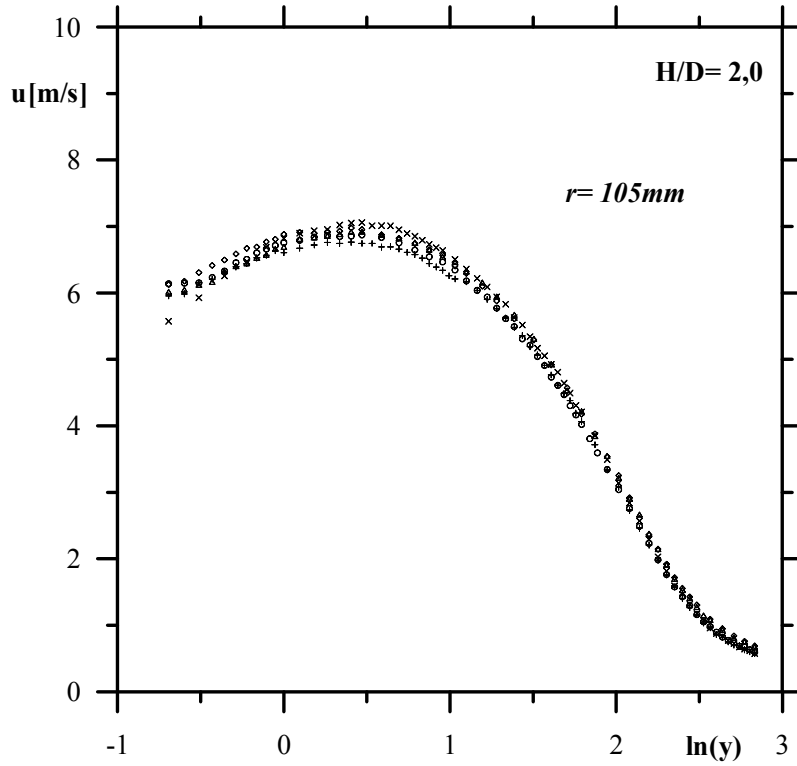


Figura 5.12: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=105\text{mm}$ .

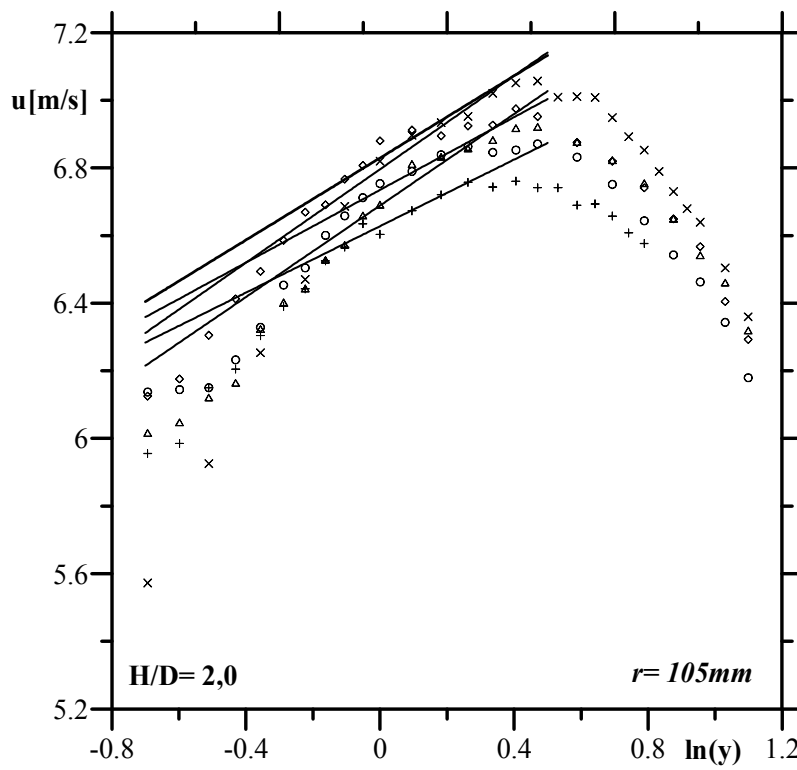


Figura 5.13: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

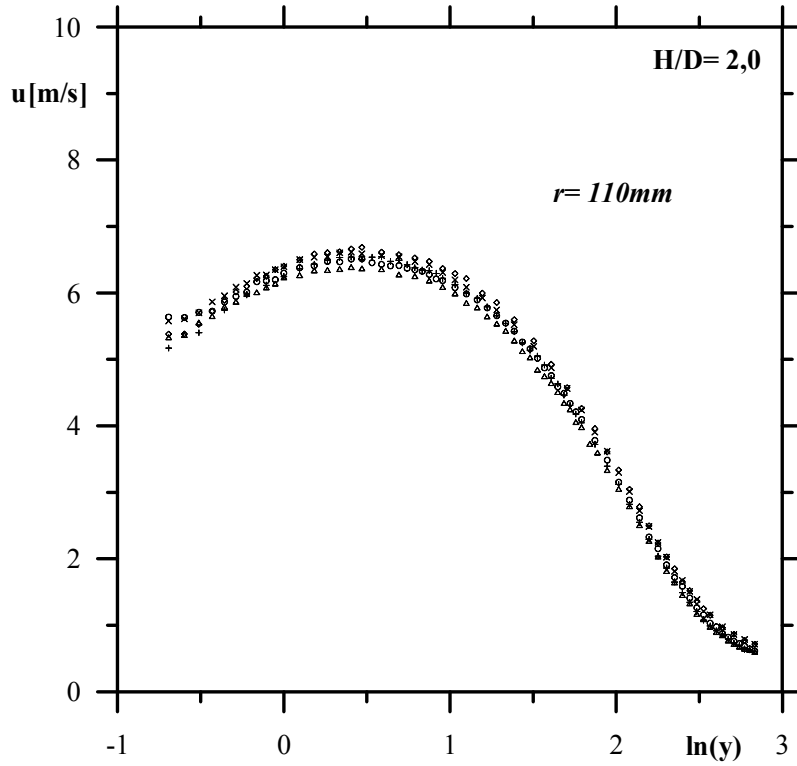


Figura 5.14: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=110\text{mm}$ .

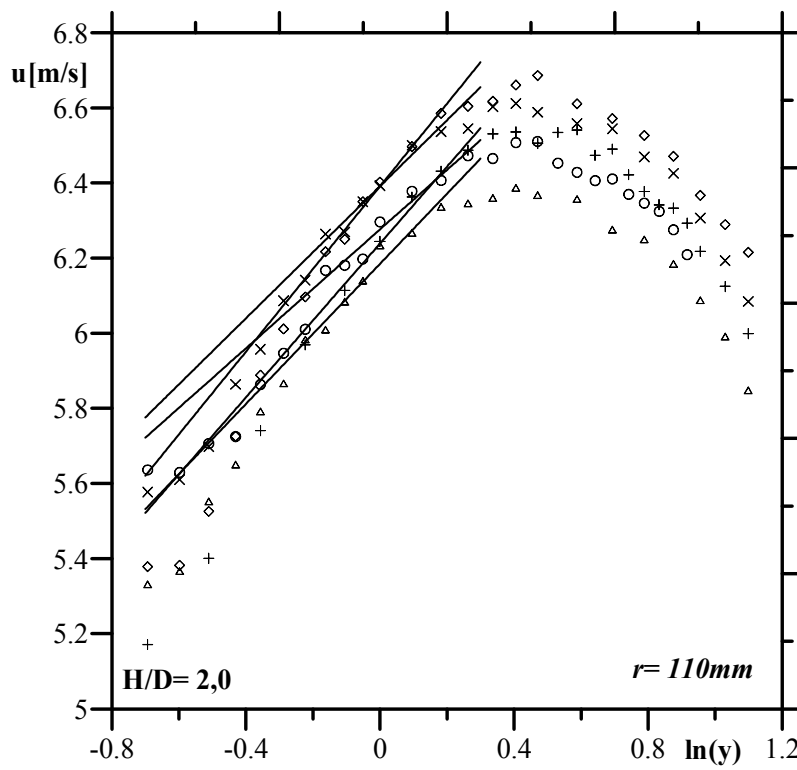


Figura 5.15: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

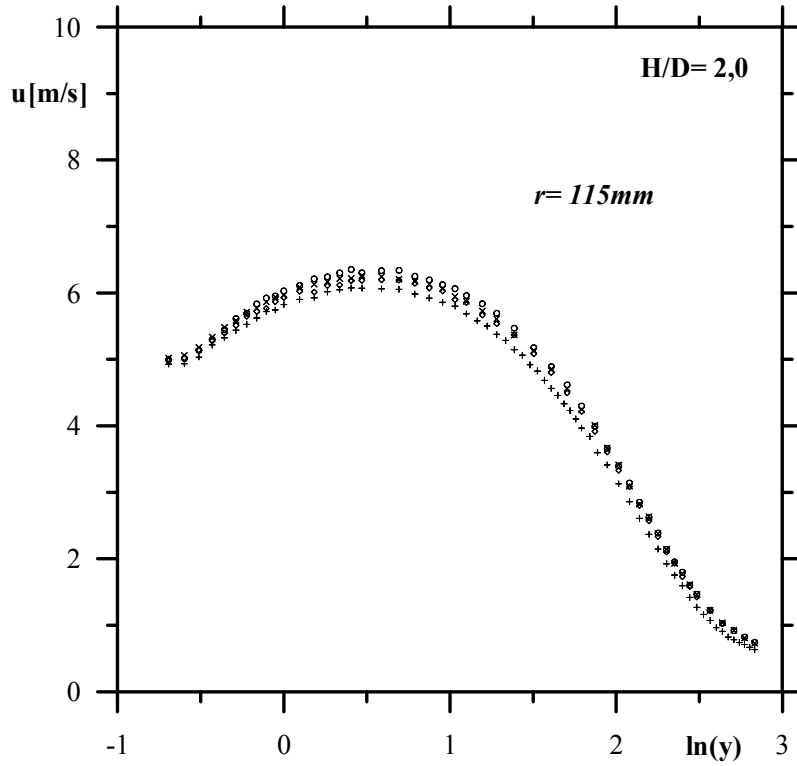


Figura 5.16: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=115\text{mm}$ .

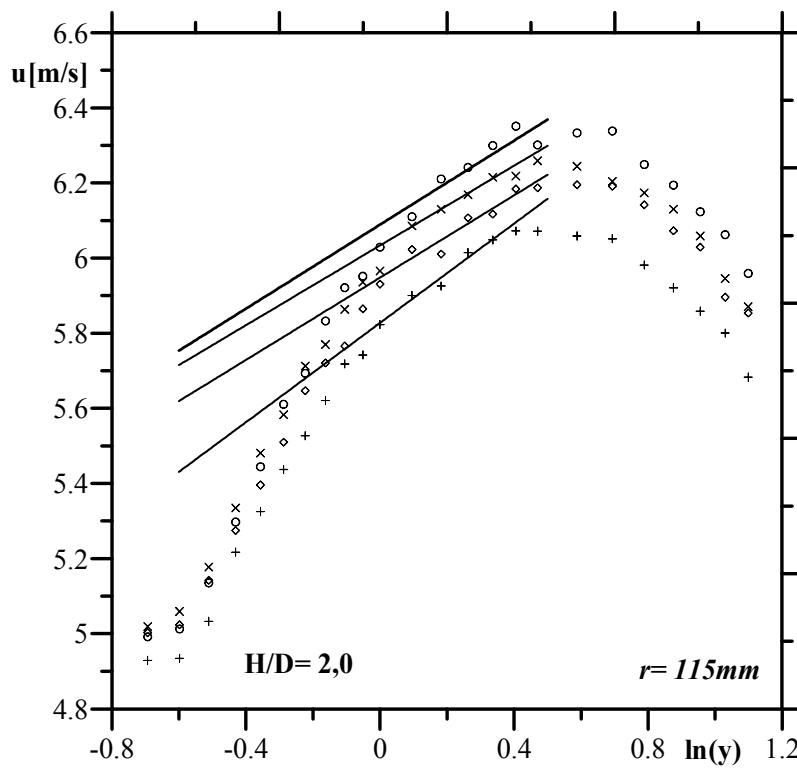


Figura 5.17: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

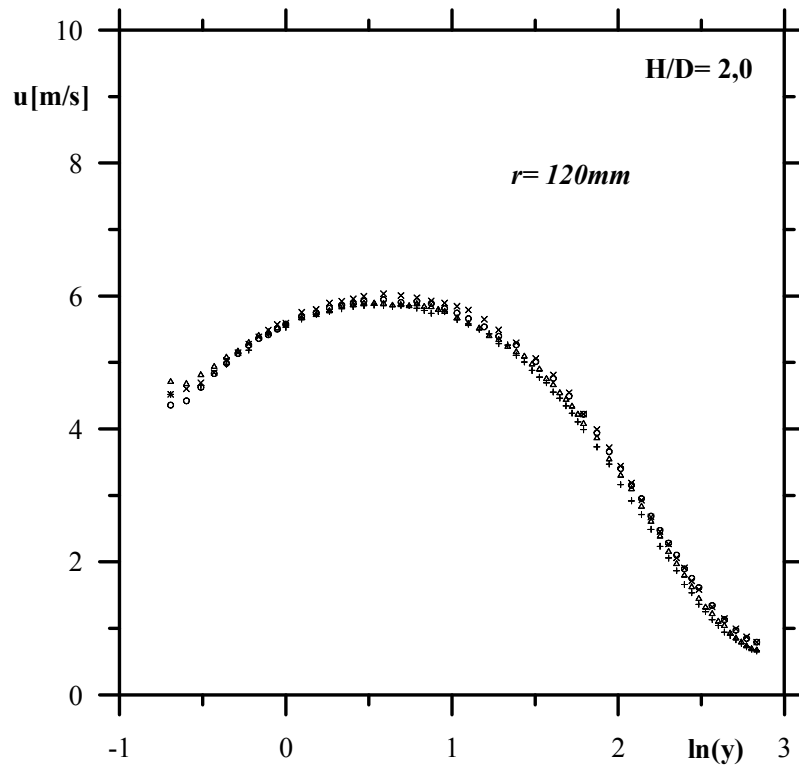


Figura 5.18: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=120\text{mm}$ .

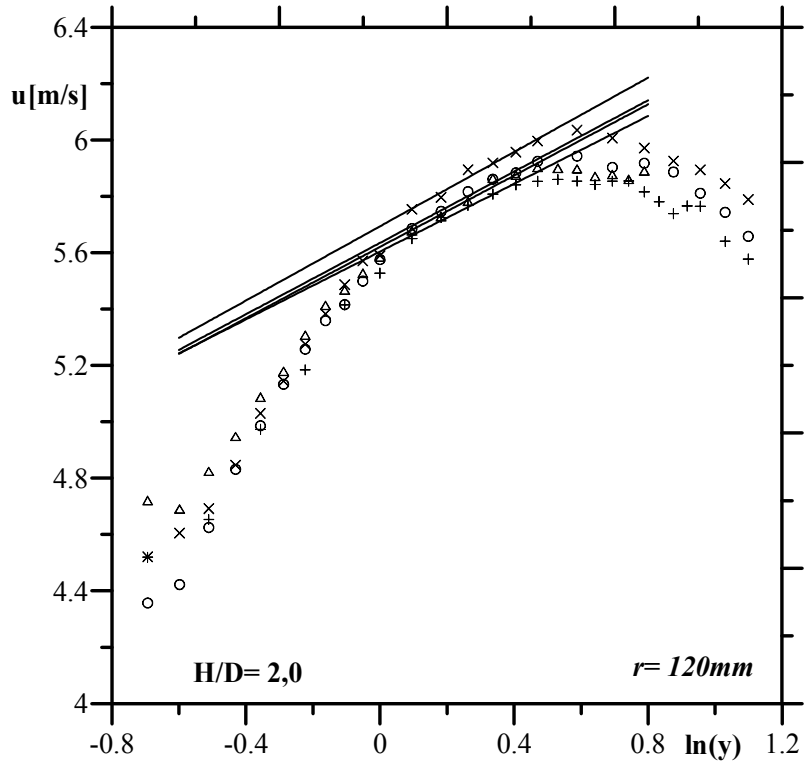


Figura 5.19: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

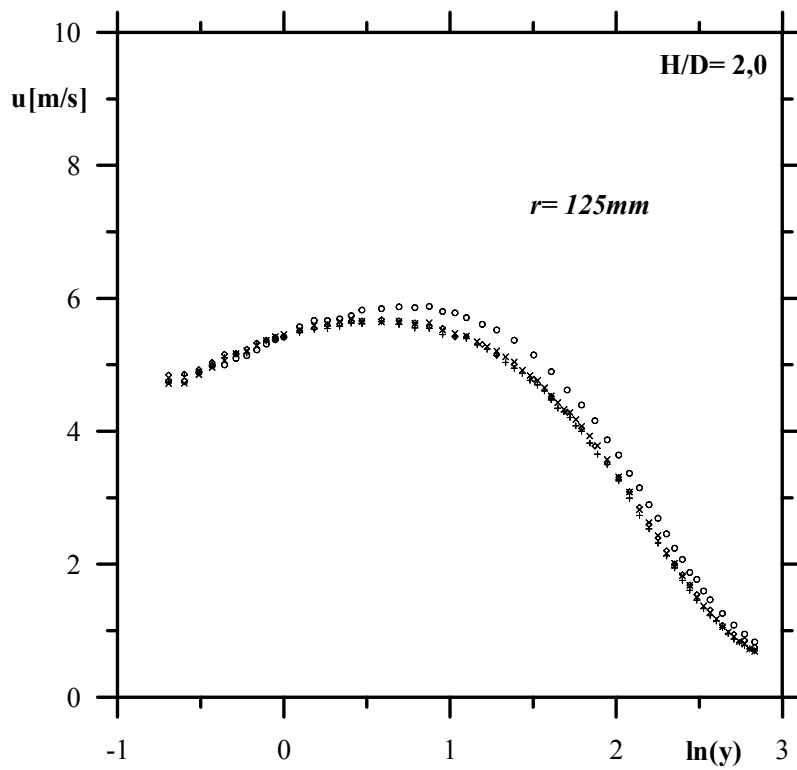


Figura 5.20: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=125\text{mm}$ .

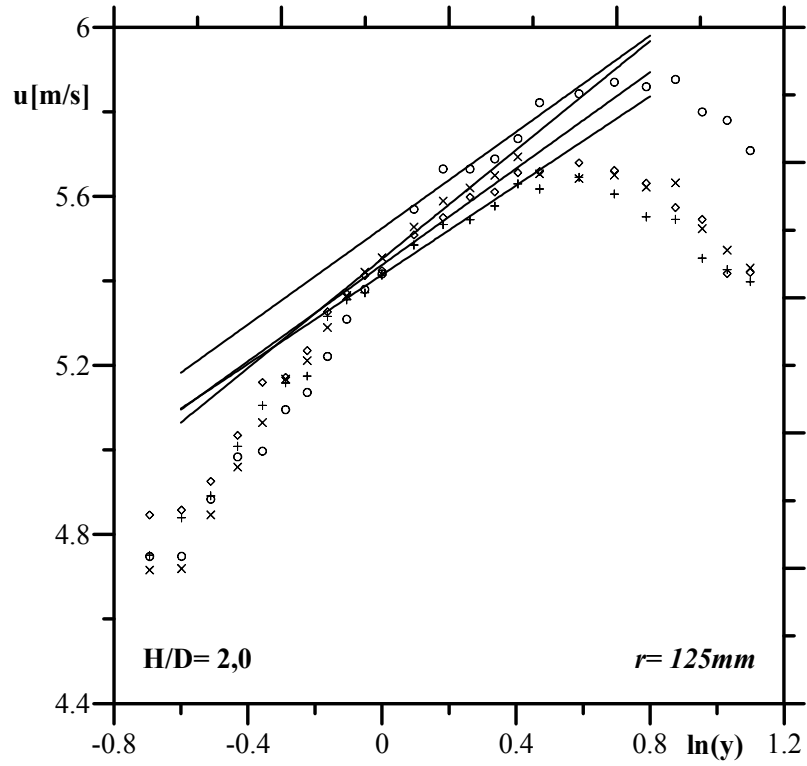


Figura 5.21: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

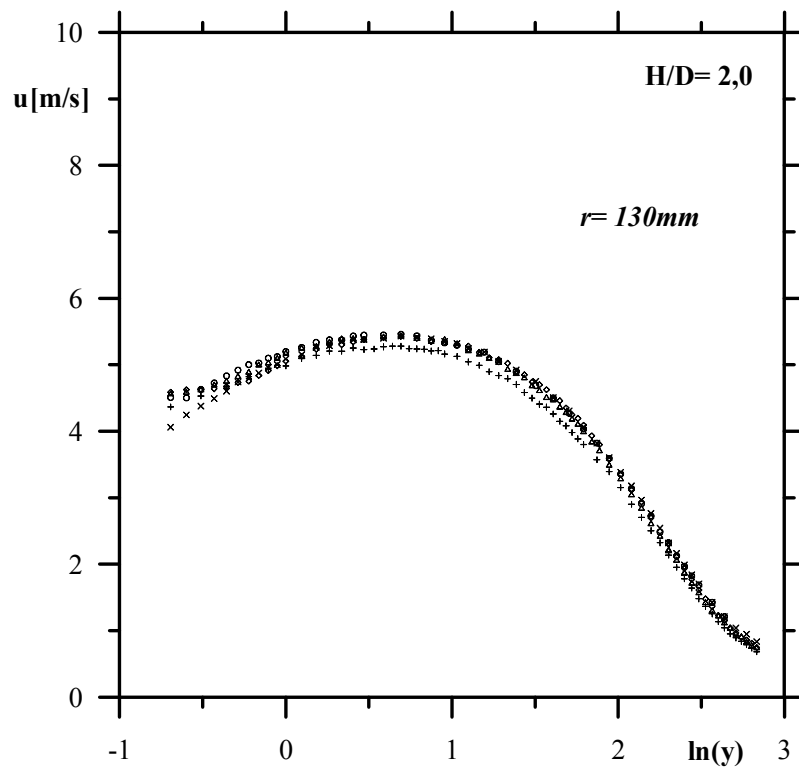


Figura 5.22: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=130\text{mm}$ .

