



SIMULAÇÃO FLUIDODINÂMICA DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR
CONJUGADA EM ARRANJOS ALINHADOS OU DESENCONTRADOS DE
ALETAS PINIFORMES ELÍPTICAS

Rodrigo Peralta Muniz Moreira

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Química, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Química.

Orientador: Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Rio de Janeiro
Setembro de 2015

SIMULAÇÃO FLUIDODINÂMICA DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR
CONJUGADA EM ARRANJOS ALINHADOS OU DESENCONTRADOS DE
ALETAS PINIFORMES ELÍPTICAS

Rodrigo Peralta Muniz Moreira

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO
ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE
ENGENHARIA (COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE
JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA
QUÍMICA.

Examinada por:

Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.

Prof. Su Jian, D.Sc.

Dr. Carlos Eduardo Fontes da Costa e Silva, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
SETEMBRO DE 2015

Moreira, Rodrigo Peralta Muniz

Simulação fluidodinâmica da transferência de calor conjugada em arranjos alinhados ou desencontrados de aletas piniformes elípticas/Rodrigo Peralta Muniz Moreira. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2015.

XXI, 118 p.: il.; 29,7cm.

Orientador: Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Química, 2015.

Referências Bibliográficas: p. 112 – 118.

1. Aleta de pinos. 2. Dissipador de calor. 3. Convecção mista. 4. Fluidodinâmica Computacional. I. Lage, Paulo Laranjeira da Cunha. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Química. III. Título.

*"Que os vossos esforços desafiem
as impossibilidades, lembrai-vos
de que as grandes coisas do
homem foram conquistadas do
que parecia impossível."*

Charles Chaplin

Agradecimentos

Agradeço à Deus, por ter me dado saúde e força para superar as dificuldades.

Agradeço ao meu orientador Prof. Dr. Paulo Lage, pela preciosa orientação para conclusão deste trabalho.

Agradeço a minha família pelos ensinamentos dados para minha formação. Em especial, agradeço à minha mãe, Regina, e a minha madrinha, Rosely, pela paciência que tiveram nos momentos difíceis e pelos conselhos que sempre me deram para que chegasse ao final deste trabalho.

Agradeço aos colegas e amigos da ESSS pela amizade e apoio.

Agradeço a todos os meus amigos de que alguma forma contribuíram com sua amizade, em especial ao Danilo, Márcio e Victor com quem dividi apartamento neste período.

A todos aqueles que de alguma forma estiveram estão próximos de mim, fazendo esta vida valer cada vez mais a pena.

Aos membros da banca de avaliação de tese, por terem utilizado de precioso tempo na avaliação deste documento.

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

SIMULAÇÃO FLUIDODINÂMICA DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR
CONJUGADA EM ARRANJOS ALINHADOS OU DESENCONTRADOS DE
ALETAS PINIFORMES ELÍPTICAS

Rodrigo Peralta Muniz Moreira

Setembro/2015

Orientador: Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Programa: Engenharia Química

Utilizando a ferramenta de fluidodinâmica computacional, este trabalho investiga o desempenho para a transferência de calor conjugada em arranjos de aletas piniformes elípticas, nas configurações de pinos alinhados e desencontrados, sob convecção forçada e convecção mista. Quando necessário, um procedimento numérico para cálculo de transferência de calor para escoamentos quase estacionários foi utilizado. Dados experimentais para resfriamento direto com ar foram simulados utilizando as equações de *Reynolds Average Navier-Stokes*, tratando o ar como gás ideal. Foram avaliados diferentes modelos de turbulência baseados na viscosidade turbulenta, o qual o modelo SST mostrou melhores resultados, quando comparados com dados experimentais. A boa concordância entre resultados simulados e experimentais para valores de Nusselt médio validaram o procedimento numérico.

O escoamento foi avaliado para a faixa de número de Reynolds no túnel de vento de 1800 a 9000 e 600 a 3500 para convecção forçada e mista, respectivamente, e número de Reynolds máximo nos pinos de 200 a 1200 e 140 a 1500 para convecção forçada e mista, respectivamente. No estudo sob convecção mista, foram estudados para a relação Grashoff sobre Reynolds de 1 até 100, e os resultados das simulações foram comparadas com previsões de correlações disponíveis para número de Nusselt médio, mostrando uma concordância razoável, mas com diferentes tendências em relação a da variação do número de Reynolds. A causa disso foi investigada e identificou-se uma possível falha na técnica experimental usada para obter os dados para desenvolvimento das correlações. Portanto, os resultados simulados foram utilizados para desenvolvimento de novas correlações para prever o número de Nusselt médio.