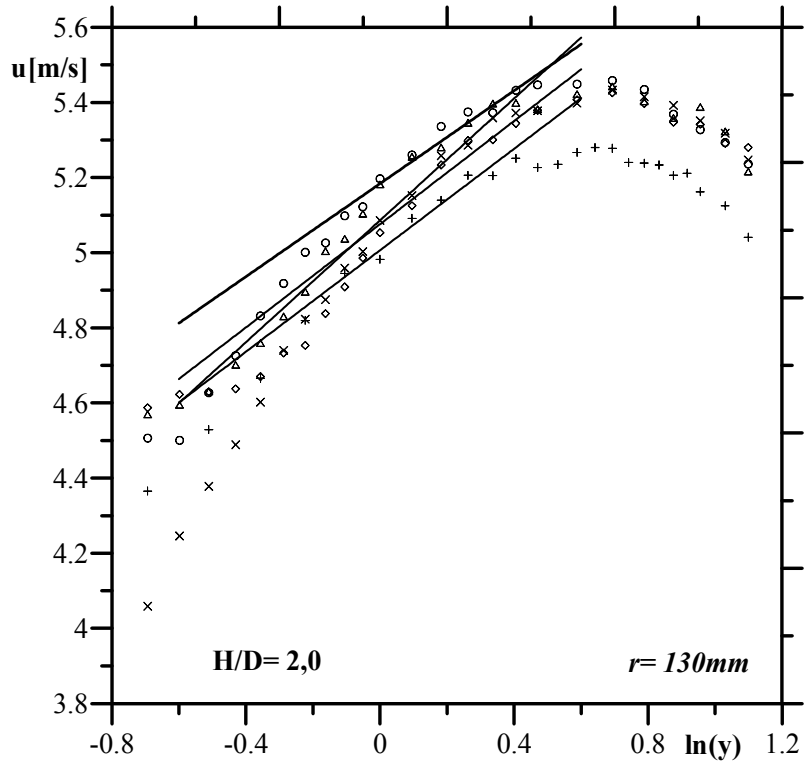


Figura 5.23: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

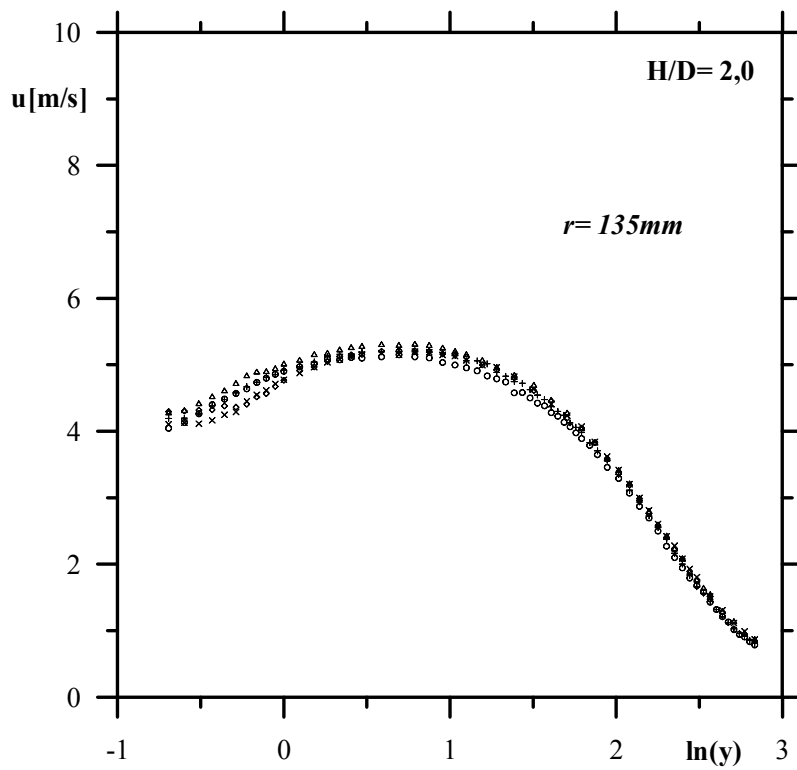


Figura 5.24: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=135\text{mm}$ .



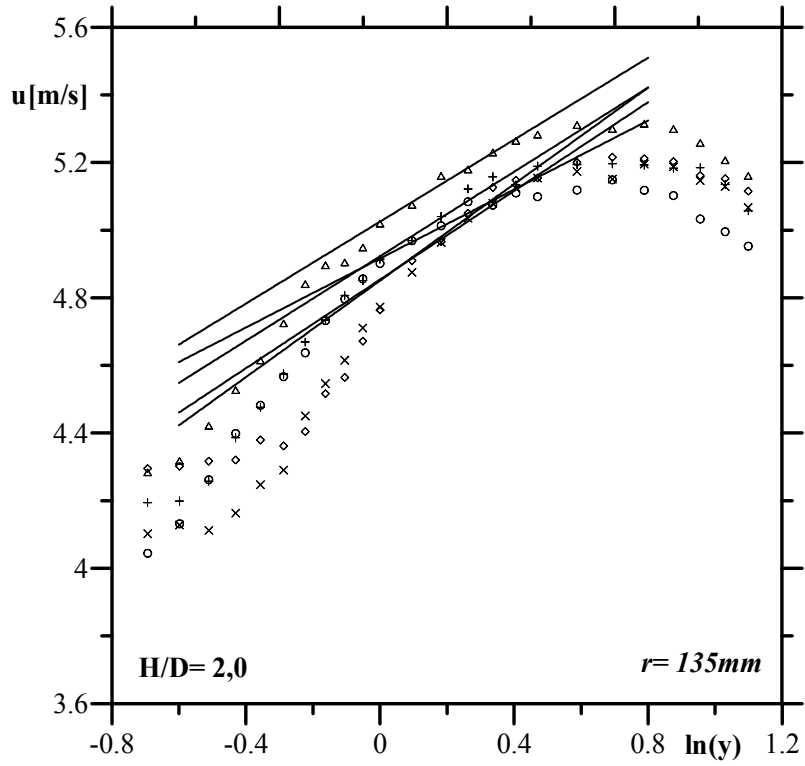


Figura 5.25: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

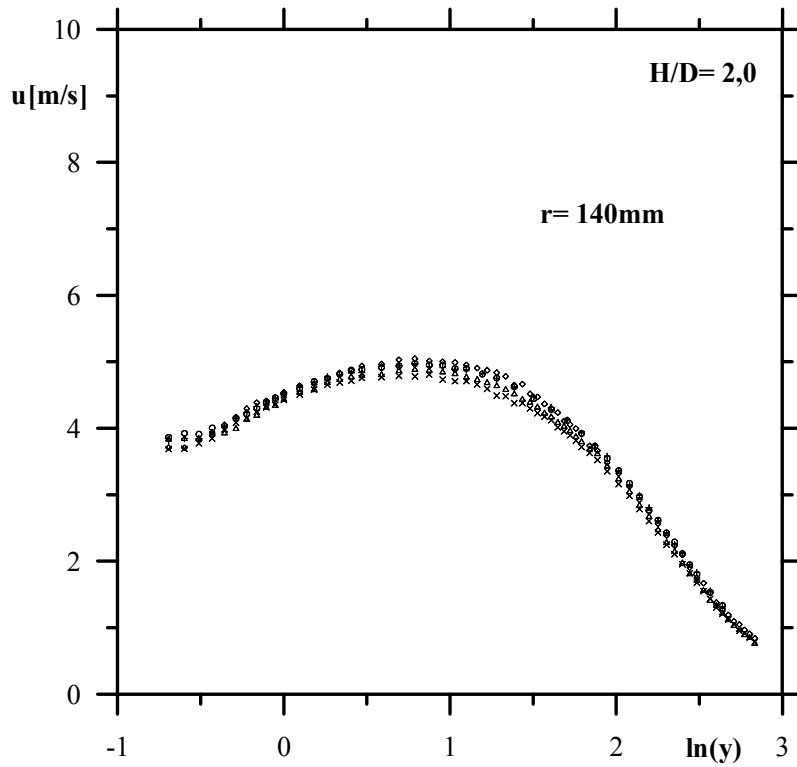


Figura 5.26: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=140mm$ .

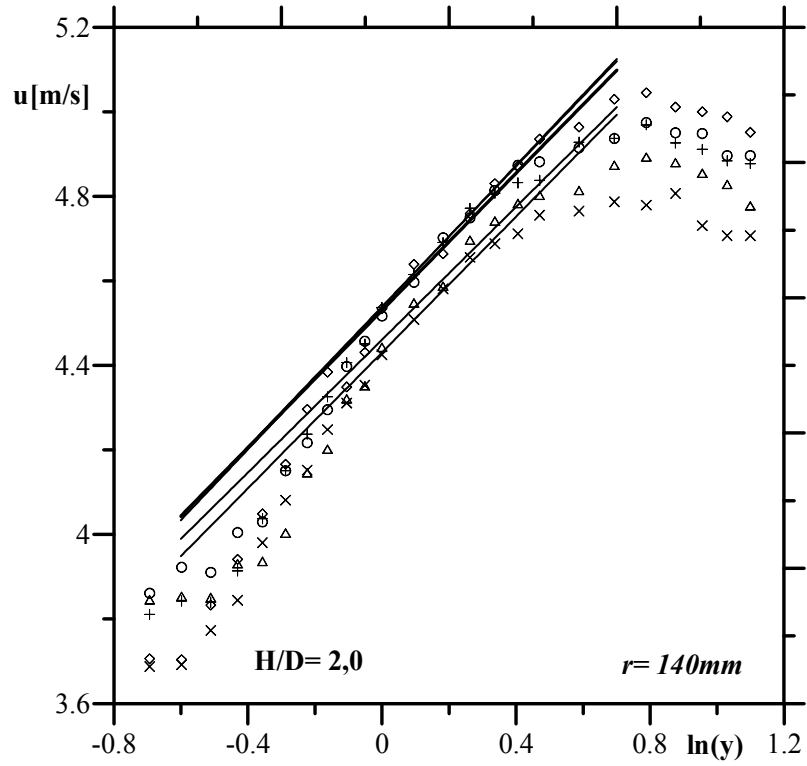


Figura 5.27: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

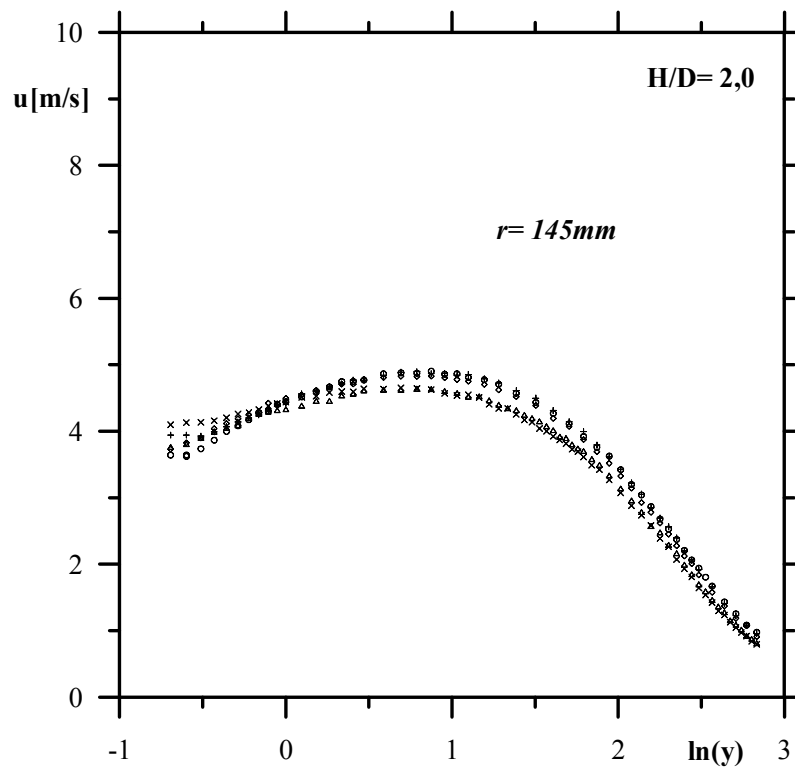


Figura 5.28: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=145mm$ .

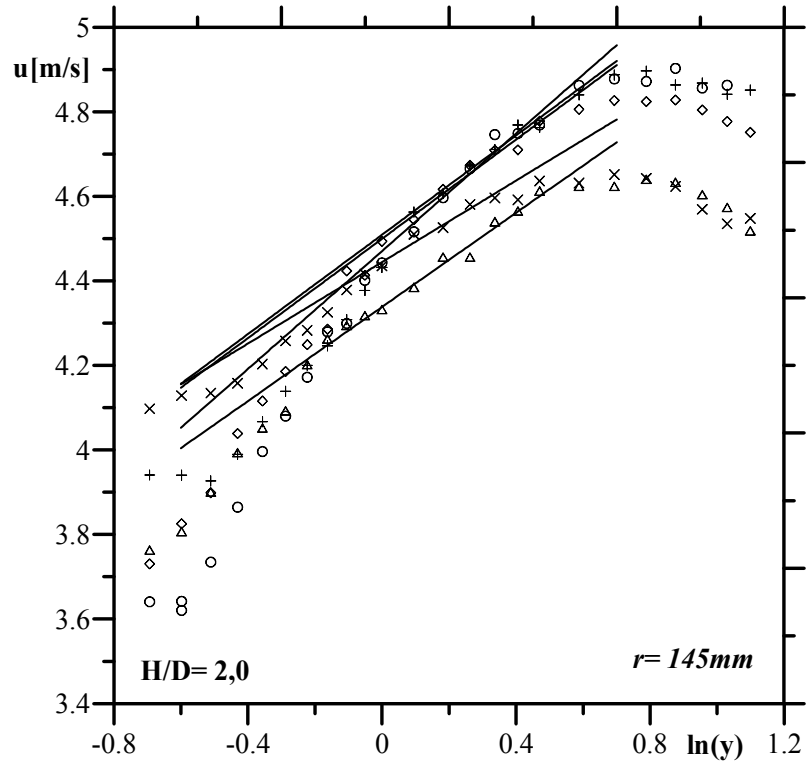


Figura 5.29: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

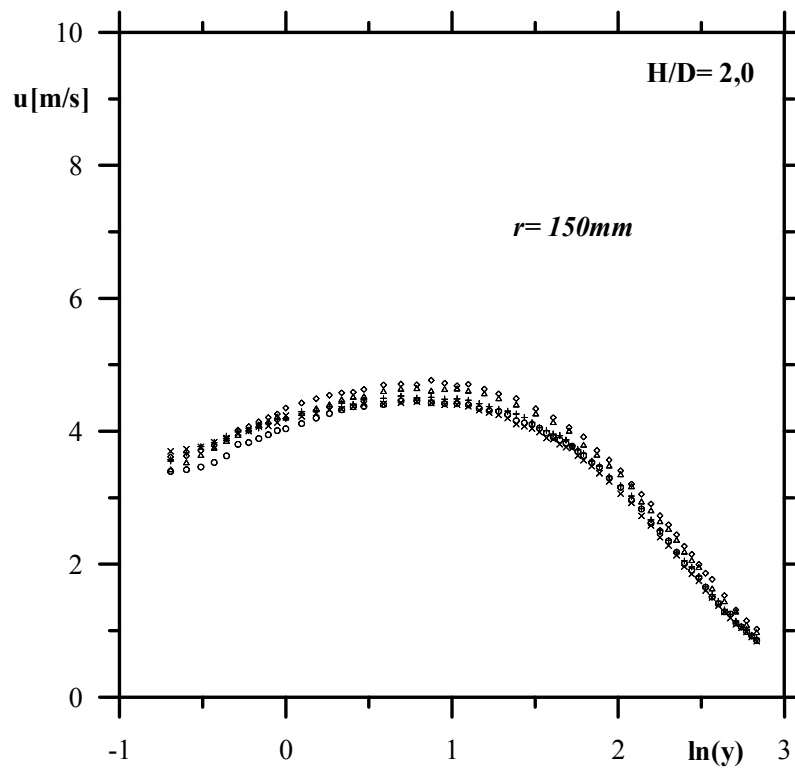


Figura 5.30: Perfis de velocidade em coordenadas internas;  $r=150\text{mm}$ .

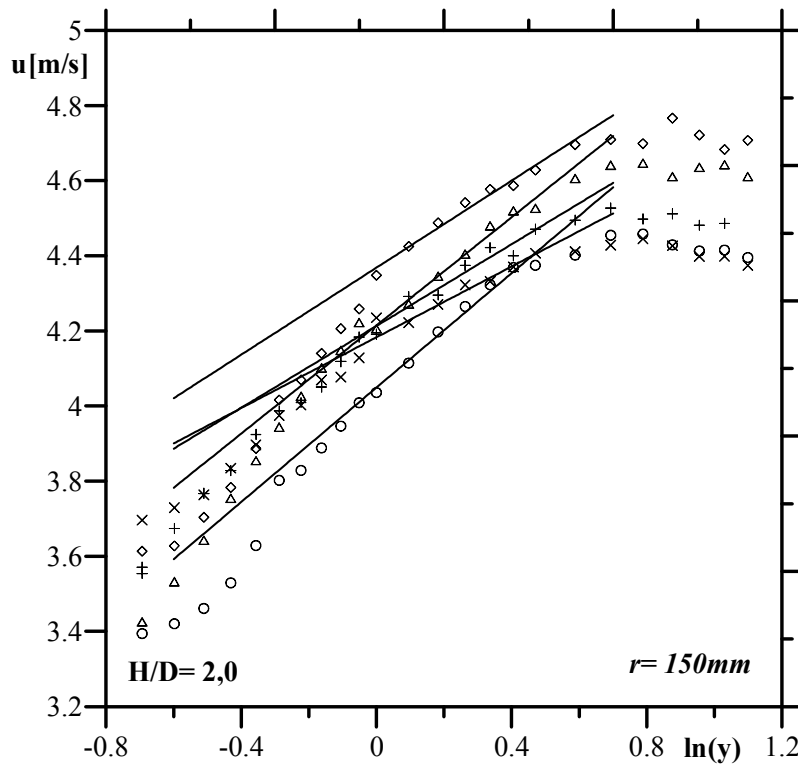


Figura 5.31: Método gráfico para a obtenção da velocidade de atrito.

Em média foram medidos cinco perfis de velocidade para cada posição  $r$ . As medidas foram realizadas em dias diferentes tomando-se o cuidado em reproduzir as mesmas condições de trabalho, podendo ser claramente observado através do gráficos das Figuras 5.2 a 5.31, que o evento possui repetibilidade.

No método aqui apresentado, foi adotada a utilização de todos os perfis de velocidade assim como todos os valores dos resultados obtidos de suas análises. Ou seja, foi decidido não utilizar, em uma determinada posição  $r$ , uma única equação da reta a qual indicasse uma média ou um valor médio para a velocidade de atrito. Assim sendo, o procedimento incluiu a determinação da inclinação de cada perfil obtido em cada uma das posições, objetivando sem nenhum conceito pré-adotado, observar o comportamento dos valores obtidos. No procedimento, um total de 73 perfis foram analisados.

Um aspecto importante a ser ressaltado, é quanto a identificação da região logarítmica nos perfis de velocidade na região de jato de parede produzidos por jatos axissimétricos. Para esta identificação, foi de fundamental importância na análise, os trabalhos de Hammomd (1982), Wagnanski et al (1992) e Özdemir et al(1992).

Pelo procedimento desta primeira etapa, os valores da velocidade de atrito encontrado para cada perfil de velocidade, na relação de  $H/D=2,0$ , e para as várias posições radiais são apresentados nas Tabelas 5.1 e 5.2.

Tendo obtido a velocidade de atrito, podemos a seguir determinar o parâmetro  $A$  da lei da parede. O procedimento consiste em utilizar a mesma equação da reta que caracteriza a inclinação do perfil de velocidade média, o coeficiente linear desta reta nos fornecerá diretamente o valor de  $A$ . Através da reorganização dos termos da expressão da lei de parede, temos que,

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \ln \left( y \frac{u_\tau}{\nu} \right) + A. \quad (5.2)$$

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \left[ \ln y + \ln \frac{u_\tau}{\nu} \right] + A. \quad (5.3)$$

$$u = u_\tau \frac{1}{\varkappa} \left[ \ln y + \ln \frac{u_\tau}{\nu} \right] + u_\tau A. \quad (5.4)$$

$$u = \frac{u_\tau}{\varkappa} \ln y + u_\tau \ln \frac{u_\tau}{\nu} + u_\tau A. \quad (5.5)$$

onde o termo

$$\frac{u_\tau}{\varkappa} \quad (5.6)$$

é o coeficiente angular da reta e os dois últimos termos

$$A' = u_\tau \ln \frac{u_\tau}{\nu} + u_\tau A \quad (5.7)$$

o coeficiente linear.

Deste modo, substituindo  $A'$  e  $u_\tau$  pelos valores encontrados no método gráfico, o parâmetro  $A$  pode ser determinado. Os resultados observados em alguns gráficos, indicam que, a região logarítmica de cada perfil se estende da parede até o ponto de velocidade máxima. Os valores do parâmetro  $A$  são apresentados nas Tabelas 5.10 e 5.11.

Como mencionado anteriormente, a análise dos perfis de velocidade é realizada tomando-se com referência a velocidade máxima,  $U_M$ , como parâmetro de

Tabela 5.1: Velocidade de atrito para a relação de H/D= 2,0.

<b>Posição r [mm]</b>	<b>Velocidade de atrito <math>u_\tau</math> [m/s]</b>
105	0,2834
105	0,2016
105	0,2203
105	0,2774
105	0,2488
110	0,4197
110	0,3246
110	0,3824
110	0,4014
110	0,3604
115	0,2710
115	0,2175
115	0,2292
115	0,2245
120	0,2467
120	0,2593
120	0,2594
120	0,2702
125	0,2164
125	0,2643
125	0,2334
125	0,2337
130	0,2767
130	0,2536
130	0,2815
130	0,3323
130	0,2799

Tabela 5.2: Velocidade de atrito para a relação de H/D= 2,0.

<b>Posição r [mm]</b>	<b>Velocidade de atrito <math>u_\tau</math> [m/s]</b>
135	0,2559
135	0,2092
135	0,2484
135	0,2687
135	0,2925
140	0,3441
140	0,3221
140	0,3294
140	0,3327
140	0,3403
145	0,1976
145	0,2283
145	0,2855
145	0,2407
145	0,2408
150	0,2231
150	0,1931
150	0,3122
150	0,2375
150	0,2952

Tabela 5.3: Valores de  $A$  para a relação de  $H/D= 2,0$ .

<b>Posição r[mm]</b>	<b>Parâmetro A</b>
105	-0,0191
105	9,7068
105	7,1861
105	0,1644
105	3,7677
110	-10,0927
110	-4,9948
110	-8,5570
110	-8,9439
110	-6,8518
115	-2,3875
115	4,3857
115	2,6959
115	3,0624
120	-0,9465
120	-2,1072
120	-2,0621
120	-2,8113
125	1,6779
125	-3,2028
125	0,1431
125	-0,2619
130	-5,8482
130	-3,2882
130	-5,9520
130	-9,0825
130	-5,4587



Tabela 5.4: Valores de  $A$  para a relação de  $H/D= 2,0$ .

<b>Posição r[mm]</b>	<b>Parâmetro A</b>
135	-4,5139
135	0,2400
135	-3,4481
135	-5,8072
135	-7,4923
140	-11,2868
140	-10,4629
140	-10,9159
140	-10,7746
140	-11,1081
145	-0,6285
145	-4,4700
145	-8,3601
145	-4,9082
145	-4,8771
150	-4,5325
150	-1,4019
150	-11,2659
150	-5,1032
150	-9,8225

escala para o escoamento bem próximo à parede, em cada posição radial medida. Pela metodologia adotada baseada no trabalho de Özdemir e Whitelaw (1992), o parâmetro  $A$  pode ser associado a uma função desvio da velocidade local adimensional,  $U_M/u_\tau$ , dada por:

$$A = g\left(\frac{U_M}{u_\tau}\right). \quad (5.8)$$

onde a forma funcional de  $g$  é determinada pela expressão obtida da construção do gráfico com os valores do parâmetro  $A$  em função de  $U_M/u_\tau$ . A função desvio encontrada para a relação de  $H/D=2,0$  é mostrada na Figura 5.32. A relação linear determinada é apresentada na Tabela 5.5.

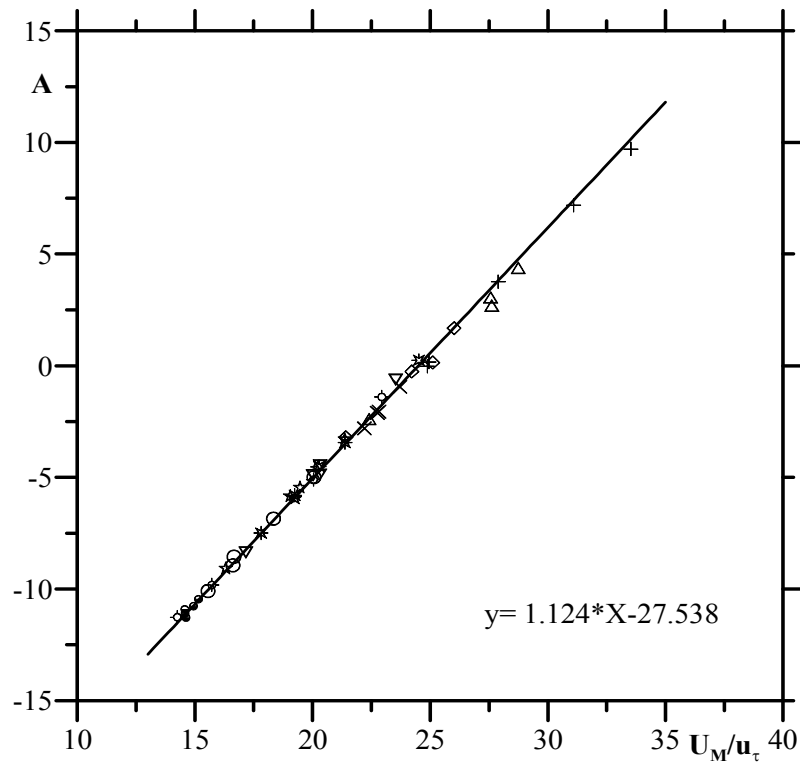


Figura 5.32: Função desvio para a relação  $H/D=2,0$ .

Tabela 5.5: Relação funcional de  $A$  com  $U_M/u_\tau$  para a relação de  $H/D=2,0$ .

Relação $H/D$	Relação funcional de $A$
2,0	$A = 1,124 (U_M/u_\tau) - 27,538$

Com o comportamento de  $A$  tendo sido determinado, podemos agora estabelecer relações de similaridade para os perfis de velocidade média. Para isso, basta plotarmos a lei da parede no novo sistema de coordenadas similares fornecido por

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} - A = \frac{1}{\kappa} \ln y^+. \quad (5.9)$$

Com isto, os perfis da Figura 5.33 colapsam na região interna a uma única curva.

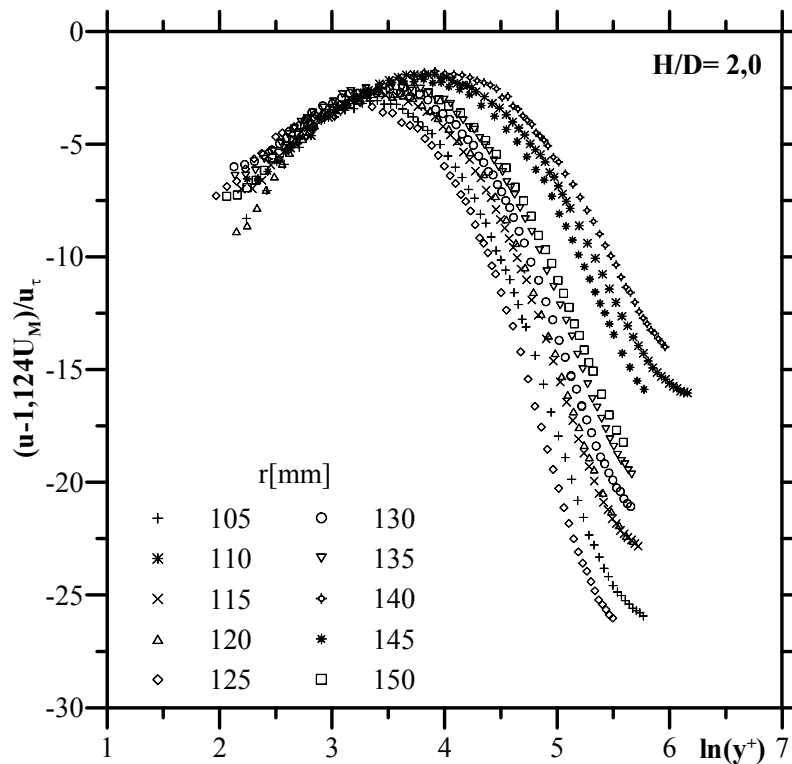


Figura 5.33: Perfis de velocidade na forma mono-logarítmica similar para a relação  $H/D=2,0$ .

A partir das Figuras 5.2 a 5.31 começamos a perceber que o comportamento do jato de parede não possui um comportamento funcional simples com a relação  $H/D$ . Embora correlações lineares simples pudessem ter sido estabelecidas para cada valor de  $H/D$ , verificamos não ser possível estabelecer uma relação única que incorpore as mudanças simultâneas em  $H/D$  e em  $r/D$ . Lembramos que as mudanças em  $r/D$  são avaliadas indiretamente pelas mudanças em  $U_M$ .

Em termos práticos, vê-se a necessidade de especificar o decaimento da ve-

locidade máxima  $U_M$ . A evolução do escoamento ao afastar-se da descarga do jato, na região de jato de parede, é investigada pelo comportamento obtido por  $U_M/U_c$  versus  $r/D$ , onde  $U_c$  é um parâmetro de escala dado por,

$$U_c = \frac{U_j D}{H} \quad (5.10)$$

O gráfico apresentado na Figura 5.34 mostra a variação da velocidade máxima  $U_M$ , com a distância  $r$ , em termos dos parâmetros geométricos. A partir da análise gráfica é visto que o decaimento da velocidade máxima apresenta um comportamento caracterizado por uma lei de potência, dado por,

$$\frac{U_M}{U_c} = 3,028 \left( \frac{r}{D} \right)^{-1,107} \quad (5.11)$$

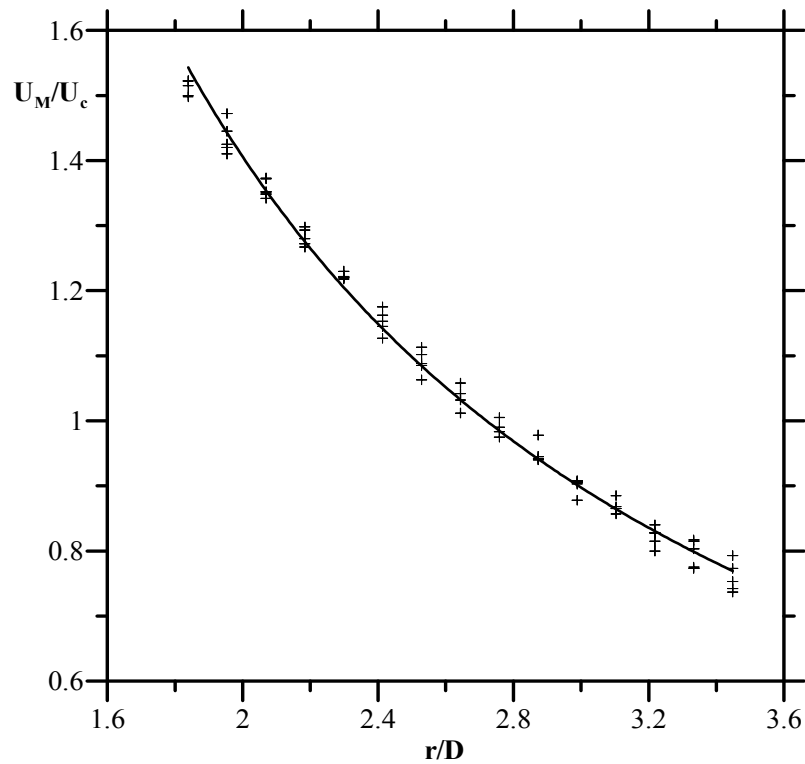


Figura 5.34: Variação da velocidade máxima com a distância.

Finalizando o procedimento, com os valores da velocidade de atrito encontrados, são apresentados nas Tabelas 5.6 e 5.7 a distribuição do coeficiente de atrito local. Para o escoamento na região de jato de parede o coeficiente de atrito é dado por,

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_M^2} \quad (5.12)$$

Tabela 5.6: Coeficiente de atrito local para a relação de  $H/D= 2,0$ .

<b>Posição r [mm]</b>	<b>Coeficiente de atrito <math>c_f</math></b>
105	0,0032
105	0,0021
105	0,0032
105	0,0026
105	0,0018
110	0,0083
110	0,0072
110	0,0072
110	0,0059
110	0,0050
115	0,0040
115	0,0024
115	0,0026
115	0,0026
120	0,0038
120	0,0036
120	0,0041
120	0,0039
125	0,0030
125	0,0044
125	0,0034
125	0,0032
130	0,0044
130	0,0054
130	0,0055
130	0,0075
130	0,0053

Tabela 5.7: Coeficiente de atrito local para a relação de  $H/D= 2,0$ .

<b>Posição r [mm]</b>	<b>Coeficiente de atrito <math>c_f</math></b>
135	0,0049
135	0,0033
135	0,0044
135	0,0054
135	0,0063
140	0,0094
140	0,0087
140	0,0094
140	0,0090
140	0,0094
145	0,0036
145	0,0048
145	0,0068
145	0,0050
145	0,0048
150	0,0049
150	0,0038
150	0,0098
150	0,0050
150	0,0081

A análise dos perfis de temperatura segue, de modo geral, o mesmo padrão da análise estabelecida para os perfis de velocidade. Por esta razão, ela padece das mesmas dificuldades. Em síntese, o que fazemos é buscar correlações do tipo “lei de parede” para o perfil de temperatura quando desenhado em gráficos monologarítmicos.

Tomamos, portanto, como base da análise a expressão

$$\frac{T_w - T}{t_\tau} = \frac{1}{\kappa_t} \ln \left( \frac{u_\tau y}{\nu} \right) + B. \quad (5.13)$$

onde  $t_\tau$  denota a temperatura de atrito,  $T_w$  a temperatura na parede,  $T$  a temperatura média,  $\kappa_t$  a constante de von Kármán para o perfil de temperatura,  $\nu$  a viscosidade cinemática do fluido, e  $B$  um parâmetro da lei de parede.

A análise completa dos perfis de temperatura é ilustrada pelas Figuras 5.35 a 5.44 e pelas Tabelas 5.8 a 5.11.

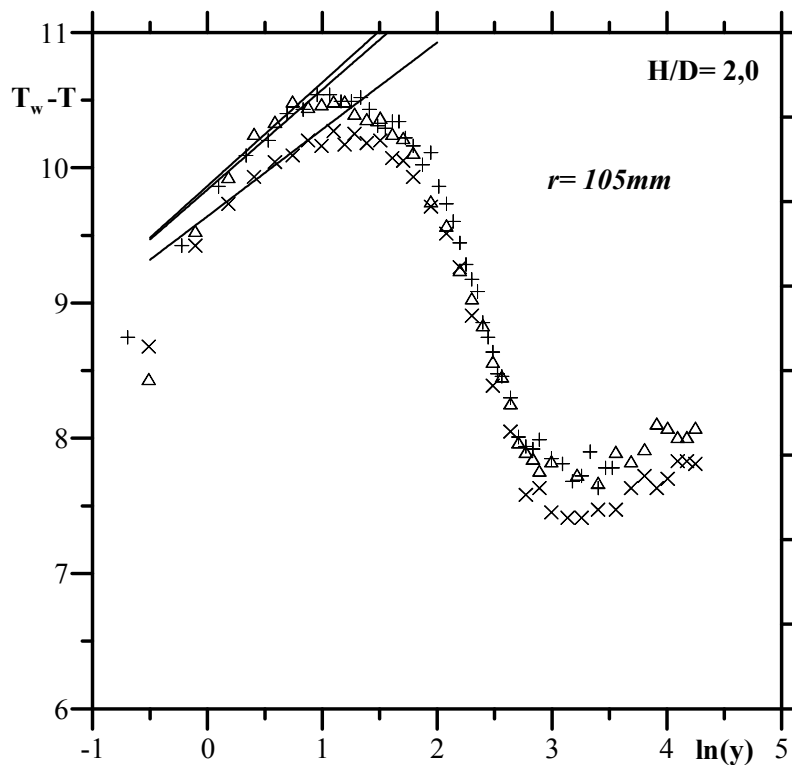


Figura 5.35: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 105\text{mm}$ .

Após o processamento dos perfis de temperatura, é visto que, apesar de uma pequena dispersão nos resultados devido ao número de perfis obtidos e às dificuldades



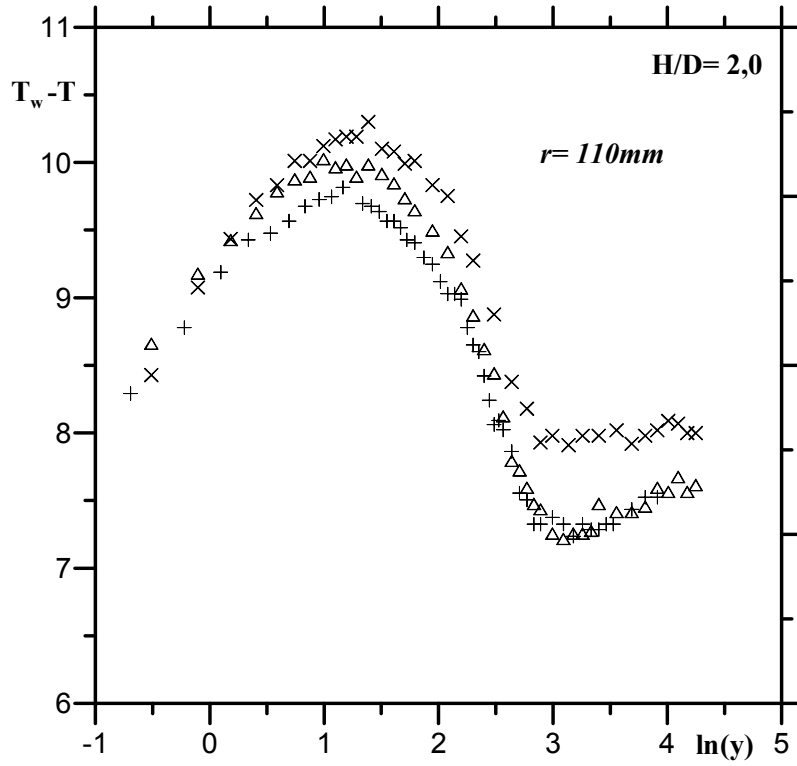


Figura 5.36: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 110\text{mm}$ .

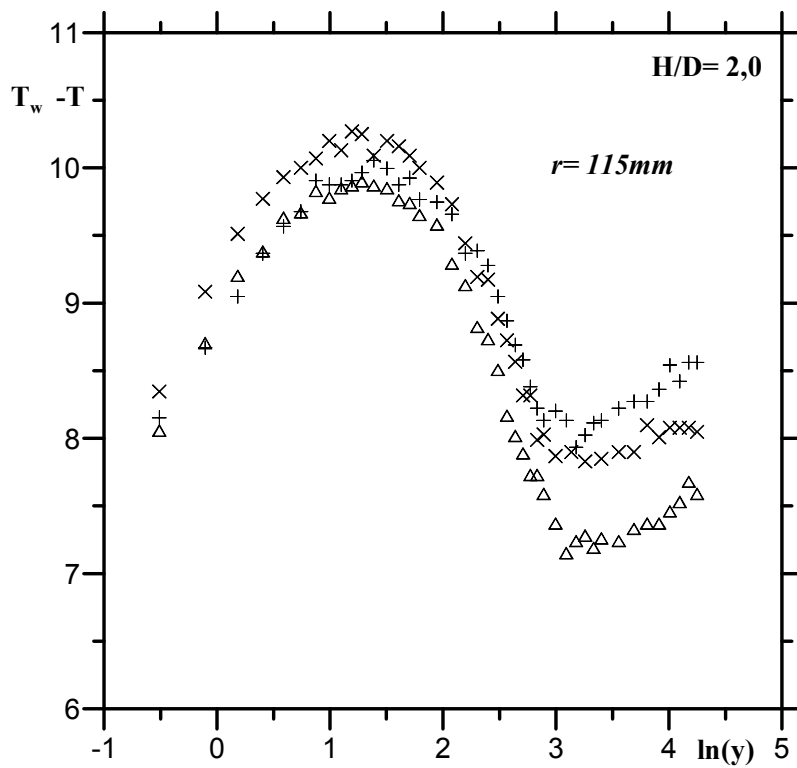


Figura 5.37: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 115\text{mm}$ .

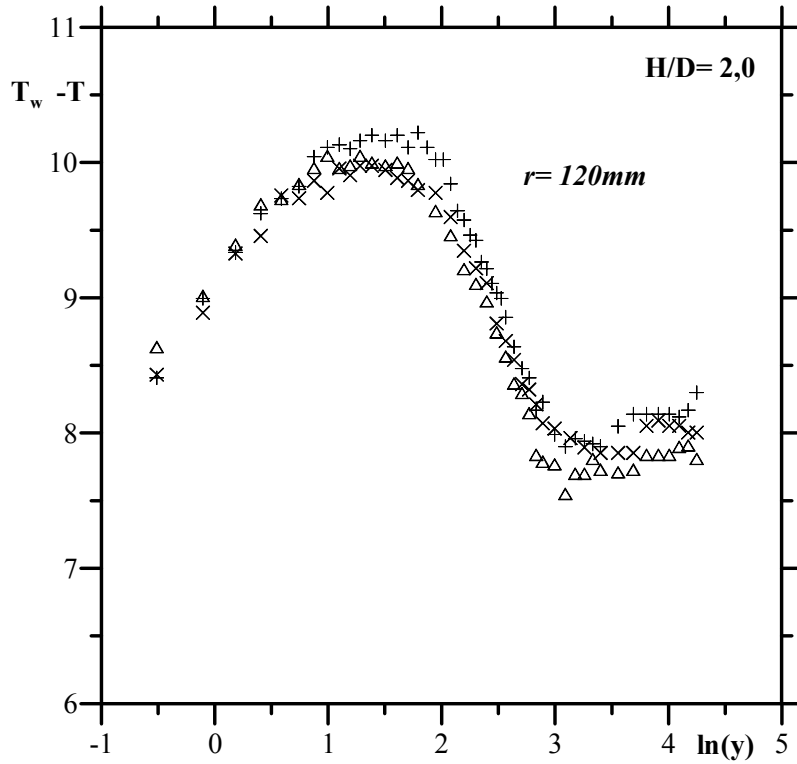


Figura 5.38: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 120mm$ .

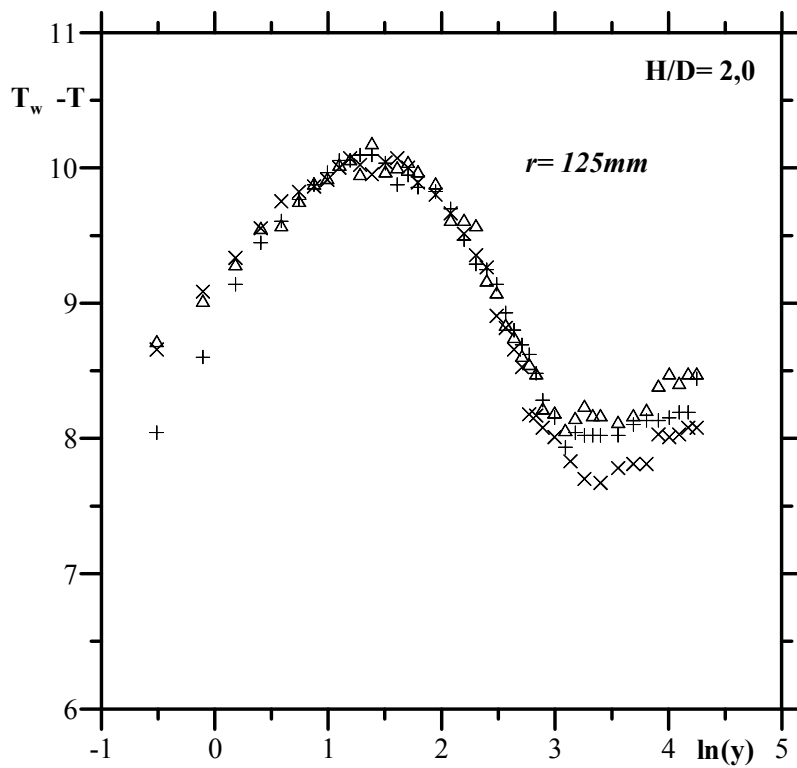


Figura 5.39: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 125mm$ .

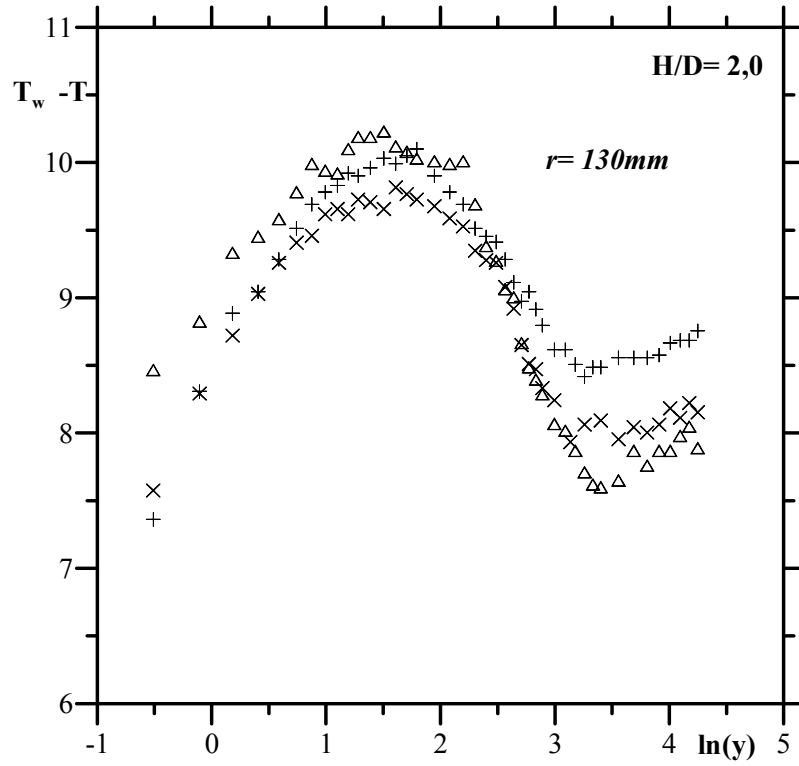


Figura 5.40: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 130\text{mm}$ .

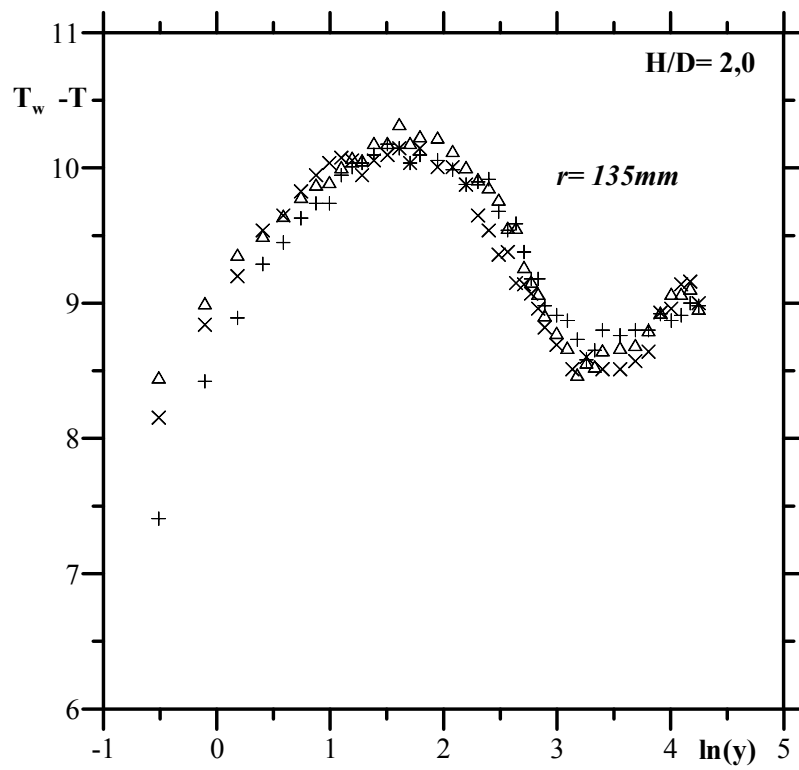


Figura 5.41: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 135\text{mm}$ .