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

CONJUGATE HEAT TRANSFER SIMULATION FOR MIXED CONVECTION ON ELLIPTICAL PIN FIN ARRANGEMENTS

Rodrigo Peralta Muniz Moreira

September/2015

Advisor: Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Department: Chemical Engineering

Using computational fluid dynamics, it was investigated the conjugate heat transfer performance of elliptical pin fin arrays in aligned and staggered arrangements under forced and mixed convection conditions. When necessary, a previously developed numerical procedure for the heat transfer rate prediction in quasi-periodic flows was employed. Available experimental data for forced convection air cooling were simulated using the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations, treating air as an ideal gas. Different turbulence models based on turbulent viscosity were evaluated, which showed that SST model showed better results when compared to experimental data. The good agreement between the simulated and experimental mean Nusselt numbers validated the numerical procedure.

The flow was evaluated for the Reynolds number from 1800 to 9000 and 600 to 3500 for forced and mixed convection, respectively, and maximum Reynolds number on pins from 200 to 1200 and 140 to 1500 for forced and mixed convection respectively. For mixed convection, were evaluated conditions for the Grashoff to Reynolds relation about 1 to 100, and the simulations were compared to predictions of available correlations for the mean Nusselt number. The simulated and the predicted values of Nusselt number showed only a partial agreement, with different trends regarding the Reynolds number variation. The cause of this disagreement was investigated and it was identified a possible flaw in the experimental technique used to obtain the data employed to derive these correlations. Therefore, the simulated results were also used to develop new correlations for the Nusselt number.

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xv
1 Introdução	1
1.1 Contexto	1
1.2 Motivação	1
1.3 Objetivos	2
1.4 Organização do texto	2
2 Revisão Bibliográfica	4
2.1 Transferência de calor em aletas piniformes	4
2.2 Aletas piniformes	7
2.3 Aplicação de CFD sobre aleta piniformes	10
3 Metodologia	15
3.1 Definição dos casos simulados	15
3.1.1 Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes	15
3.1.2 Convecção mista em arranjos de aletas piniformes	17
3.2 Equações governantes	25
3.2.1 Modelos de turbulência	27
3.2.2 Leis de parede	31
3.3 Outras definições	38
3.3.1 Números adimensionais em arranjos de aletas	38
3.3.2 Avaliação de coeficientes de transferência de calor médios	40
4 Procedimento numérico	41
4.1 Geometrias	41
4.2 Malha Computacional	43
4.2.1 Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes	44
4.2.2 Convecção mista em arranjos de aletas piniformes	46
4.3 Configurações do modelo	47

4.4	Procedimento numérico para cálculo da transferência de calor	52
4.5	Solução computacional	53
5	Resultados e discussões	54
5.1	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes	54
5.1.1	Análise de independência de malha computacional	55
5.1.2	Análise de modelagem de turbulência e leis de parede	57
5.1.3	Análise das configurações geométricas de aleta de pinos	66
5.2	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes	79
5.2.1	Análise de independência de malha computacional	81
5.2.2	Validação da metodologia de simulação pseudo-transiente	83
5.2.3	Análise das configurações geométricas de aleta de pinos	86
5.2.4	Validação dos resultados de CFD com as correlações do estudo experimental	99
5.2.5	Desenvolvimento de novas correlações para a aleta de pinos sob convecção mista	105
6	Conclusões e sugestões	109
6.1	Conclusões	109
6.2	Sugestões	111
	Referências Bibliográficas	112

Lista de Figuras

2.1	Definições dos arranjos e parâmetros geométricos para banco de tubos apresentada por INCROPERA e DEWITT [1].	6
3.1	Vista lateral do túnel de vento do experimento de YANG <i>et al.</i> [2]: geometria gerada com software ANSYS Design Modeler para as simulações.	16
3.2	Configuração experimental utilizada por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], obtida através de comunicação pessoal em 2014.	18
3.3	Análise de consistência dos dados experimentais: Número de Nusselt vs. velocidade de entrada para aleta de pinos elípticos para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.	24
3.4	Análise de consistência dos dados experimentais: Número de Nusselt vs. fração de vazios para aleta de pinos elípticos para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.	24
3.5	Perfil de velocidade adimensional na camada limite apresentado em escala logarítmica (obtido do manual do software [4]).	32
3.6	Diferenças entre funções de parede e solução para baixo Reynolds (obtidas do manual do software utilizado [4]).	33
3.7	Definições dos arranjos e parâmetros geométricos para banco de tubos elípticos.	39
4.1	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Dissipador de calor com arranjo de 25 pinos.	42
4.2	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Geometria desenvolvida para o túnel de vento e principais cotas geométricas.	42
4.3	Convecção mista sobre arranjos de aletas piniformes: Geometria desenvolvida para representação da aleta de pinos no interior do túnel de vento e principais cotas geométricas.	43
4.4	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Malha computacional no domínio fluido para (a) malha M1 e (b) malha M2.	45