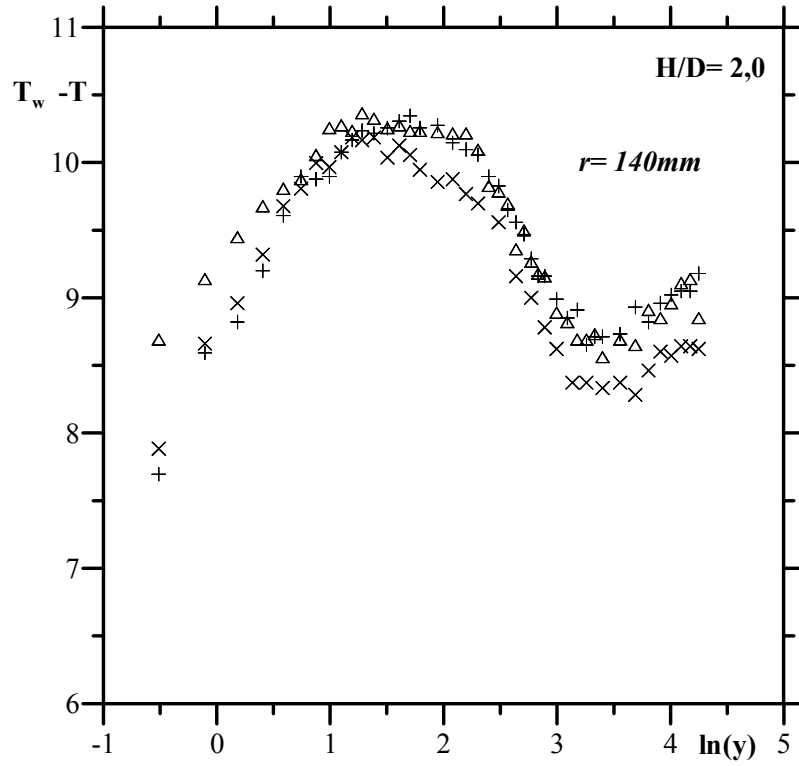


Figura 5.42: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 140\text{mm}$ .

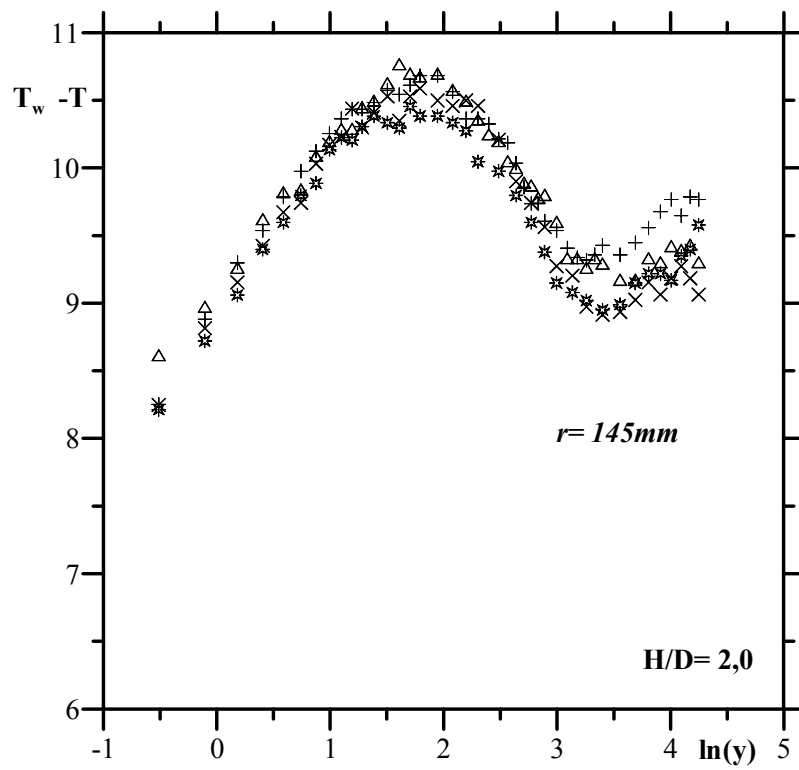


Figura 5.43: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r = 145\text{mm}$ .

Tabela 5.8: Temperatura de atrito para a relação de  $H/D= 2,0$ .

<b>Posição r[mm]</b>	<b>Temperatura de atrito <math>t_\tau</math></b>
105	0,3251
105	0,3367
105	0,2826
110	0,2671
110	0,2738
110	0,2953
115	0,4113
115	0,3421
115	0,3491
120	0,3821
120	0,3315
120	0,3491
125	0,3575
125	0,3124
125	0,2986
130	0,4791
130	0,3428
130	0,3435
135	0,3937
135	0,3113
135	0,3649
140	0,4759
140	0,4078
140	0,4541

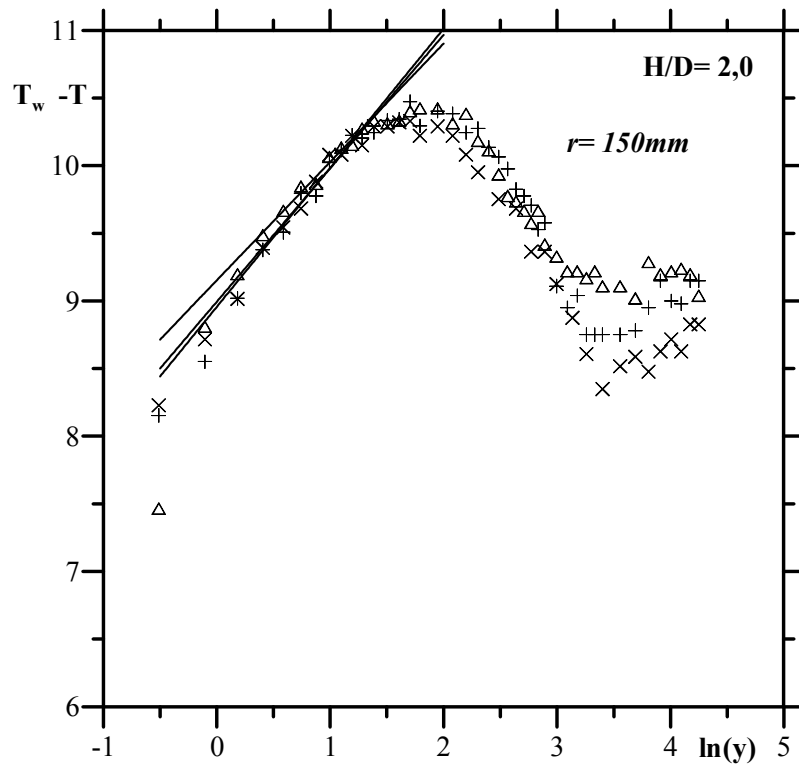


Figura 5.44: Método gráfico para a obtenção de  $t_\tau$  em  $r=150\text{mm}$ .

Tabela 5.9: Temperatura de atrito para a relação de  $H/D=2,0$ .

Posição $r[\text{mm}]$	Temperatura de atrito $t_\tau$
145	0,4675
145	0,4075
145	0,4979
145	0,4694
150	0,4524
150	0,3852
150	0,4351

Tabela 5.10: Valores de  $B$  para a relação de  $H/D= 2,0$ .

<b>Posição r[mm]</b>	<b>Parâmetro B</b>
105	8,2202
105	7,2560
105	12,0722
110	11,2389
110	11,2911
110	8,9844
115	-0,0498
115	4,6367
115	5,0209
120	2,0212
120	5,9044
120	4,1535
125	1,5362
125	6,9649
125	3,9049
130	-4,2855
130	4,3696
130	3,1770
135	0,5624
135	7,5307
135	3,0759

Tabela 5.11: Valores de  $B$  para a relação de  $H/D= 2,0$ .

Posição r[mm]	Parâmetro B
140	-4,0206
140	-0,015
140	-2,9201
145	-2,3780
145	0,7129
145	-3,9263
145	-2,8285
150	-2,3022
150	1,6599
150	-1,3803

na reprodução das condições de trabalho, o parâmetro  $B$  possui a tendência a um comportamento linear. O parâmetro de escala utilizado no caso térmico, para o escoamento bem próximo à parede, em cada posição radial medida, foi  $T_w - T_m$ . Pela mesma metodologia adotada para a determinação do parâmetro  $A$ , o parâmetro  $B$  também pode ser associado a uma função desvio da temperatura local adimensional,  $T_w - T_m/t_\tau$ , dada por:

$$B = f\left(\frac{T_w - T_m}{t_\tau}\right). \quad (5.14)$$

A função desvio da temperatura local encontrada para a relação de  $H/D= 2,0$  é mostrada na Figura 5.45. A relação linear determinada é apresentada na Tabela 5.12

Tabela 5.12: Relação funcional de  $B$  com  $T_w-T_m/t_\tau$  para a relação de  $H/D= 2,0$ .

Relação funcional de $B$
$B = 1,031 (T_w-T_m/t_\tau) - 25,869$



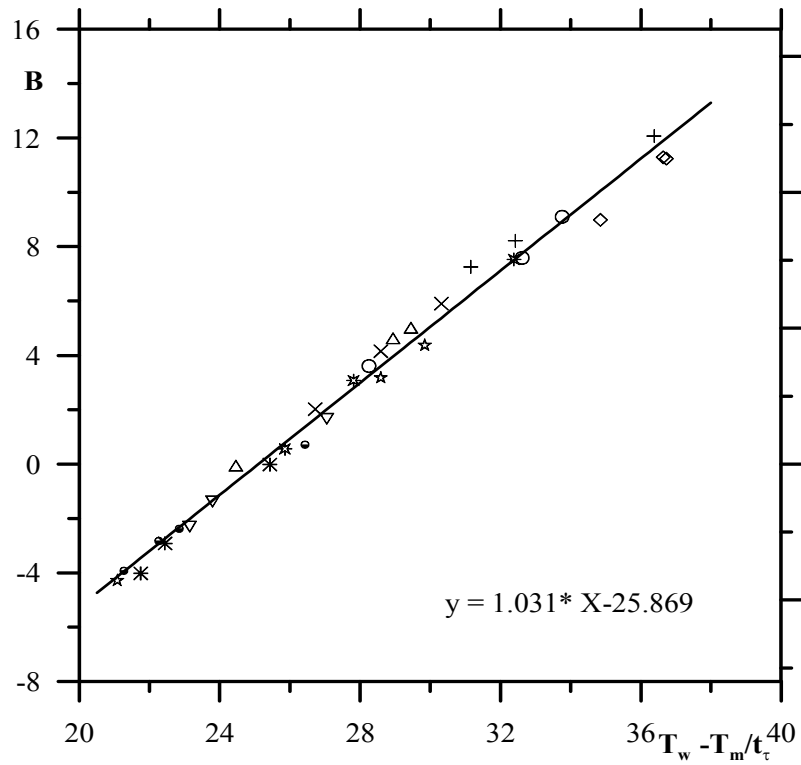


Figura 5.45: Função desvio para a relação  $H/D=2$ .

Com o comportamento de  $B$  tendo sido determinado, podemos agora estabelecer relações de similaridade para os perfis de temperatura média. Para isso, basta plotarmos a lei da parede no novo sistema de coordenadas similares. Com isto, os perfis da Figura 5.46 colapsam na região interna a uma única curva.

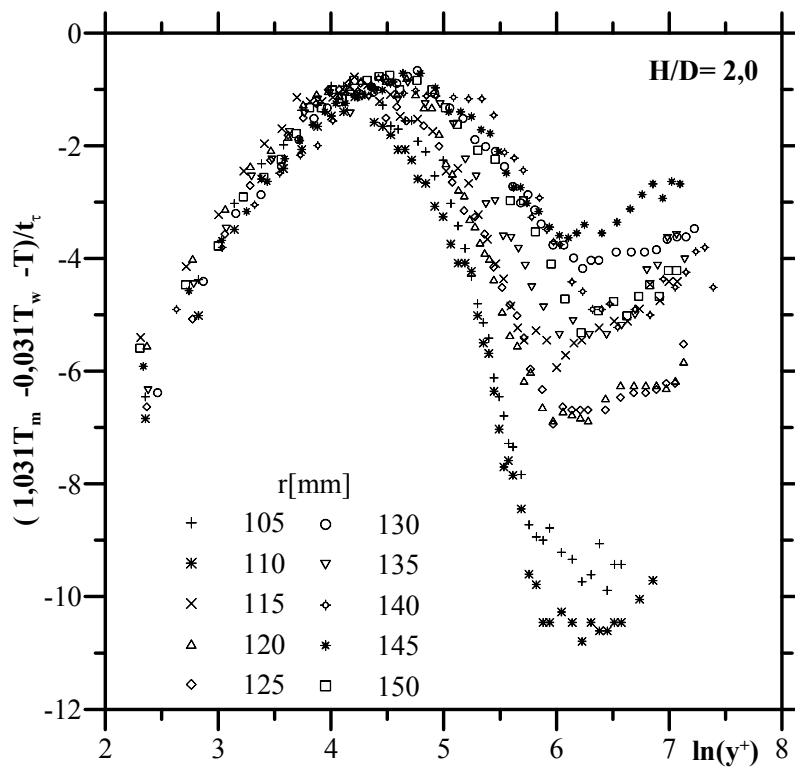


Figura 5.46: Perfis de temperatura na forma mono-logarítmica similar para a relação  $H/D=2$ .

## Capítulo 6

# O coeficiente de transferência de calor via Problema Inverso

Este capítulo será dedicado à implementação de uma ferramenta numérica capaz de promover, com confiança, um estudo do comportamento do coeficiente de transferência de calor que se estabelece quando um jato frio incide sobre uma placa aquecida.

A demanda por este capítulo surgiu naturalmente a partir dos conceitos avançados nos Capítulos 2 e 3, além das dificuldades enunciadas nos Capítulos 3 e 4. Como visto anteriormente, podemos resumir a determinação dos coeficientes de transferência de calor convectivo local como, talvez, o objetivo central no estudo de jatos incidentes. Entretanto, dependendo da técnica de medição usada, esta determinação pode ser difícil de ser realizada. Note que isso ficou patente nos Capítulos 4 e 5, quando o atrito e o coeficiente de calor foram calculados. De fato, essas duas grandezas foram calculadas de modo indireto pelas formulações de lei de parede. Sabemos ainda da dificuldade em se oferecer um modo alternativo para a medição de tais grandezas.

Portanto, o objetivo do presente Capítulo será oferecer um procedimento alternativo para a estimativa dos parâmetros de transferência de calor sobre a placa aquecida. Em particular, isso será feito pela utilização da Técnica do Problema Inverso para estimar a variação dos coeficientes de transferência de calor com relação às suas variações espaciais e temporais.

Aqui, em consonância com os capítulos anteriores, resolveremos o problema inverso de condução de calor para estimar a variação do coeficiente de transferência de calor no tempo e no espaço, de um jato de ar turbulento circular incidindo ortogonalmente sobre uma placa plana aquecida. O coeficiente de transferência de calor será determinado a partir de dados simulados de temperatura na superfície inferior da placa.

Para alcançar o objetivo mencionado, um problema inverso será resolvido, no qual um funcional de resíduos quadrados será minimizado através do método do gradiente conjugado (Colaço, 1999). O método do gradiente conjugado, é uma técnica de minimização típica, a qual pode ser aplicada à estimativa de uma função juntamente com um critério de parada adequado para obter soluções estáveis para o problema inverso. No procedimento, um problema de sensibilidade será solucionado para determinar o passo de procura na direção descendente, enquanto um problema adjunto será resolvido para determinar o gradiente do funcional. A princípio, nenhuma informação será utilizada para a especificação da forma funcional da variação do coeficiente de transferência de calor com o tempo. Nas seções seguintes são apresentadas as formulações matemáticas utilizadas para os problemas direto e inverso.

## 6.1 Formulação do problema direto

Na formulação matemática do problema direto consideramos a condução de calor transiente em uma placa circular, submetida a um fluxo de calor constante em sua superfície inferior, e, a um resfriamento convectivo de um jato de ar turbulento circular incidindo em sua parte superior, como mostra a Figura 6.1.

Para o problema, utilizamos a equação de condução de calor bidimensional para um meio homogêneo com propriedades constantes em coordenadas cilíndricas, a qual pode ser escrita como

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right], \quad \text{em } 0 < r < R, \quad \text{para } t > 0, \quad (6.1)$$

com as seguintes condições de contorno

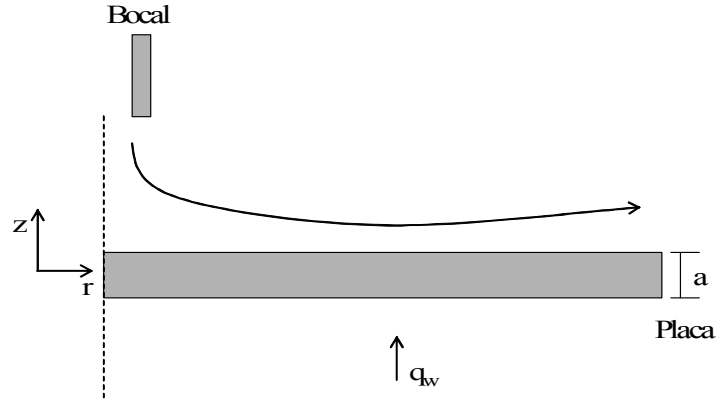


Figura 6.1: Esquema do problema físico estudado.

$$\begin{aligned}
 (\partial T / \partial r) &= 0, \quad \text{em } r = 0, \quad 0 < z < a, \quad t > 0, \\
 (\partial T / \partial r) &= 0, \quad \text{em } r = R, \quad 0 < z < a, \quad t > 0, \\
 -k(\partial T / \partial z) &= q_w, \quad \text{em } z = 0, \quad 0 < r < R, \quad t > 0, \\
 -k(\partial T / \partial z) &= h(r, t)(T - T_\infty), \quad \text{em } z = a, \quad 0 < r < R, \quad t > 0
 \end{aligned}$$

e a condição inicial

$$T(r, z, 0) = T_0(r, z), \quad \text{em } 0 < r < R, \quad 0 < z < a, \quad t = 0,$$

onde  $z$  denota a direção normal à placa,  $k$  é a condutividade térmica da placa de alumínio,  $\alpha$  é a difusividade térmica,  $T_\infty$  é a temperatura do escoamento livre do jato de ar incidente,  $a$  é a espessura da placa e  $R$  seu raio.

Quando as propriedades do material e as condições iniciais são conhecidas, a distribuição de temperatura,  $T(r, z, t)$  pode ser determinada. O problema (1) é então chamado de problema direto. Por outro lado, se alguma dessas condições, ou uma combinação delas, é desconhecida, mas temperaturas medidas experimentalmente estão disponíveis em algum lugar no domínio espaço-tempo, uma estimativa dessas quantidades desconhecidas pode ser obtida. Isto é conhecido como o problema inverso de condução de calor.

Antes de prosseguirmos diretamente à formulação matemática do problema inverso, introduzimos uma formulação diferencial baseada no modelo de parâmetros

concentrados, “lumped problem” (Su e Cotta, 2001), para o problema direto. Com isso, nosso problema se reduzirá a um problema de condução de calor transiente unidimensional.

Primeiramente, é introduzida a temperatura média espacial ao longo da direção axial  $z$

$$T_{av}(r, t) = \frac{1}{a} \int_0^a T(r, z, t) dz. \quad (6.2)$$

A seguir, a Eq.6.1 é operada pelo termo  $(1/a) \int_0^a dz$ , para fornecer

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial t} &= \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\alpha}{a} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=a} - \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} \right) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Agora, as condições de contorno para a Eq. 6.1 podem ser usadas para fornecer

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial t} &= \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\alpha}{ak} \left( -h(r, t)(T(r, a, t) - T_\infty) + q_w \right) \end{aligned} \quad (6.4)$$

A Eq. 6.4 é uma formulação diferencial-integral equivalente ao modelo matemático, Eq. 6.1, sem aproximações envolvidas.

Supondo que os gradientes de temperatura sejam suficientemente amenos sobre todo o domínio de solução espacial, a análise do modelo de parâmetros concentrados é baseada na consideração de que, a temperatura no contorno pode ser bem aproximada pela temperatura média,  $T(r, a, t) \cong T_{av}(r, t)$ , a qual leva ao modelo global simples,

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial t} &= \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\alpha}{ak} \left( -h(r, t)(T_{av}(r, t) - T_\infty) + q_w \right) \end{aligned} \quad (6.5)$$

para ser resolvido com a seguinte condição de contorno e condição inicial de

$$\begin{aligned} (\partial T_{av} / \partial r) &= 0, \text{ em } r = 0, t > 0 \\ (\partial T_{av} / \partial r) &= 0, \text{ em } r = R, t > 0 \\ T_{av}(r, 0) &= T_{av0}(r) \end{aligned}$$

em  $0 < r < R$ , para  $t = 0$ .

## 6.2 Formulação do problema inverso

Tendo sido estabelecida a formulação do problema direto apresentaremos a seguir a formulação matemática do problema inverso. O propósito da formulação de problema inverso é estimar a variação do coeficiente de transferência de calor com o tempo e o espaço para um jato de ar turbulento, a partir de medidas de temperatura simuladas numericamente na superfície inferior da placa aquecida. Para esta finalidade usaremos o método de regularização iterativa de Alifanov (1994), também conhecido como método do gradiente conjugado com uma equação adjunta (Su e Silva Neto, 2001).

O método do gradiente conjugado foi implementado por intermédio de uma equação adjunta através dos seguintes passos:

1. O problema de sensibilidade.
2. O problema adjunto e a equação do gradiente.
3. O método do gradiente conjugado de minimização.
4. O critério de parada.

A descrição de cada passo será apresentada a seguir.

### 6.2.1 O problema de sensibilidade

O problema de sensibilidade é obtido pela introdução de uma pequena perturbação no coeficiente de transferência de calor no problema direto, ou seja,  $h(r, t) \rightarrow h(r, t) + \Delta h(r, t)$ ; deste modo, uma pequena perturbação no campo de temperatura é esperada, a qual será fornecida por,  $T_{av}(r, t) \rightarrow T_{av}(r, t) + \Delta T_{av}(r, t)$ . Subtraindo da expressão resultante o problema direto, Eqs. 6.5, e desprezando os termos de segunda ordem, temos

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Delta T(r, t)}{\partial t} &= \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Delta T(r, t)}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\alpha}{ak} (-h(r, t) \Delta T(r, t) - \Delta h(r, t) (T_{av}(r, t) - T_{\infty})).\end{aligned}\quad (6.6)$$

em  $0 < r < R$ , para  $t > 0$ .

$$\begin{aligned}(\partial \Delta T / \partial r) &= 0, \text{ at } r = 0, t > 0 \\ (\partial \Delta T / \partial r) &= 0, \text{ at } r = R, t > 0 \\ \Delta T(r, 0) &= 0 \text{ in } 0 < r < R, \text{ for } t = 0,\end{aligned}$$

## 6.2.2 O problema adjunto

A seguir, será visto o procedimento para a obtenção do problema adjunto e da equação do gradiente.

Primeiramente, o problema inverso é resolvido como um problema de otimização onde procuramos pela solução  $h(r, t)$  que minimiza o funcional

$$J \equiv J(h(r, t)) = \int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M (T_{av}(r_m, t) - Y_m(t))^2 dt, \quad (6.7)$$

onde  $T_{av}(r_m, t)$  e  $Y_m(t)$  são as medidas de temperatura simulada e obtidas experimentalmente,  $m = 1, 2, \dots, M$ ,  $M$  é o número de sensores, e  $[0, t_f]$  é o intervalo de tempo no qual os dados experimentais foram adquiridos.

O problema adjunto é desenvolvido multiplicando a equação do problema direto pelo multiplicador de Lagrange, dado por

$$\begin{aligned}J &= \int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M (T_{av}(r_m, t) - Y_m(t))^2 dt + \int_0^{t_f} \int_0^R \lambda(r, t) \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial r} \right) + \right. \\ &\left. \frac{1}{ak} (-h(r, t) (T_{av}(r, t) - T_{\infty}) + q_w) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T_{av}(r, t)}{\partial t} \right] r dr dt,\end{aligned}\quad (6.8)$$

onde  $\lambda(r, t)$  é o multiplicador de Lagrange.

Usando o mesmo esquema de perturbação como aplicado ao problema de sensibilidade, e desprezando os termos de segunda ordem, obtemos:



$$\begin{aligned} \Delta J = & \int_0^{t_f} 2 \sum_{m=1}^M (T_{av}(r_m, t) - Y_m(t)) \Delta T_{av}(r_m, t) dt + \int_0^{t_f} \int_0^R \lambda(r, t) \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Delta T(r, t)}{\partial r} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{ak} (-h \Delta T(r, t) - \Delta h(r, t) (T_{av}(r, t) - T_\infty)) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \Delta T(r, t)}{\partial t} \right] r dr dt, \end{aligned} \quad (6.9)$$

O problema adjunto é obtido depois de algumas manipulações, assim

$$-\frac{1}{\alpha} \frac{\partial \lambda(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \lambda(r, t)}{\partial r} \right) + \frac{h}{ak} \lambda + 2 \sum_{m=1}^M \left( (T(r, z, t) - Y_m(t)) \cdot \delta(r - r_m) \right), \quad (6.10)$$

em  $0 < r < R$ , para  $t > 0$ .

$$(\partial \lambda / \partial r) = 0, \text{ em } r = 0, t > 0$$

$$(\partial \lambda / \partial r) = 0, \text{ em } r = R, t > 0$$

$$\lambda = 0 \text{ em } 0 < r < R, \text{ para } t = t_f,$$

O seguinte termo integral é obtido

$$\Delta J = \int_0^{t_f} \int_0^R -\frac{\lambda(r, t)}{ak} (T_{av}(r, t) - T_\infty) \Delta h r dr dt. \quad (6.11)$$

Pela definição do gradiente, tem-se a seguinte relação

$$\Delta J = \int_0^{t_f} \int_0^R J' \left[ h(r, t) \right] \Delta h r dr dt. \quad (6.12)$$

Uma comparação das Eqs. 6.11 e 6.12 mostra que o gradiente do funcional,  $J'(t)$ , é dado por

$$J' \left[ h(r, t) \right] = -\frac{\lambda(r, t)}{ak} (T_{av}(r, t) - T_\infty). \quad (6.13)$$

Quanto ao processo iterativo, baseado no método do gradiente conjugado para a estimativa do coeficiente de transferência de calor  $h(r, t)$ , através da minimização do funcional (Alifanov, 1994), é dado por

$$h^{n+1}(r, t) = h^n(r, t) - \beta^n P^n(r, t), \quad (6.14)$$

onde  $n$  é o número de iterações e  $\beta$  o passo de procura.

A função  $P^n(r, t)$  é a direção de procura, definida como uma conjugação da direção do gradiente  $J^n(r, t)$ . A direção de procura é dada por

$$P^n(r, t) = J^n(r, t) + \gamma^n P^{n-1}(r, t), \quad (6.15)$$

com  $\gamma^0 = 0$ .

O coeficiente de conjugação  $\gamma^n$  pode ser dado pela expressão de Fletcher-Reeves:

$$\gamma^n = \frac{\int_0^{t_f} \int_0^R [J^n(r, t)]^2 r dr dt}{\int_0^{t_f} \int_0^R [J^{n-1}(r, t)]^2 r dr dt}. \quad (6.16)$$

O passo de procura  $\beta^n$  é determinado pela minimização do funcional  $J[h(r, t)]$  dado pela Eq. 6.5, ou seja

$$\frac{\partial J(h^{n+1})}{\partial \beta^n} = 0. \quad (6.17)$$

Obtemos conseqüentemente

$$\beta^n = \frac{\int_0^{t_f} \sum_{i=1}^M (T_{av}(r_m, t) - Y_m(t)) \Delta T(r_m, t) dt}{\int_0^{t_f} \sum_{i=1}^M [\Delta T(r_m, t)]^2 dt}. \quad (6.18)$$

### 6.2.3 O critério de parada

Quanto ao critério de parada das iterações para a estimativa do coeficiente de transferência de calor, este é estabelecido através do princípio da discrepância. Desta forma, assume-se que a solução do problema inverso é suficientemente acurada quando a diferença entre as temperaturas estimadas e medidas é menor que o desvio padrão,  $\sigma$ , das medidas. O desvio padrão  $\sigma$  é dado por:

$$T_{av}(r_m, t) - Y_m(t) \cong \sigma. \quad (6.19)$$

Introduzindo este resultado na Eq. 6.5, temos

$$\epsilon^2 = \int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M \sigma^2 dt = M\sigma^2 t_f. \quad (6.20)$$

O processo iterativo para o método do gradiente conjugado é interrompido quando o funcional dado pela equação 6.7 torna-se suficientemente pequeno, ou seja,

$$J[h(r, t)] < \epsilon^2. \quad (6.21)$$

#### 6.2.4 Resultados e discussões

Os dados simulados numericamente de temperatura transiente,  $Y_n(t_n)$ ,  $n = 1, 2, \dots, n_t$ , foram gerados adicionando erros randômicos aos dados de temperatura calculados pela formulação do problema direto,  $T_n(t_n)$ ,

$$Y_n = T_n + \sigma e_n, \quad n = 1, 2, \dots, n_t,$$

onde  $\sigma$  é o desvio padrão de erros experimentais e  $e_n$  é um erro randômico com distribuição normal. Para a distribuição normal do erro randômico, há uma probabilidade de 99% para o valor de  $e_n$  estar na faixa de  $-2.576 < e_n < 2.576$ . Neste trabalho, foram adotados dois casos teste: um em que 11 pontos de temperatura foram usados para gerar numericamente os dados de temperatura, e outro com 21 pontos.

Os efeitos do erro nas temperaturas calculadas numericamente para a estimativa da variação dos coeficientes de transferência de calor no espaço e no tempo, foram analisados. Diferentes valores do desvio padrão nos erros de medida foram utilizados na simulação. Valores de  $\sigma = 0,01, 0,02$  e  $0,05$  em relação ao maior valor dos dados de temperatura simulados foram tomados. O tempo de observação  $t_f$  foi de 2000 segundos.

Nas Figuras de 6.2 a 6.9 a variação do coeficiente de transferência de calor no espaço que foi estimada é mostrada para  $\sigma = 0,0, 0,01, 0,02$  and  $0,05$ . Nestas figuras,

a estimativa é realizada para  $t = 0,1, 0,3$  e  $0,5 t_f$ . As linhas sólidas representam os valores de  $h$  calculados pela simulação, enquanto que as linhas tracejadas representam os dados estimados. Como pode ser visto, os coeficientes de transferência de calor são bem estimados pela solução inversa para os dados simulados distantes da região de incidência. Próximo a este ponto, entretanto, a solução inversa não consegue capturar a amplitude correta da variação dos coeficientes de transferência de calor.

As Figuras 6.2 a 6.5 apresentam a variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para o caso teste utilizando 11 pontos de temperatura.

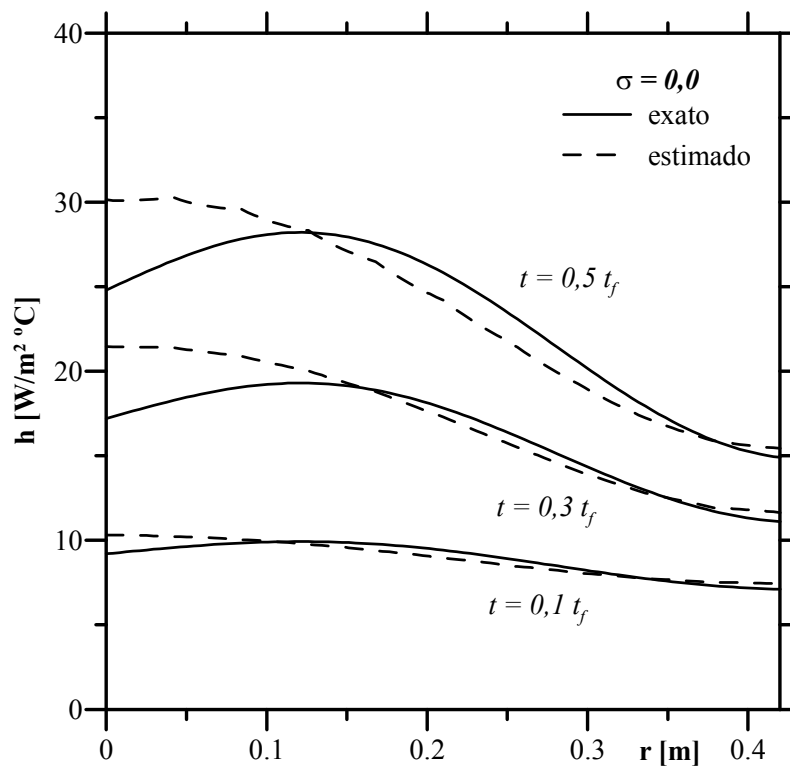


Figura 6.2: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,0$ .

As Figuras 6.6 a 6.9 apresentam a variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para o caso teste utilizando 21 pontos de temperatura.

Nas Figuras 6.10 a 6.17, a variação dos coeficientes de transferência de calor com o tempo são mostradas para  $\sigma = 0,0, 0,01, 0,02$  e  $0,05$ . As estimativas foram obtidas para uma posição radial,  $r = 0,5R$ . Sendo que as Figuras de 6.10 a 6.13 apresentam os resultados obtidos com a utilização de 11 pontos de temperatura, e

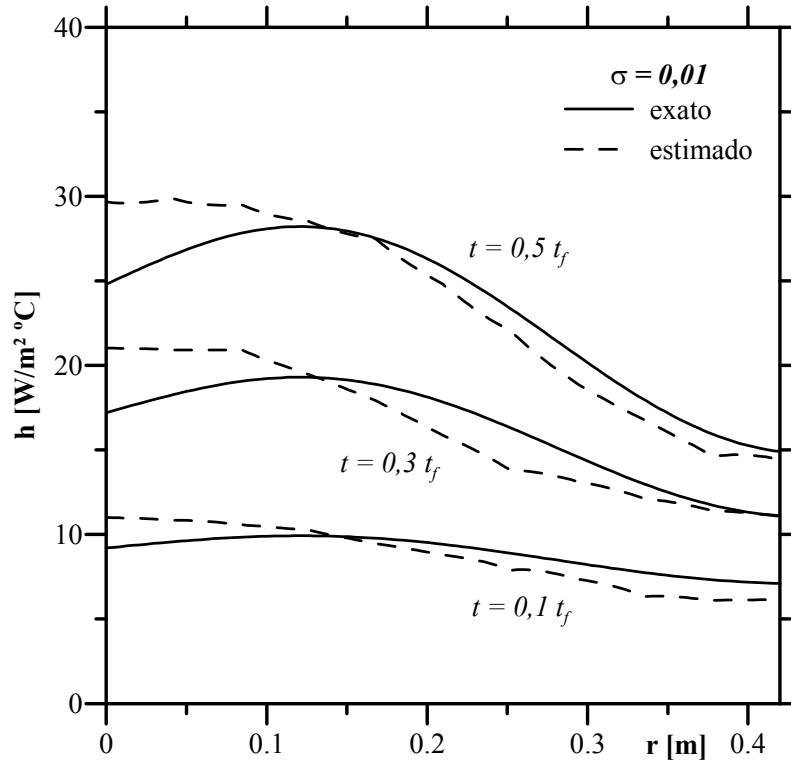


Figura 6.3: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,01$ .

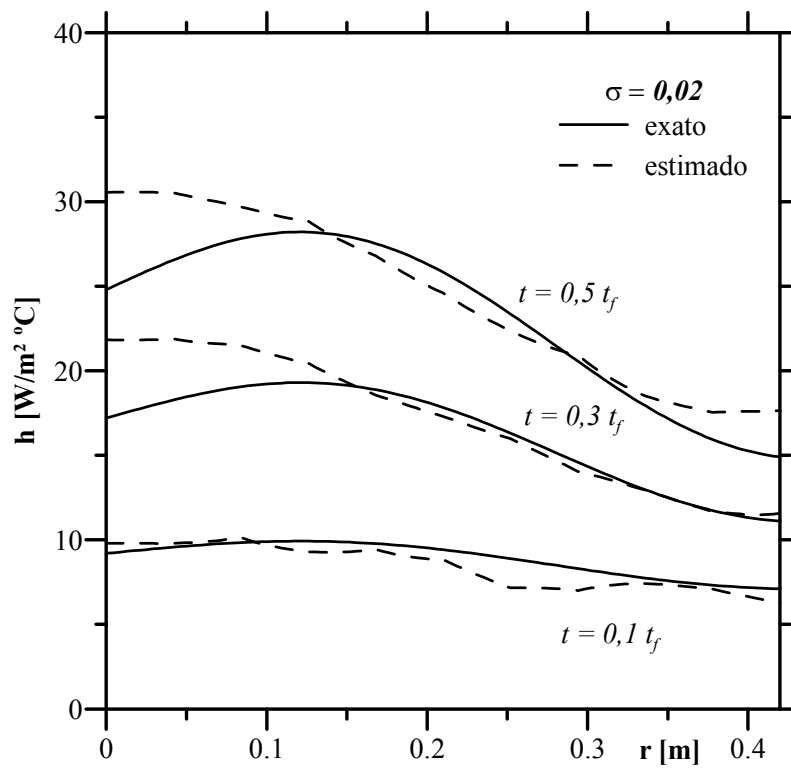


Figura 6.4: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,02$ .

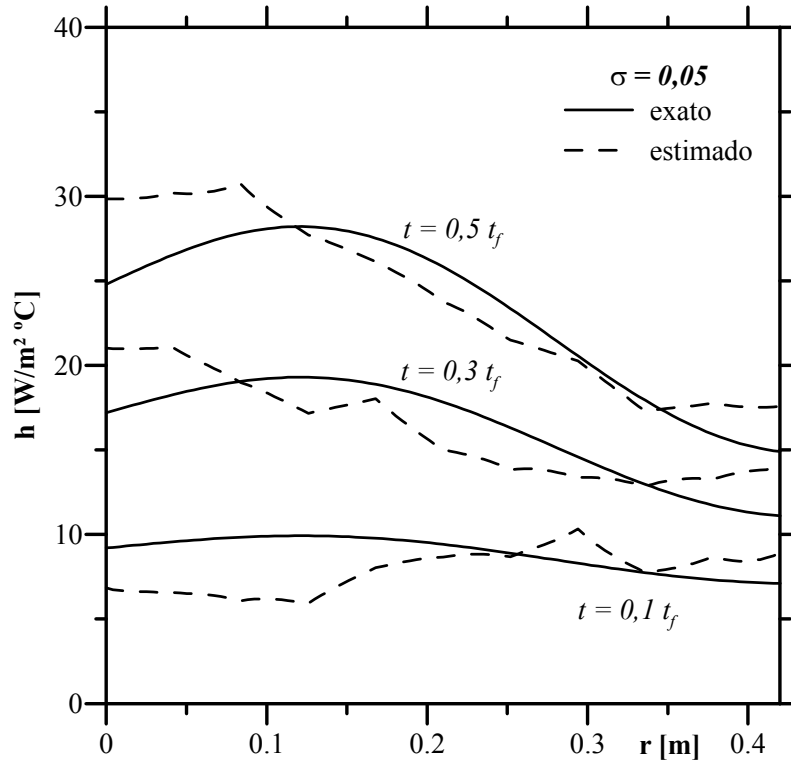


Figura 6.5: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,05$ .

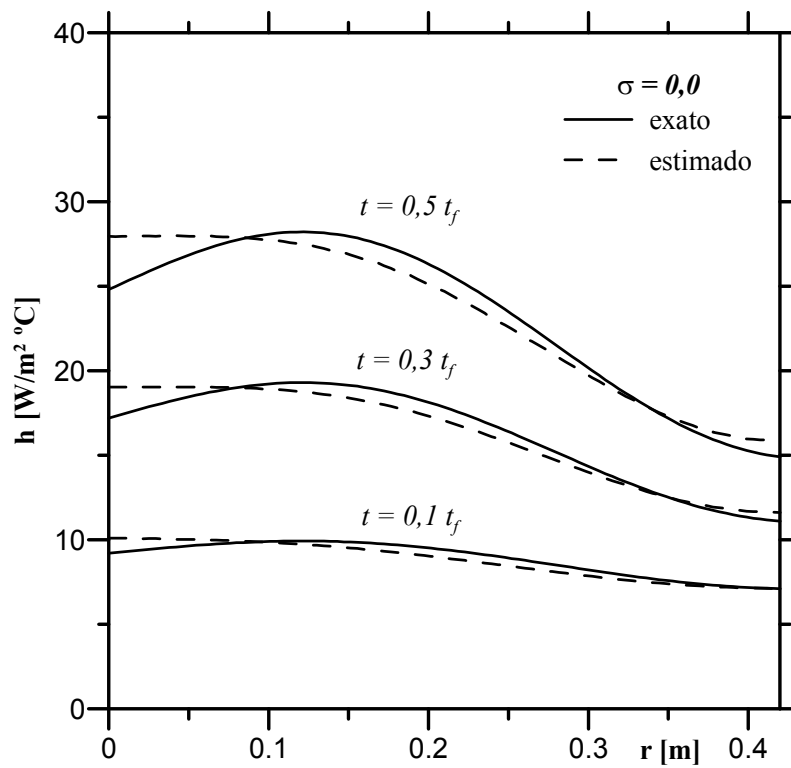


Figura 6.6: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,0$ .

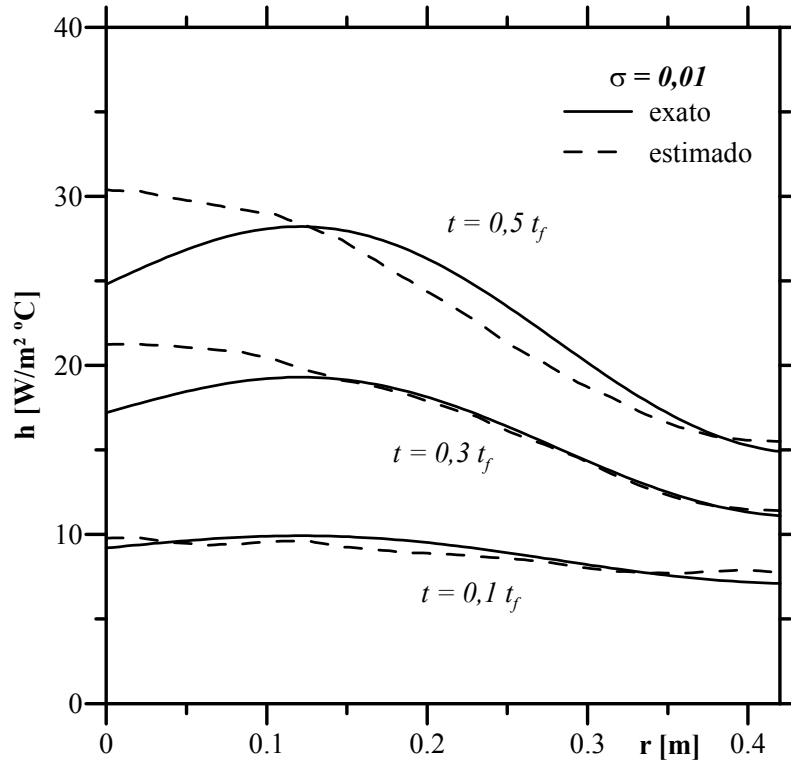


Figura 6.7: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,01$ .

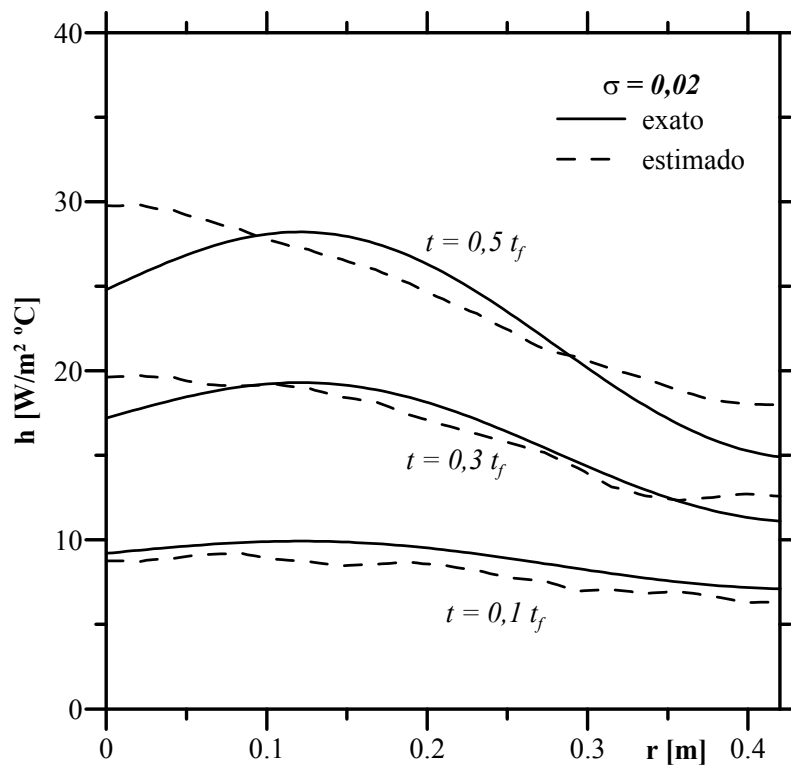


Figura 6.8: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,02$ .

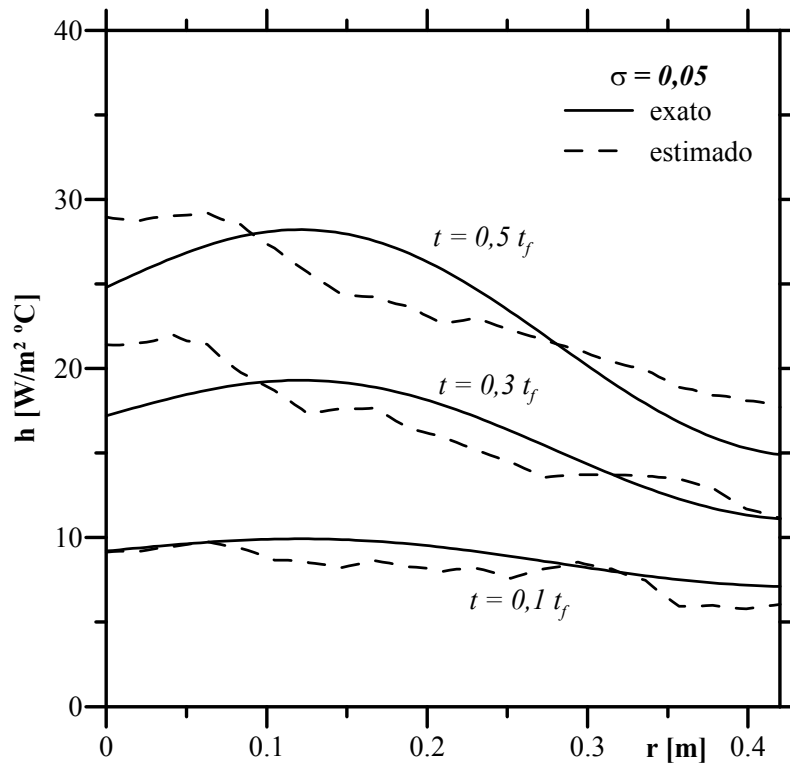


Figura 6.9: Variação do coeficiente de transferência de calor no espaço para  $\sigma=0,05$ .

as Figuras de 6.14 a 6.17 são referentes ao resultados utilizando 21 pontos.

Uma primeira constatação na análise dos gráficos é a influência do número de pontos usados para gerar numericamente os dados de temperatura. É claramente observado, que as estimativas do coeficiente de transferência de calor no espaço e no tempo apresentam curvas mais suaves e resultados mais próximos do valor exato, no caso em que são utilizados 21 pontos. As Figuras 6.2, 6.10, 6.6 e 6.14 mostram que a estimativa é razoável se não existir erro nas medidas de temperatura, ou seja,  $\sigma = 0,0$ . A estimativa para a variação dos coeficientes de transferência de calor no espaço e no tempo, é razoável para  $\sigma = 0,0$  e  $0,01$ , enquanto que para erros maiores,  $\sigma = 0,02$  e  $0,05$ , a estimativa fica muito distante dos dados calculados pela formulação numérica direta.



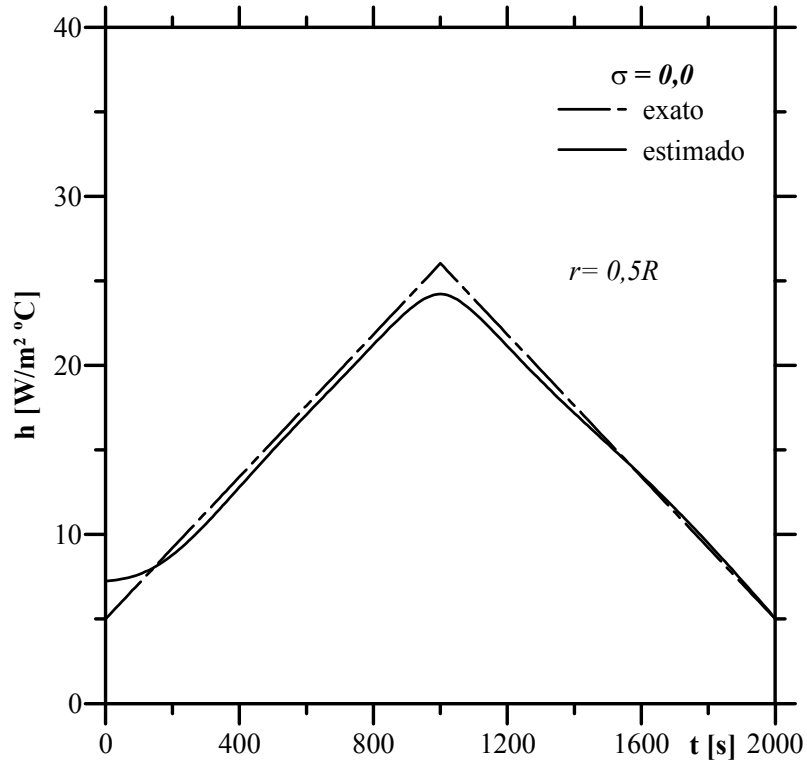


Figura 6.10: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0,0$ .

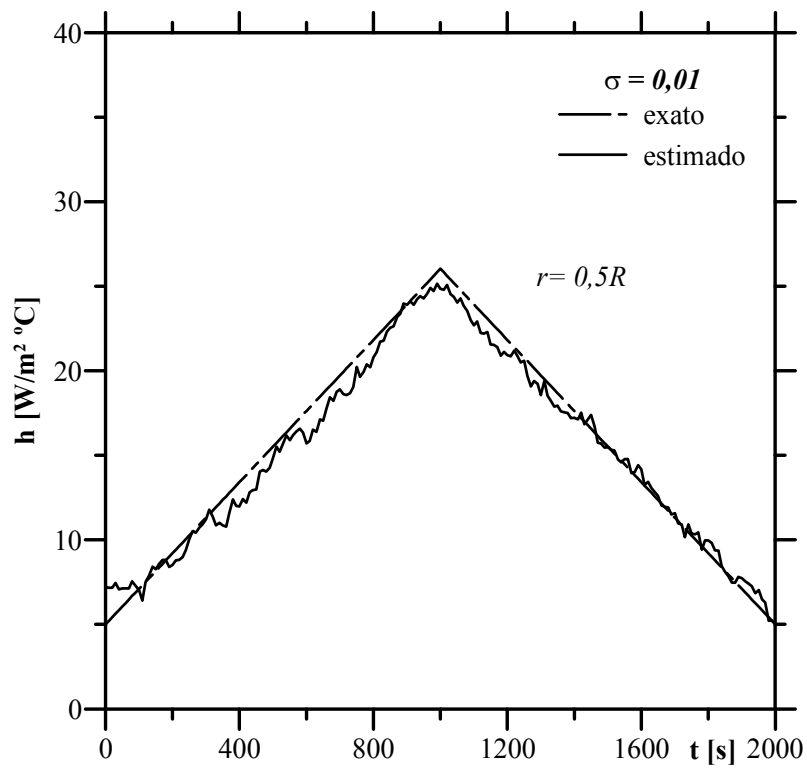


Figura 6.11: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0,01$ .

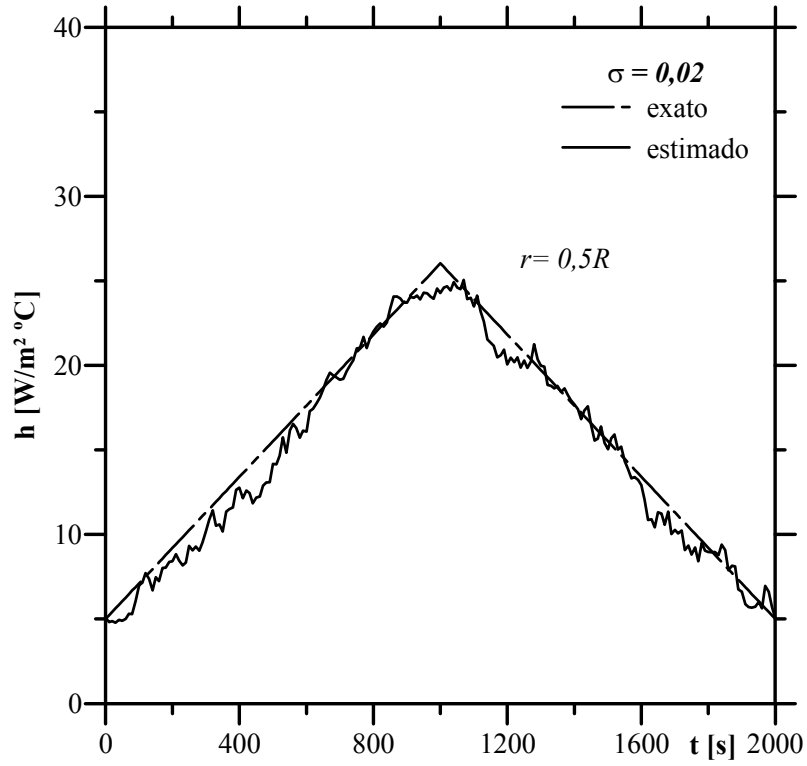


Figura 6.12: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0.02$ .

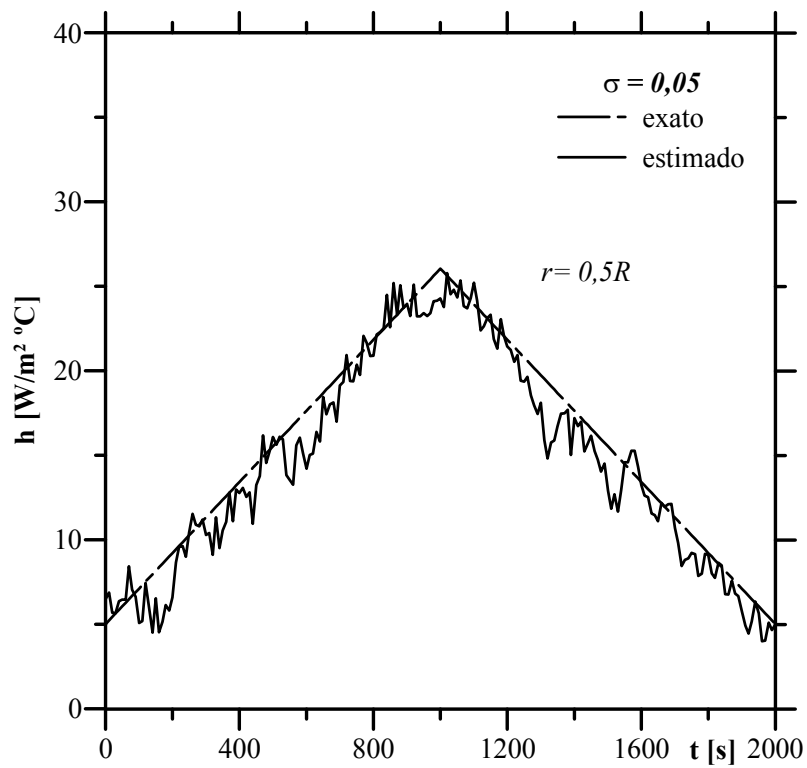


Figura 6.13: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0.05$ .

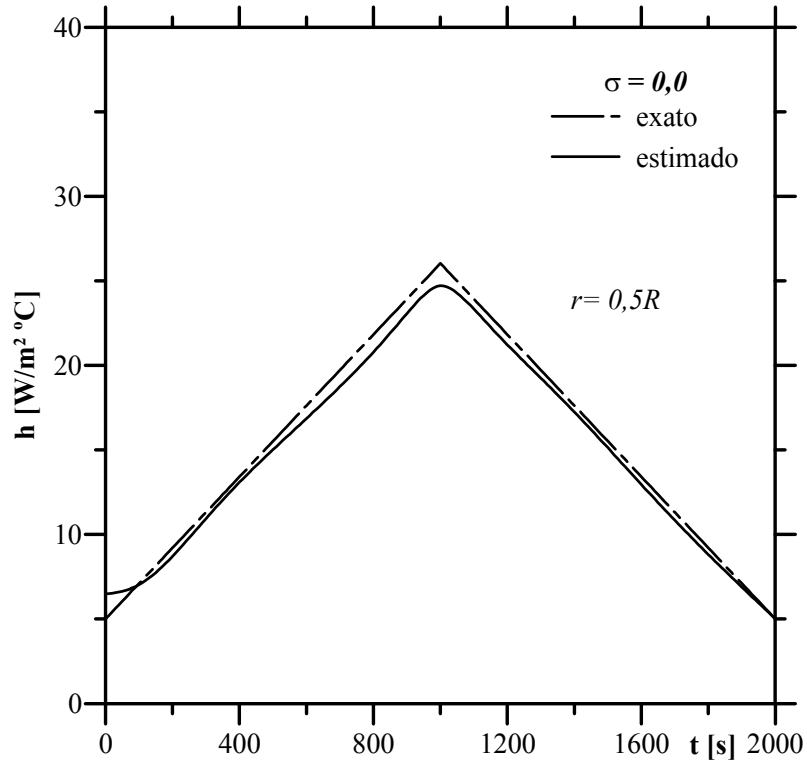


Figura 6.14: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0,0$ .

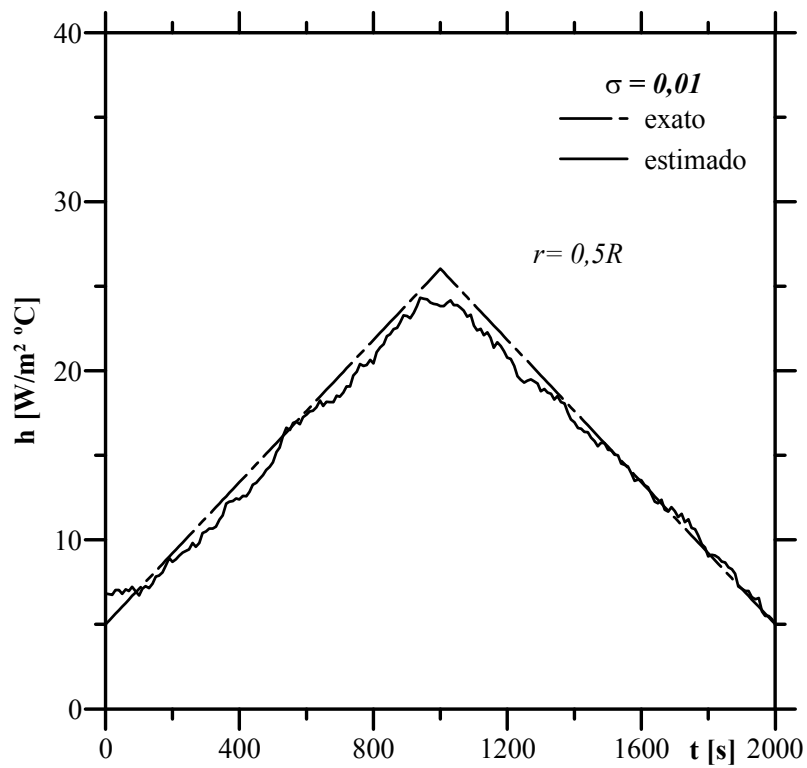


Figura 6.15: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0,01$ .

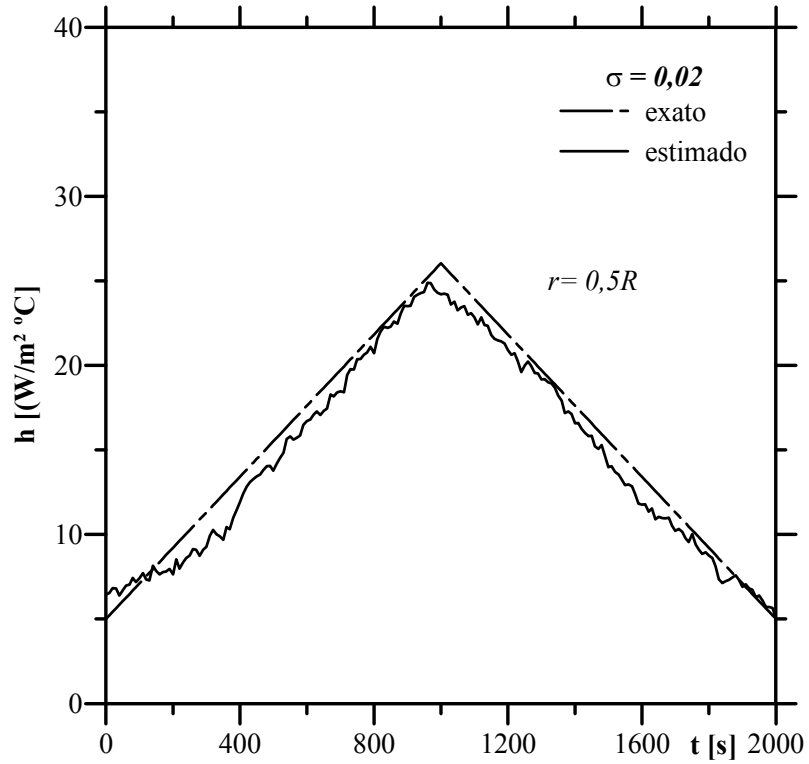


Figura 6.16: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0.02$ .

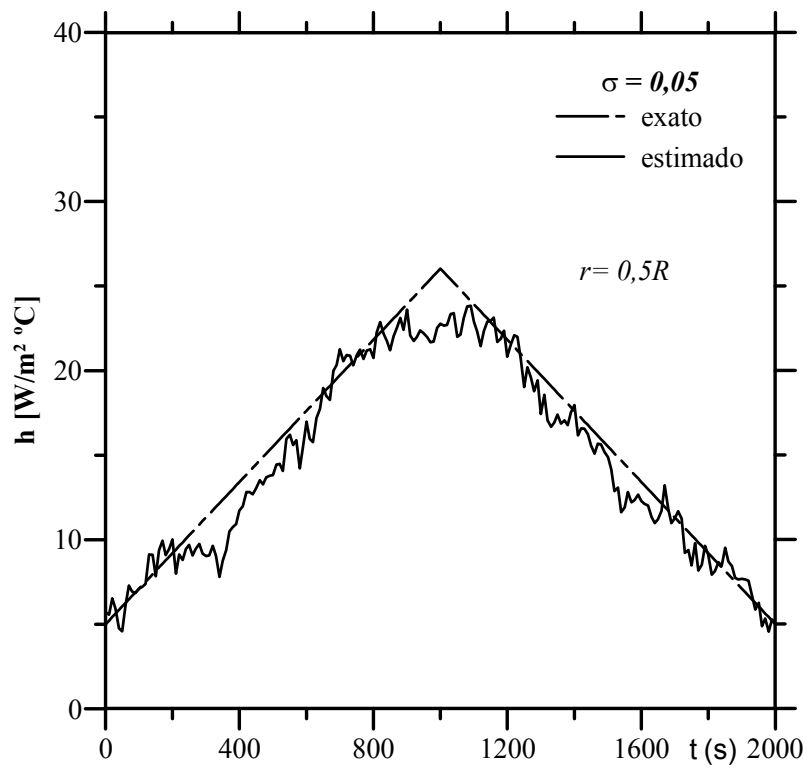


Figura 6.17: Variação do coeficiente de transferência de calor no tempo para  $\sigma=0.05$ .

# Capítulo 7

## Análise e discussão

Este capítulo tentará apresentar uma análise consolidada dos resultados apresentados nos capítulos anteriores no que tange às medidas preliminarmente tomadas, à modelagem matemática efetuada e ao estudo numérico apresentado.

Ao iniciar os comentários, estes serão colocados na mesma ordem em que os resultados experimentais foram apresentados. Assim sendo, primeiramente abordaremos as Figuras 4.2 a 4.7, referentes às distribuições de pressão radial na superfície da placa de incidência. Tais medidas revelaram que os coeficientes de pressão apresentam uma dependência da relação espaçamento placa-bocal para as relações analisadas de  $H/D = 1, 1,5$  e  $2,0$ . Outros autores (Colucci e Viskanta) observaram uma forte dependência nas relações de  $H/D$  para valores de  $0,25, 1$  e  $6$ , o que, a princípio, nos leva a observar que para relações com valores mais próximos um do outro esta dependência mais acentuada não ocorre.

Outros autores observaram, ainda, a existência de uma região de pressão subatmosférica. Este fato também é notado no presente trabalho, Figuras 4.4 e 4.6. Observa-se que o coeficiente de pressão é caracterizado por um valor máximo no ponto de estagnação, seguido de um rápido decréscimo até o valor da pressão subatmosférica e, longe da região de estagnação, o coeficiente de pressão volta a crescer até a pressão ambiente. Sendo claramente observado o mesmo comportamento no presente trabalho.

Uma análise dos perfis de velocidade média na direção radial é apresentada a seguir, com base nas figuras do Capítulo 4, para as relações de espaçamento placa-

bocal de  $H/D= 1,0, 1,5$  e  $2,0$ .

De modo a facilitar o entendimento, o perfil de velocidade será dividido em duas regiões: uma com velocidades médias acima de  $1,0\text{m/s}$  que se estende até a placa de incidência, denominada aqui como “região rápida” e, uma região onde as velocidades médias são abaixo de  $1\text{ m/s}$  que se estende até a placa de confinamento, denominada aqui de “região lenta”.

Na posição  $80\text{ mm}$ , a fronteira entre essas duas regiões está na altura  $11,0\text{mm}$ . Na “região rápida” pode-se verificar que, observando a partir da parede, a velocidade alcança um máximo em seguida decaindo gradativamente a medida que afasta em direção à placa de confinamento. O ponto de velocidade máxima define o fim da camada limite turbulenta e a chamada região interna. Nesta estação, esse limite acontece na altura de  $1,0\text{mm}$ . É notório que grande parte do escoamento encontra-se adjacente à parede. Isso explica as altas velocidades acima de  $9\text{ m/s}$ , fazendo com que a “região rápida” tenha altas tensões cisalhantes, o que sabe-se, propicia no caso térmico, um aumento do coeficiente de transferência de calor da parede para o ar pelo processo convectivo.

Observando a posição  $90\text{ mm}$ , observa-se que parte da quantidade de movimento da “região rápida” já foi transferida para a “região lenta”. Isso pode ser concluído devido a elevação da fronteira entre as duas regiões da altura  $11,0\text{mm}$  para a altura  $12,0\text{ mm}$ . Nesta estação verifica-se uma redução na velocidade máxima para  $8,0\text{m/s}$  que pode ser explicada pelo aumento da área da seção onde o ar escoava entre as estações  $80\text{ mm}$  e  $90\text{ mm}$ . Nota-se também, o crescimento da camada limite turbulenta devido a elevação da posição de velocidade máxima, o que pode ser visualmente verificado pelo gráfico da Figura 7.1. Esses fenômenos repetem-se nas demais posições fazendo com que a velocidade máxima, na posição final, fosse reduzida ficando em torno de  $4,6\text{m/s}$ ; a fronteira entre as duas regiões foi elevada para a altura de  $15,5\text{mm}$  e o término da camada limite cresceu também alcançando a altura de  $2,0\text{mm}$ .

A partir da posição  $140\text{mm}$ , não existe mais transferência de quantidade de movimento entre as últimas regiões, pois o ponto definido como fronteira estaciona na altura  $15,5\text{ mm}$  sendo a redução de velocidade máxima consequência somente do

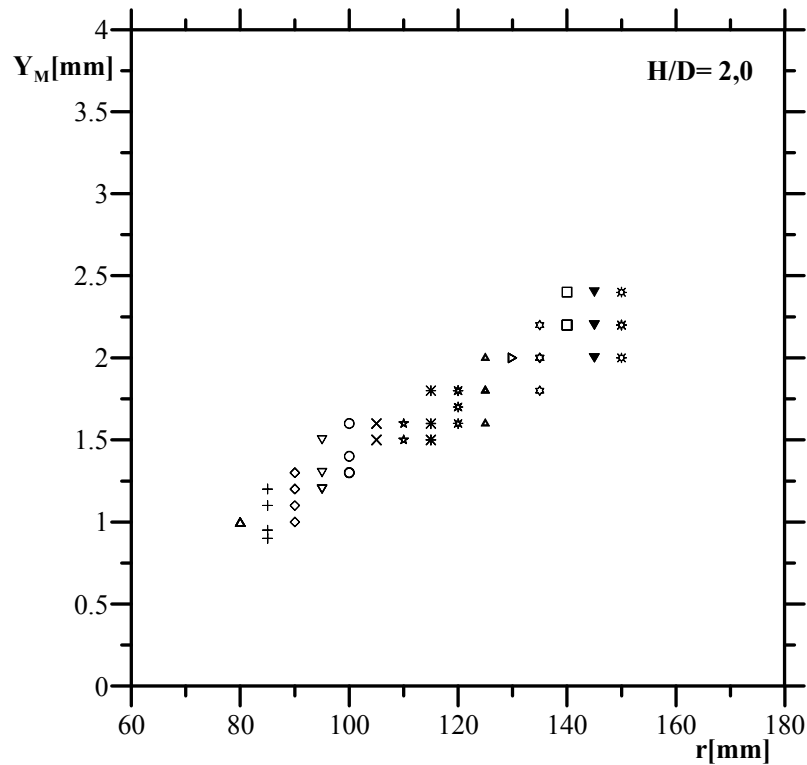


Figura 7.1: Crescimento da camada limite com a distância.

aumento da seção transversal ao escoamento com o aumento do raio da posição.

Novamente, as velocidades próximas à parede aumentam rapidamente até, aproximadamente,  $y/D = 0,03$ . A medida que  $r/D$  aumenta, a distância  $y/D$ , sobre a qual ocorre este rápido aumento na velocidade, também aumenta. Este fato é que indica o desenvolvimento do jato de parede (Ashforth-Frost,1997).

Passemos agora a uma breve análise dos perfis de flutuação de velocidade. Na figuras apresentadas, os valores quadráticos médios dos momentos longitudinais de segunda ordem normalizados com a velocidade de saída do jato,  $\sqrt{u'^2}/U_j$ , foram multiplicados por um fator de 10.

No perfil de flutuação de velocidade na posição mais próxima ao ponto de estagnação,  $r = 80\text{mm}$  em  $H/D = 2,0$ , observa-se um máximo com um leve decaimento, seguido então de um nível de turbulência que aumenta monotonicamente até a posição de  $y/D = 0,1$  onde um máximo de  $(\sqrt{u'^2}/U_j).10 = 1,78$  é atingido. Distante da placa, o nível de turbulência diminui com o aumento de  $y/D$ , assim como é observado também o decaimento gradativo no perfil de velocidade média em grande

parte da região.

Vemos ainda que, a medida que  $r$  aumenta, a magnitude de  $(\sqrt{u'^2}/U_j)$  diminui. O pico observado na primeira posição de  $r=80\text{mm}$  em  $H/D=2,0$ , desaparece nas outras posições, e, longe da subcamada viscosa,  $(\sqrt{u'^2}/U_j)$  varia muito pouco. Este comportamento é apresentado nas Figuras 7.2 a 7.4

Portanto, do descrito acima, verificamos que uma análise sumária do que acontece com os perfis de velocidade média e de turbulência longitudinal não revela claramente toda a dependência das características hidrodinâmicas e térmica do escoamento com a geometria do problema.

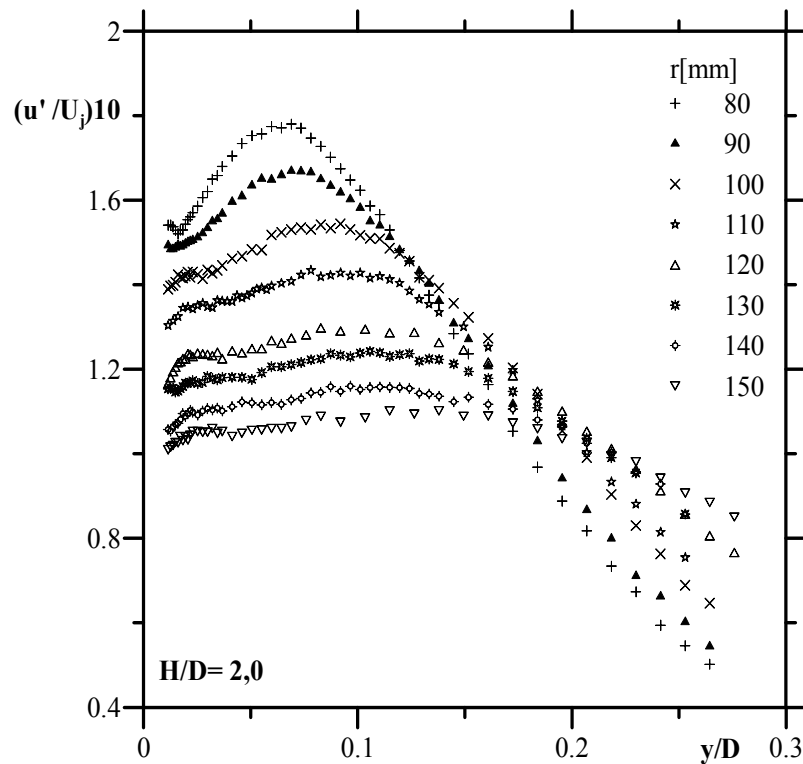


Figura 7.2: Perfis de flutuação de velocidade média radial em  $H/D=2,0$ .

Em relação aos perfis de intensidade turbulenta,  $T'u$ , apresentados no Capítulo 4, uma análise da variação do ponto de valor mínimo localizado próximo à parede foi realizada. Através desta, duas observações foram constatadas: a variação do valor da intensidade turbulenta com a distância do ponto de estagnação, e a variação da altura do ponto mínimo com a distância do ponto de estagnação.

Nesta análise é visto que há um aumento da intensidade turbulenta,  $T'u$ , à



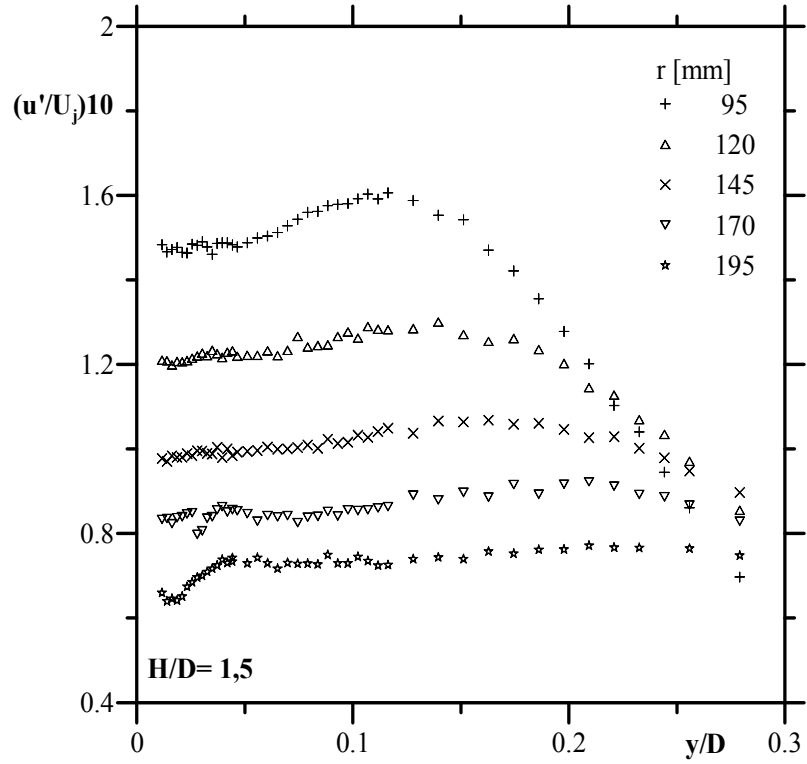


Figura 7.3: Perfis de flutuação de velocidade média radial em  $H/D=1,5$ .

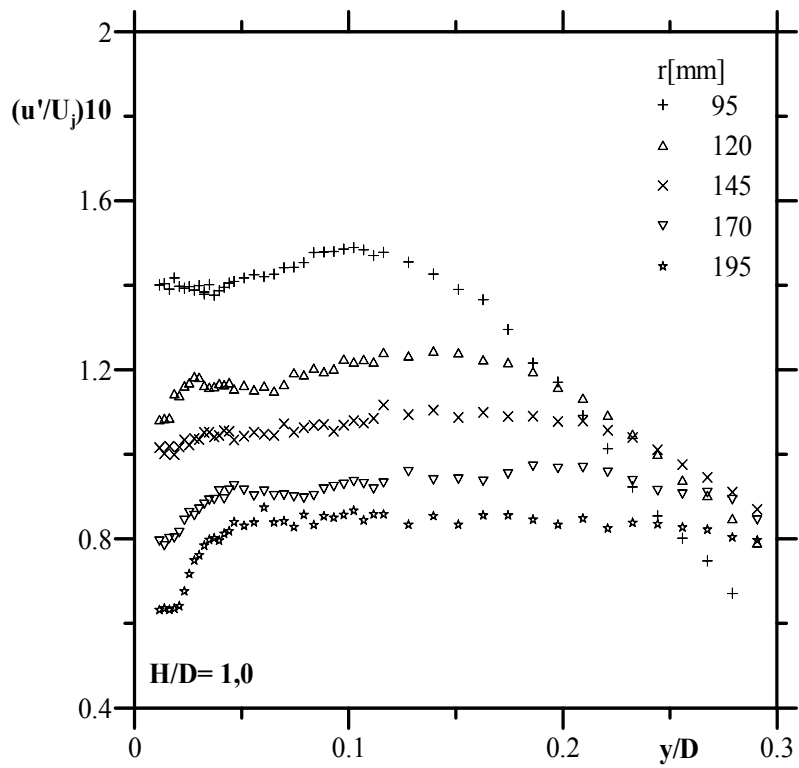


Figura 7.4: Perfis de flutuação de velocidade média radial em  $H/D=1,0$ .

medida que o escoamento se afasta do ponto de estagnação. Este comportamento foi analisado para os valores tomados próximos da parede onde é visto ocorrer um valor mínimo da intensidade turbulenta, e, ficou visível após a inserção dos dados no gráfico apresentado pela Figura 7.5.

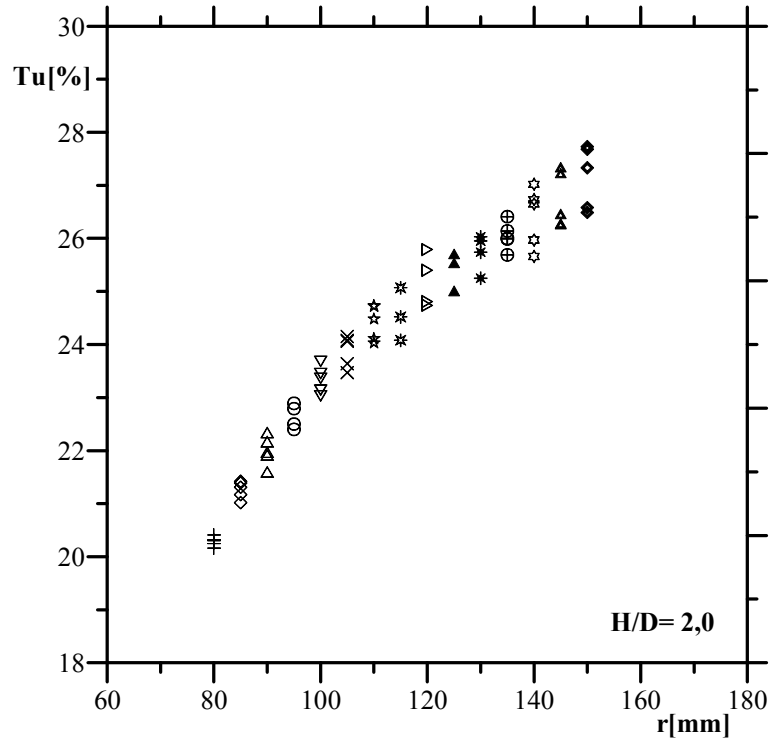


Figura 7.5: Variação da intensidade turbulenta com a distância do ponto de estagnação em  $H/D= 2,0$ .

Da mesma forma, a variação da altura do ponto mínimo com a distância do ponto de estagnação foi analisada, demonstrando o afastamento dos pontos de valor mínimo de intensidade turbulenta à medida que o escoamento se distancia do ponto de estagnação. A Figura 7.6 mostra o comportamento observado.

Voltando a atenção para o campo de temperatura, os parágrafos seguintes serão dedicados aos comentários em relação aos perfis de temperatura e transferência de calor.

Analisando agora o perfil de temperatura e novamente definindo duas regiões distintas, observamos que, já na posição 80 mm há uma região com temperatura uniforme e relativamente próxima ao valor da temperatura  $T_w$  na placa de incidência. A outra região em questão, encontra-se com temperatura próxima a temperatura do

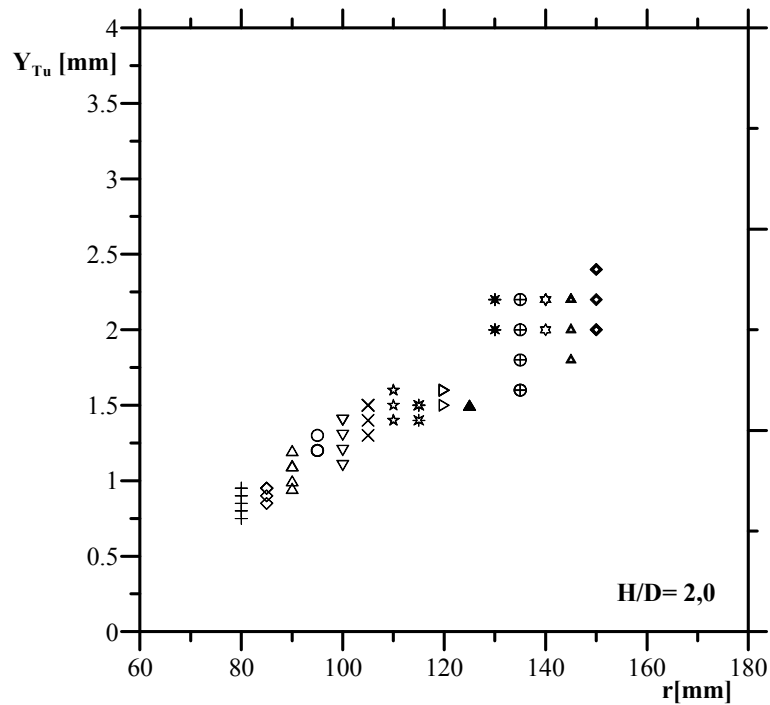


Figura 7.6: Variação da altura do ponto mínimo de intensidade turbulenta com a distância do ponto de estagnação em  $H/D = 2,0$ .

ar na saída do bocal a qual é de  $24,6^{\circ}C$ , onde observa-se uma temperatura mínima,  $T_m$ . A primeira constatação é que o calor originado no disco quente seguiu uma rota, que não a transversal, para elevar a temperatura do ar na região onde a temperatura encontra-se uniforme, e a segunda é que existe fortes gradientes de temperatura tanto desta última região para a região com um valor mínimo de temperatura, quanto da placa aquecida para a região logo acima. Isto indica que existe uma intensa transferência de calor pôr convecção da placa aquecida para o fluido e também transferência pôr condução, a níveis menores da região de temperatura uniforme para a região de temperatura mínima.

Observando a estação 90 mm, contata-se que a temperatura da região de temperatura uniforme permanece constante e que a região abaixo teve a sua temperatura mínima elevada de  $26.5^{\circ}C$  para  $26.9^{\circ}C$ . Observando a estação 105 mm, nota-se que a temperatura da região uniforme é a mesma das estações 80 e 90 mm. Na posição em questão, a temperatura mínima foi elevada para  $27.49^{\circ}C$ .

A interpretação da posição 110 mm nos traz um fato interessante: a tempe-

ratura da região dita uniforme permanece constante. Isso significa dizer que deve existir um fluxo de calor permanente chegando nessa região, e como não é possível que este seja na direção ascendente ou radial centrífuga pois as temperaturas da superfície da placa são menores, nem descendente, pois não há fonte de calor na placa de confinamento, a única alternativa possível é que seja radial centrípeta. Ou seja, transferência de calor da extremidade da placa para o centro. As estações 120, 130, 140 e 150 mm, mostram a evolução do fenômeno descrito acima. Na última posição de 150mm, é visto que os valores de temperatura da região de maior atividade térmica vão se aproximando da região de temperatura uniforme.

Isto posto, ainda resta a pergunta de como a região de temperatura uniforme é aquecida. A suposição de que há transferência de calor da extremidade da placa para o centro da mesma só poderá ser confirmada com a obtenção dos perfis de temperatura nas posições à jusante de  $r=150\text{mm}$ . Sendo que, o presente estudo foi dedicado à região de jato de parede nas proximidades da zona de estagnação.

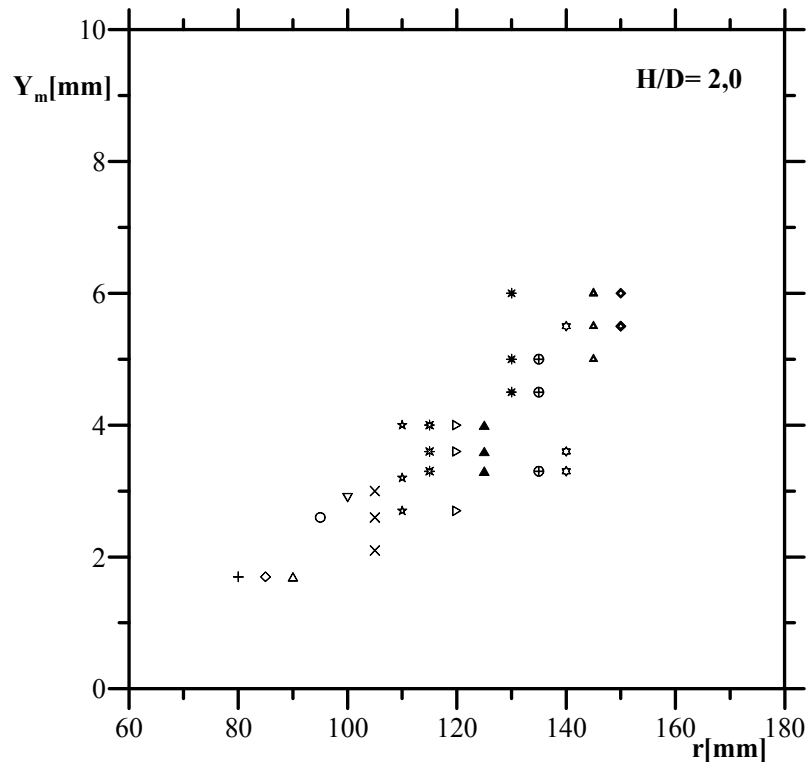


Figura 7.7: Crescimento da camada limite térmica com a distância.

Quanto à transferência de calor envolvida no processo é considerado que o

coeficiente local de transferência de calor convectivo,  $h$ , é fornecido por,

$$h = \frac{q_w}{T_w - T_{aw}} \quad (7.1)$$

onde  $T_w$  and  $T_{aw}$  representam respectivamente a temperatura na parede e a temperatura adiabática;  $q_w$  é obtido do fluxo total de calor imposto pelas resistências elétricas, sendo dado por,

$$q_w = \frac{4IV}{\pi D^2} \quad (7.2)$$

onde  $q_w$  é o fluxo de calor,  $D$  é o diâmetro da placa,  $V$  é a voltagem e,  $I$  a corrente imposta.

As perdas por condução são consideradas desprezíveis, bem como as perdas por radiação. Uma estimativa ofereceu um valor de perda associada a estes fatores da ordem de 2% do fluxo total de calor.

Temperaturas ao longo do raio da placa de incidência foram obtidas pontualmente. Estas medidas de temperatura local da superfície da placa,  $T_w$ , relacionam-se com o número de Nusselt pela expressão,

$$N_u = \frac{hD_b}{k} \quad (7.3)$$

onde  $D_b$  denota o diâmetro do bocal do jato e  $k$  a condutividade térmica do ar.

Portanto, vemos simplesmente que o comportamento do número de Nusselt é idêntico ao do coeficiente local de transferência de calor a menos de um fator de escala ( $=D/k$ ).

Para avaliarmos  $N_u$  em nosso experimento, o seguinte procedimento foi utilizado. Para o cálculo da temperatura adiabática, inicialmente certificava-se que as resistências elétricas estavam desligadas, a seguir as temperaturas na parede eram registradas ao longo de toda a direção radial considerada. No próximo passo, as resistências eram ligadas e a temperatura da parede monitorada. Normalmente, pelo menos 6 pontos de controle eram utilizados neste estágio. Apenas quando a placa atingia um estado de temperatura estacionário o ventilador era ligado. Nesta condição, a temperatura foi observada não variar mais do que  $1^\circ C$  em toda a sua

superfície. Cerca de 2,5 horas eram necessárias para a placa atingir uma condição estacionária a cada experimento. A condição sendo atingida, a temperatura da superfície lida no termômetro era de  $82^{\circ}\text{C}$  sem escoamento.

Como visto no Capítulo 2, a maioria dos autores registra que para altas relações de  $H/D$  o número de Nusselt apresenta um máximo no ponto de estagnação. Com o aumento da relação  $r/D$ , o número de Nusselt passa então a decrescer. Para pequenos valores de  $H/D$ , entretanto, o número de Nusselt não apresenta mais um máximo na estagnação, sendo ao contrário, um mínimo local. Um ou dois máximos locais passam então a ser observados.

No presente trabalho esta tendência parece ter sido confirmada. Para a relação  $H/D = 2$ , o coeficiente de troca de calor local começa a aumentar a partir do ponto de estagnação em direção a um ponto de máximo local próximo a  $r/D = 0,5$ . A seguir, ele começa a decrescer atingindo um máximo local próximo a  $r/D = 2,0$ . Após este ponto, um segundo máximo local, menos acentuado, parece existir ao redor de  $r/D = 5,5$ . Para as relações de  $H/D = 1,5$  e  $1$ , o mesmo padrão de comportamento parece existir. O comportamento é apresentado na Figura 7.8.

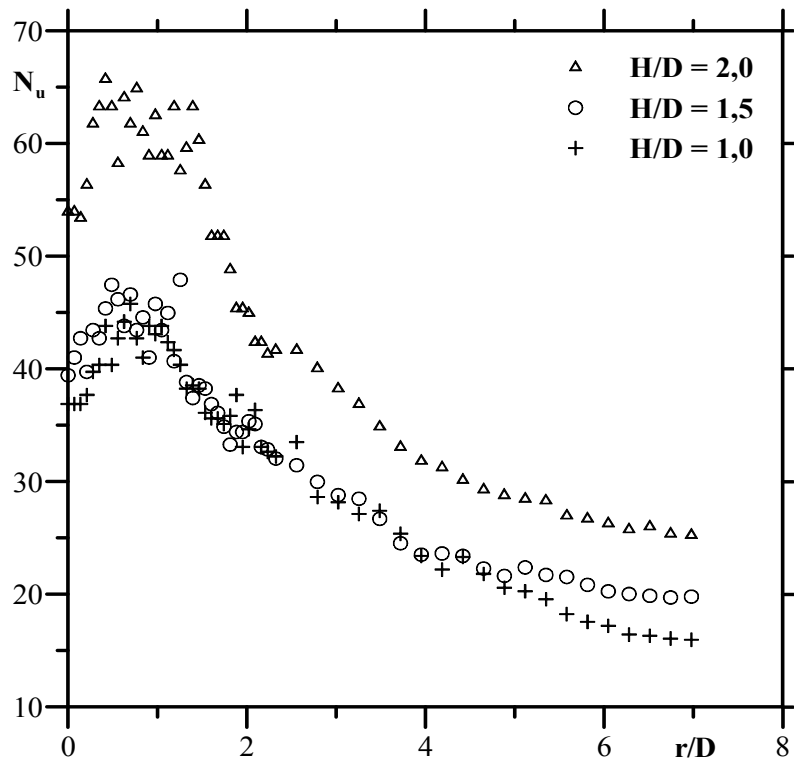


Figura 7.8: Variação do número de Nusselt para as geometrias adotadas.

Passemos então a uma análise dos resultados desenvolvidos até o momento. Sabemos que o fluxo de calor, por definição, pode ser determinado pela equação

$$q_w = h(T_w - T_\infty) \quad (7.4)$$

De fato, caso fosse possível atingirmos com precisão as camadas mais internas, viscosas, condutivas, da camada limite turbulenta poderíamos calcular o fluxo de calor através da expressão

$$q_w = -k \frac{\partial T}{\partial y}, \quad y = 0. \quad (7.5)$$

Entretanto, a expressão acima não possui qualquer valor prático pois, a região a qual ela deveria ser aplicada em nosso caso se reduz a décimos de milímetro o que a torna virtualmente impossível de ser utilizada.

Mas, oculto na análise do Capítulo 5 estava o fato de que o fluxo de calor pode também ser calculado pelo comportamento do perfil de temperatura média na região logarítmica da camada limite térmica do escoamento, isto é, na região completamente turbulenta.

Realmente, podemos escrever,

$$h = -\frac{\rho c_p \overline{v't'}}{T_w - T_\infty}, \quad (7.6)$$

onde o requisito básico para o cálculo do fluxo de calor turbulento,  $\rho c_p \overline{v't'}$ , é que ele seja avaliado em uma região próxima da parede que tal forma que seu comportamento local seja aproximadamente constante.

Com as relações da lei da parede apresentadas no Capítulo 5, segue pela definição (Schetz 1984, 1993) da temperatura de transferência de calor, ou temperatura de atrito,  $t_\tau$ , a qual corresponde a velocidade de atrito  $u_\tau$  que,

$$t_\tau = \frac{q_w}{\rho c_p u_\tau} \quad (7.7)$$

E, portanto,

$$h = \frac{\rho c_p u_\tau t_\tau}{T_w - T_\infty}. \quad (7.8)$$

Fica aqui, então, estabelecida uma relação direta entre os Capítulos 4, 5 e 6 que não era até este instante aparente.

Com isso, temos três avaliações independentes da grandeza chave sob análise para desvendar a física do problema. O comportamento de  $h$ , pois, é de extrema utilidade para a interpretação das características das grandezas turbulentas do escoamento. Aparece aqui, então, uma primeira amostra do grau de dificuldades que a análise deste problema se reveste. Enquanto conseguimos produzir, através das medidas de temperatura na parede e do cálculo via problemas inversos, gráficos saturados de pontos para caracterizar o comportamento de  $h$ , pelos métodos do Capítulo 5 a obtenção de tais resultados é muito mais difícil. A análise da lei da parede, por si só, é um procedimento de extrema dificuldade. A isto, adicione o grande esforço associado à medição dos perfis de velocidade e de temperatura médios para que se verifique a tarefa que se antepara a qualquer pesquisador que decida por esta linha de trabalho.

Em face do exposto, surge então a questão: Por que seguir esta linha de ação? A pronta resposta é a seguinte: Porque este é o único procedimento que nos fornecerá um modelo preditivo do atrito na parede e do fluxo de calor na parede que recorra às propriedades do escoamento.

De fato, a literatura é rica em exemplos de modelos turbulentos que possuem, a princípio, um caráter geral. Entretanto, sabemos que os modelos de uso corrente são freqüentemente desenvolvidos para situações *ad hoc* e que sua utilização em problemas com fortes variações na curvatura das linhas de corrente é sempre não satisfatória. Isso nos leva à convicção que o desenvolvimento de um modelo específico para a geometria ora em estudo deverá nos fornecer resultados bem superiores àqueles fornecidos pelos modelos genéricos.



# Capítulo 8

## Conclusão

O presente e último capítulo pretende apresentar os principais marcos alcançados no trabalho, e os objetivos inicialmente propostos.

A meta inicialmente fixada neste estudo foi a de investigar o comportamento dinâmico e térmico de um escoamento gerado por um jato de ar turbulento. A configuração adotada foi a de um jato de ar turbulento, circular, semi-confinado, incidindo ortogonalmente sobre uma placa plana circular com ou sem fluxo de calor na parede.

Um importante objetivo alcançado foi a construção de um aparato experimental, totalmente original, o qual está localizado no Laboratório de Mecânica da Turbulência do PEM/COPPE/UFRJ e que se encontra em plena operação. Alguns testes, e os resultados obtidos, mostram que o aparato é adequado para a geração do escoamento sob estudo, demonstrando também que as adaptações realizadas no mesmo para a investigação dos campos de velocidade e de temperatura foram apropriadas. Vale ressaltar, que o equipamento construído, contribuirá na formação de novos pesquisadores bem como no desenvolvimento de trabalhos futuros, propiciando a geração de novos conhecimentos científicos.

Como resultados, o trabalho apresenta dados experimentais de distribuição de pressão sobre a superfície de incidência, perfis de velocidade média, perfis de flutuação de velocidade, perfis de temperatura no escoamento, e, medidas de temperatura na superfície superior da placa de incidência. Os dados experimentais obtidos demonstram estar em boa concordância com os já encontrados na literatura

por outros autores.

Os experimentos foram realizados para três configurações diferentes de espaçamento placa-bocal de  $H/D= 1,0, 1,5$  e  $2,0$  com o número de Reynolds fixo em  $35.000$ , o que corresponde a uma velocidade de saída do jato de  $12$  m/s.

Como um dos resultados, fica constatado no estudo, a existência de uma influência importante resultante de variações da altura da placa de confinamento sobre as características do escoamento de um jato incidente. Entretanto, cabe aqui lembrar, que o caso de placas sem confinamento foi investigado somente em alguns experimentos voltados para a obtenção da distribuição de pressão. Portanto, não podemos fazer quaisquer afirmações enfáticas sobre estudos comparativos entre essas duas geometrias: a confinada e a não confinada.

O campo de temperatura bem como os coeficientes de transferência de calor convectivo, estes últimos mostrados em sua forma adimensional, ficam com suas análises um pouco comprometidas devido às limitações instrumentais existentes no Laboratório de Mecânica da Turbulência. Uma destas limitações está associada às dimensões físicas dos termopares utilizados, os quais não possuem dimensões tão pequenas quanto se desejaria. De fato, suas dimensões são consideradas relativamente grandes para obter as medidas na região da camada interna dos perfis de temperatura, de espessura inferior a  $2$  mm. Para a relação placa-bocal de  $H/D= 2,0$ , estas dificuldades foram sanadas com a utilização de um microtermopar, através do qual pudemos obter os  $36$  perfis de temperatura usados na análise em termos de coordenadas internas da lei de parede.

Um outro importante objetivo buscado por este trabalho foi o de caracterizar os perfis de velocidade e de temperatura em termos das variáveis internas da camada limite, e, então, através de sua análise desenvolver uma formulação de lei de parede. Na procura deste objetivo, a existência de uma camada em equilíbrio foi investigada para a condição de espaçamento placa-bocal de  $H/D= 2,0$ .

É importante deixar claro que, a escolha de  $H/D= 2,0$  para a obtenção de uma grande quantidade de dados experimentais, foi determinada pelos resultados da investigação da distribuição de pressão na superfície da placa de incidência. Os resultados são claros em demonstrar a presença de uma zona de recirculação na

região de jato de parede nas relações de  $H/D= 1,0$  e  $1,5$ . Tal fato aumenta as dificuldades na aquisição dos dados experimentais assim como também requer a utilização de instrumentação adequada ao tipo de escoamento.

Como dito anteriormente, os perfis foram construídos graficamente em termos das variáveis internas, sendo verificado que existe uma concordância entre as observações identificadas neste trabalho e as identificadas por Özdemir e Whitelaw (1992). Neste sentido, uma expressão para o parâmetro  $A$  da lei de parede clássica foi encontrada. Uma expressão para o parâmetro  $B$  da lei de parede do caso térmico também foi desenvolvida.

Um estudo aprofundado sobre as regiões internas de um jato circular incidente foi primeiramente efetuado por Özdemir e Whitelaw (1992). Estes autores foram os primeiros a observar uma possível variação de  $A$  na literatura para o problema de um jato circular não confinado incidindo com uma inclinação de  $20^\circ$  com a superfície. Aqui, pela primeira vez, esta metodologia foi adotada para o problema de um jato de ar turbulento, axissimétrico, semi-confinado, incidindo ortogonalmente sobre uma placa, para ambos os campos de velocidade e de temperatura.

Um problema inverso de condução de calor foi resolvido para a estimativa da variação dos coeficientes de transferência de calor, no tempo e no espaço, para o problema de um jato frio incidindo sobre uma superfície aquecida. Os dados de referência foram obtidos por uma simulação numérica direta.

No que diz respeito ao trabalho numérico citado acima, o objetivo principal foi desenvolver uma ferramenta numérica capaz de estimar o comportamento do coeficiente de transferência de calor a partir de dados de temperatura colhidos na superfície inferior da placa aquecida. Através desta ferramenta, foi visto que os coeficientes de transferência de calor para o escoamento sobre uma placa aquecida, podem, de fato, ser estimados pela solução unidimensional do problema inverso de condução de calor baseado nos dados de temperatura calculados na superfície inferior da placa. Sendo que, próximo a região de incidência,  $r < 0,1$ , os coeficientes de transferência de calor diferem consideravelmente dos calculados pela formulação do problema direto em todos os casos.

Portanto, como conclusão do trabalho, é visto que é possível chegar à descrição

do escoamento na região viscosa do mesmo a partir da análise dos dados experimentais. A partir deste fato, uma expressão algébrica para a previsão dos coeficientes de atrito e de troca térmica na superfície da placa foi desenvolvida. E ainda, com o auxílio da técnica do problema inverso, uma estimativa dos coeficientes de transferência de calor, os quais são de difícil obtenção experimental, foi realizada.

A seguir são apresentadas algumas sugestões para o desenvolvimento de trabalhos futuros.

1. Simulação numérica através de algum código computacional para uma análise comparativa entre os modelos de turbulência existentes e a aplicação da expressão de lei de parede proposta.
2. A aplicação da técnica do problema inverso juntamente com a expressão de lei de parede de velocidade e de temperatura propostas no estudo, para a estimativa dos coeficientes de atrito e de transferência de calor sobre a superfície da placa de incidência.
3. Estudo da estrutura do escoamento de jato incidente não confinado, o qual forneceria, juntamente com os resultados do escoamento de jato semi-confinado, o resultado de como e quanto a presença da placa de confinamento influencia na estrutura e comportamento do escoamento.
4. Estudo do comportamento da estrutura dos vórtices gerados pelo escoamento de jato incidente, e, qual a influência dos mesmos no campo de temperatura e na transferência de calor entre a superfície aquecida e o jato.
5. Investigação dos perfis de velocidade axial juntamente com o estudo do espectro de velocidade na saída do bocal.
6. Investigar as expressões de lei de parede para outras relações de  $H/D$ .
7. O trabalho foi focado no caso de  $H/D= 2,0$  e número de Reynolds fixo em 35.000. Um estudo futuro pode ser estendido a outros valores destes parâmetros verificando a influência no escoamento.

8. Visualização do escoamento com a utilização da técnica de fumaça e técnica do óleo sobre a superfície podem possibilitar um melhor entendimento da formação dos vórtices e como os mesmos atuam na estrutura do escoamento.
9. Estudo experimental do escoamento de jato incidente em superfícies rugosas.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAMOVICH, G. N. The Theory of Turbulent Jets. M. I. T. Press, Massachusetts, 1963.

ALIFANOV, O.M. Inverse Heat Transfer Problems. Springer, New York, 1994.

ANGIOLETTI, M.; DI TOMMASO, R. M.; NINO, E. et al. Simultaneous visualization of flow field and evaluation of local heat transfer by transitional impinging jets. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.46, p.1703-1713, 2003.

ASHFORTH-FROST, S.; JAMBUNATHAN, K. Numerical prediction of semi-confined jet impingement and comparison with experimental data. International Journal for Numerical Methods in Fluids, v.23, p.295-306, 1996.

ASHFORTH-FROST, S.; JAMBUNATHAN, K.; WHITNEY, C. F. Velocity and turbulence characteristics of a semiconfined orthogonally impinging slot jet. Experimental Thermal and Fluid Science, v.14, p.60-67, 1997.

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

BAKKE, P. An experimental investigation of a wall jet. Journal Fluid Mechanics, v.2, p.467-472, 1957.

BAYDAR, E. Confined impinging air jet at low reynolds number. Experimental Thermal and Fluid Science, v.19, p.27-33, 1999.

BECK, J. V.; BLACKWELL, B.; ST. CLAIR JR., C. R. Inverse Heat Conduction, Wiley, New York, 1985.

BEHNIA, M.; PARNEIX, S.; DURBIN, P. A. Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.41, n.12, p.1845-1855, 1998.

BEHNIA, M.; PARNEIX, S.; SHABANY, Y. et al. Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets. International Journal of Heat and Fluid Flow, v.20, p.1-9, 1999.

BRADSHAW, P.; GEE, M. T. Turbulent wall jeta with and without an exter-

nal stream. ARC RM 3252, 1962.

BRUUN, H. H.; "Hot-Wire Anemometry, Principles and Signal Analysis", Oxford University Press, 1995.

CHIRIAC, V. A.; ORTEGA, A. A numerical study of the unsteady flow and heat transfer in a transitional confined slot jet impinging on an isothermal surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.45, p.1237-1248, 2002.

CHUNG, Y. M.; LUO, K. H. Unsteady heat transfer analysis of an impinging jet. *Journal of Heat Transfer*, v.124, p.1039-1048, 2002.

CHUNG, Y. M.; LUO, K. H.; SANDHAM, N. D. Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.23, p.592-600, 2002.

CLAUSER, F. H. Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. *Journal of the Aeronautical Sciences*, p.91, 1954.

COLAÇO, M. J. Problema Inverso de Estimativa do Coeficiente de Transferência de Calor em uma Placa Resfriada por Sprays. Orientador: Helcio R. B. Orlande. Rio de Janeiro: UFRJ/CT/Programa de Engenharia Mecânica, 1998. 107p. Dissertação. (Mestrado em Engenharia Mecânica).

COLAÇO, M. J. Comparison of Different Versions of the Conjugate Gradient Method of Function Estimation. *Numerical Heat transfer, Part A*, v.36, p.229-249, 1999.

COLES, D. The law of the wake in a turbulent boundary layer. *Journal Fluid Mechanics*, v.1, p.191, 1956.

COLUCCI, D. W.; VISKANTA, R. Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.13, p.71-80, 1996.

COOPER, D.; JACKSON, D. C.; LAUNDER, B. F. et al. Impinging jet studies for turbulence model assessment - 1. Flow-field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.36, n.10, p.2675-2684, 1993.

CORNARO, C.; FLEISCHER, A. S.; GOLDSTEIN, R. J. Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.20, p.66-78, 1999.

CRAFT, T. J.; GRAHAM, J. W.; LAUNDER, B. F. Impinging jet for turbulence model assessment - ii. An examination of the performance of four turbulence models. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.36, n.10, p.2685-2697, 1993.

CRUZ, D. O. A.; BORTOLUS, M. V.; BATISTA, F.N.; GUERRA, D. R. S. A formulation of law of the wall for turbulent flow with separation and heat transfer. *Anais do XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica-COBEM*, 1999.

DIANAT, M.; FAIRWEATHER, M.; JONES, W. P. Prediction of axisymmetric and two-dimensional impinging turbulent jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.17, p.530-538, 1996.

DIDDEN, N.; HO, C.-M. Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet. *Journal Fluid Mechanics*, v.160, p.235-256, 1985.

DONALDSON, C. D.; SNEDEKER, R. S.; MARGOLIS, D. P. A study of free jet impingement. Part 1. Mean properties of free and impinging jets. *Journal Fluid Mechanics*, v.45(part 2), p.281-319, 1971/1.

DONALDSON, C. D.; SNEDEKER, R. S.; MARGOLIS, D. P. A study of free jet impingement. Part 2. Free jet turbulent structure and impingement heat transfer. *Journal Fluid Mechanics*, v.45(part 3), p.477-512, 1971/2.

GARDON, R.; AKFIRAT, J. C. The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.8, p. 1261-1272, 1965.

GIRALT, F.; CHIA, C.J.; TRASS, O. Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet. *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, v.16, n.1, p.21-28, 1977.

GLAUERT, M. B. The wall jet. *Journal Fluid Mechanics*, v.1, p.625-643, 1956.

GOLDSTEIN, R. J.; BEHBAHANI, A. I.; HEPPELMANN, K. K. Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.29, n.8, p.1227-1235, 1986.

GUERRA, D. R. S.; CRUZ, D. O. A.; MACEDO, E. N. Turbulent flow with heat transfer over a backstep. *Anais do Congresso Nacional de Engenharia Mecânica*,



2000.

GUERRA, D. R. S.; CRUZ, D. O. A.; SILVA FREIRE, A. P. Heat transfer in the re-attachment region of a backward-facing step flow. Anais do VII Congresso Brasileiro de Ciências Térmicas-ENCIT, 2000.

GUERRA, D. R. S.; SILVA FREIRE, A. P. An experimental heat transfer study of a cold jet impinging on a hot surface. Anais do XVII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica-COBEM, 2003.

GUERRA, D. R. S.; SILVA FREIRE, A. P. Study of the heat transfer behaviour for a cold jet impinging upon a hot surface. Anais do III Congresso Nacional de Engenharia Mecânica-CONEM, 2004.

GUERRA, D. R. S.; SILVA FREIRE, A. P.; SU, J. The near wall behaviour of an ortogonally impinging jet. Anais do X Congresso Brasileiro de Ciências Térmicas-ENCIT, 2004.

GUERRA, D. R. S.; SILVA FREIRE, A. P.; SU, J. Logarithmic behaviour of the wall layer for an impinging jet. Anais da IV Escola de Primavera em Transição e Turbulência-ETT, 2004.

GUERRA, D. R. S.; SU, J.; SILVA FREIRE, A. P. Estimation of spce-wise and time-wise varying heat transfer coefficient of a round turbulent impinging jet. Proceedings of Inverse Problems, Design and Optimization Symposium, 2004.

GUO, Y.; WOOD, D. H. Measurements in the vicinity of a stagnation point. Experimental Thermal and Fluid Science, v.25, p.605-614, 2002.

HAMMOND, G. P. Complete velocity profile and “optimum” skin friction formulas for the plane wall-jet. Journal of Fluids Engineering, v.104, p.59-66, 1982.

HENSEL, E. Inverse Theory and Application to Engineers, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1991.

HUANG, L.; EL-GENK, M. S. Heat transfer of an impinging jet on a flat surface. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.37, n.13, p.1915-1923, 1994.

HWANG, S. D.; LEE, C. H.; CHO, H. H. Heat transfer and flow structure in axisymmetric impinging jet controlled by vortex pairing. International Journal of Heat and Fluid Flow, v.22, p.293-300, 2001.

IRWIN, H. P. A. H. Measurements in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient. *Journal Fluid Mechanics*, v.61(part 1), p.33-63, 1973.

JAMBUNATHAN, K.; LAI, E.; MOSS, M. A. et al. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.13, n.2, p.106-115, 1992.

KLINKE, S. J. The Purpose of Uncertainty Analysis, *J. Fluids Eng.*, v.107, p. 153-160, 1985.

KNOWLES, K. Computational studies of impinging jets using  $\kappa$ - $\epsilon$  turbulence models. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v.22, p.799-810, 1996.

KNOWLES, K.; MYSZKO, M. Turbulence measurements in radial wall-jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.17, p.71-78, 1998.

LAUNDER, B. E.; RODI, W. The turbulent wall jets. *Prog. Aerospace Sci*, v.19, 1981.

LEE, J.; LEE, S.-J. The effect of nozzle configuration on stagnation region heat transfer enhancement of axisymmetric jet impingement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.13, n.18, p.3497-3509, 2000.

LEE, J.; LEE, S.-J. Stagnation region heat transfer of a turbulent axisymmetric jet impingement. *Experimental Heat Transfer*, v.12, p.137-156, 1999.

LIU, T.; SULLIVAN, J. P. Heat transfer and flow structure in an excited circular impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.39, n.17, p.3695-3706, 1996.

LYTLE, D.; WEBB, B. W. Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.37, n.12, p.1687-1697, 1994.

MARTIN, H. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. *Advances in Heat Transfer*, v.13, p.1-60, 1977.

MEOLA, C.; LUCA, L. D.; CARLOMAGNO, G. M. Influence of shear layer dynamics on impingement heat transfer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.13, p.29-37, 1996.

MOHANTY, A. K.; TAWFEK, A. A. Heat transfer due to a round jet imping-

ing normal to a flat surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.36, n.6, p.1639-1647, 1993.

MURIO, D.A. *The Mollification Method and the Numerical Solution of Ill-Posed Problems*, Wiley, New York, 1993.

MYERS, G. E.; SCHAUER, J. J.; EUSTIS, R. H. Plane turbulent wall jet flow development and friction factor. *Trans. A.S.M.E. Journal of Basic Engineering*, v.85, p.47-54, 1963.

NARASIMHA, R.; NARAYAN, K. Y.; PARTHASARATHY, S. P. Parametric analysis of turbulent wall jets in still air. *Aeronaut. J.*, v.77, p.335, 1973.

NARAYANAN, V.; SEYED-YAGOOBI, J.; PAGE, R.H. An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.47, p.1827-1845, 2004.

NISHINO, K.; SAMADA, M.; KAUYA, K. et al. Turbulence statistics in the stagnation region of an axisymmetric impinging jet flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.17, p.193-201, 1996.

OZARAPOGLU, V. *Measurements in incompressible turbulent flows*. Tese D.Sc., Laval University, Quebec, 1973.

ÖZDEMİR, I. B.; WHITELOW, J. H. Impingement of an axisymmetric jet on unheated and heated flat plates. *Journal Fluid Mechanics*, v.240, p.503-532, 1992.

ÖZISIK, M. N.; ORLANDE, H. R. B. *Inverse Heat Transfer: Fundamentals and Applications*, Taylor & Francis, New York, 2000.

PARK, T. H.; CHOI, H. G.; YOO, J. Y. et al. Stream line upwind numerical simulation of two-dimensional confined impinging slot jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.46, p.251-262, 2003.

POREH, M.; TSUEI, Y. G.; CERMAK, J. E. Investigation of a turbulent radial wall jet. *Trans. A.S.M.E., Journal of Applied Mechanics*, p.457-463, 1967.

RAJARATNAM, N. *Turbulent Jets*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976.

REGIS, C.R.; COTTA, R.M.; SU, J. Improved lumped analysis of transient heat conduction in a nuclear fuel rod, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, v.27, p.357-366, 2000.

SIBA, F. A.; GANESA-PILLAI, M.; HARRIS, K. T. et al. Heat transfer in a high turbulence air jet impinging over a flat circular disk. *Journal of Heat Transfer*, v.125, p.257-265, 2003.

STEVENS, J.; WEBB, B. W. Measurements of flow structure in the radial layer of impinging free-surface liquid jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.36, n.15, p.3751-3758, 1993.

SU, J. ; COTTA, R.M. Improved lumped parameter formulation for simplified LWR thermohydraulic analysis. *Annals of Nuclear Energy*, v.28, p.1019-1031, 2001.

SU, J. ; SILVA NETO, A. J. Two-Dimensional Inverse Heat Conduction Problem of Source Strength Estimation in Cylindrical Rods. *Applied Mathematical Modelling*, v.25, p.861-872, 2001.

TAILLAND, A.; MATHIEU, J. Jet pariétal. *Journal de Mécanique*, v.6, p.103-131, 1967.

TIKHONOV, A.N.; ARSENUM, V.Y. *Solutions of Ill-Posed Problems*, Winston, Washington, DC, 1977.

TSUEI, Y. G. Axisymmetric boundary layer of a jet impinging on a smooth plate. Tese Ph.D., Universidade do Estado do Colorado, Fort Collins, 1962.

TU, C. V.; WOOD, D. H. Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.13, p.364-373, 1996.

WANG, X. S.; DAGAN, Z.; JIJI, L. M. Heat transfer between a circular free impinging jet and a solid surface with non-uniform wall temperature or wall heat flux - 1. Solution for the stagnation region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.32, n.7, p.1352-1360, 1989/1.

WANG, X. S.; DAGAN, Z.; JIJI, L. M. Heat transfer between a circular free impinging jet and a solid surface with non-uniform wall temperature or wall heat flux - 2. Solution for the boundary layer region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.32, n.7, p.1361-1371, 1989/2.

SAN, J. Y.; HUANG, C.; SHU, M. Impingement cooling of a confined circular air jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.40, n.6, p.1355-1364, 1997.

SCHETZ, J. A. Foundations of Boundary Layer Theory for Momentum, Heat, and Mass Transfer, Prentice-Hall, New Jersey, 1984.

SCHETZ, J. A. Boundary Layer Analysis, Prentice-Hall, New Jersey, 1993.

SCHLICHTING, H. Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, 1979.

WYGNANSKI, I.; KATZ, Y.; HOREV, E. On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet. *Journal Fluid Mechanics*, v.234, p.669-690, 1992.

YULING-SHI; RAY, M. B.; MUJUMDAR, A. S. Effects of prandtl number on impinging jet heat transfer under a semi-confined turbulent slot. *Int. Comm. Heat Transfer*, v.29, n.7, p.929-938, 2002.

YULING-SHI; RAY, M. B.; MUJUMDAR, A. S. Computational study of impingement heat transfer under a turbulent slot jet. *Ind. Eng. Chem. Res.*, v.41, p.4643-4651, 2002.

ZHOU, D. W.; LEE, S. Heat transfer enhancement of impinging jets using mesh screens. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.47, p.2097-2108, 2004.