4.5	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Malha computacional gerada para o domínio sólido para o tamanho de malha M2.	46
4.6	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Malha computacional gerada na região dos pinos para (a) malha M1 e (b) M2.	48
4.7	Definição das condições de contorno, para modelo numérico representando experimento de YANG <i>et al.</i> [2].	50
5.1	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Análise de independência de malha para o caso base.	56
5.2	Análise do modelo de turbulência e lei de parede: coeficiente convectivo de transferência de calor.	58
5.3	Análise do modelo de turbulência e lei de parede: y^+ nas paredes da aleta.	60
5.4	Análise do modelo de turbulência e lei de parede: temperatura nas paredes da aleta.	61
5.5	Análise do modelo de turbulência e lei de parede: perfil de temperatura no plano central.	62
5.6	Análise do modelo de turbulência e lei de parede: perfil de energia cinética turbulenta no plano central.	63
5.7	Perfil de Re_y no plano central para modelo $k - \epsilon$ realizável com EWT.	63
5.8	Análise do modelo de turbulência e lei de parede: perfil de velocidade no plano central.	64
5.9	Comparação entre modelo laminar e SST para caso com arranjo alinhado, 25 pinos e $u_\infty = 1$ m/s: perfil de temperatura.	65
5.10	Comparação entre modelo laminar e SST para caso com arranjo alinhado, 25 pinos e $u_\infty = 1$ m/s: perfil de velocidade.	66
5.11	Resultados para modelo SST de transição para (a) perfil de temperatura e (b) perfil de velocidade.	67
5.12	Coeficiente convectivo de transferência de calor para (a) arranjo alinhado com 25 pinos e (b) arranjo alinhado com 49 pinos.	68
5.13	Coeficiente convectivo de transferência de calor para (a) arranjo desencontrado com 25 pinos e (b) arranjo desencontrado com 41 pinos.	69
5.14	Resultados obtidos para número de Nusselt para as quatro geometrias avaliadas em função de $Re_{d,max}$	70
5.15	Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 25 pinos e (b) desencontrado e 25 pinos, para velocidade de 3 m/s.	71
5.16	Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 49 pinos e (b) desencontrado e 41 pinos, para velocidade de 3 m/s	71

5.17	Perfil de velocidade para caso com arranjo (a) alinhado e 25 pinos e (b) desencontrado e 25 pinos, para velocidade de 3 m/s	72
5.18	Perfil de velocidade para caso com arranjo (a) alinhado e 49 pinos e (b) desencontrado e 41 pinos, para velocidade de 3 m/s	73
5.19	Linhas de corrente para caso com 25 pinos e (a) alinhado e (b) arranjo desencontrado, para velocidade de 3 m/s.	73
5.20	Linhas de corrente para caso com 25 pinos e (a) alinhado e (b) arranjo desencontrado, para velocidade de 1 m/s.	73
5.21	Linhas de corrente para caso com 25 pinos e (a) alinhado e (b) arranjo desencontrado, para velocidade de 5 m/s.	74
5.22	Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 25 pinos e (b) desencontrado e 25 pinos, para velocidade de 1 m/s.	74
5.23	Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 49 pinos e (b) desencontrado e 41 pinos, para velocidade de 5 m/s	75
5.24	Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, com 25 pinos e (a) velocidade de 1 m/s (b) velocidade de 5 m/s.	76
5.25	Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, com 49 pinos e (a) velocidade de 1 m/s (b) velocidade de 5 m/s.	76
5.26	Resultados obtidos para número de Nusselt para as quatro geometrias avaliadas em função de $Re_{d,max}$	77
5.27	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: y^+ nas paredes da aleta para (a) malha M1 e (b) malha M2.	82
5.28	Temperatura média ao longo das iterações na base do dissipador de calor (arranjo alinhado, $u_\infty = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$).	84
5.29	Temperatura média ponderada por área ao longo das iterações para (a) logo a jusante do dissipador térmico e (b) na saída do túnel de vento (arranjo alinhado, $u_\infty = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$).	85
5.30	Temperatura média ao longo do tempo na base do dissipador de calor (arranjo alinhado, $u_\infty = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$).	85
5.31	Contornos de temperatura no plano central para arranjo alinhado, $\alpha = 0,53$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s, com solução em (a) regime transiente (média ao longo do tempo) e (b) estacionário com solução pseudo-transiente.	86
5.32	Resistência térmica da aleta para arranjos alinhado e desencontrado em função da fração de vazios, α ($u_\infty = 0,3$ m/s, $\gamma = 8,16$).	87
5.33	Resistência térmica da aleta para arranjos alinhado e desencontrado em função da razão de aspecto, γ ($u_\infty = 0,3$ m/s, $\alpha = 0,702$).	87
5.34	Resistência térmica da aleta para arranjos alinhado e desencontrado em função da velocidade de entrada, u_∞ ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).	88

5.35	Contornos de temperatura no plano central para (a) alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.	89
5.36	Contornos de temperatura no plano central para (a) alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,53$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s	90
5.37	Contorno de magnitude de velocidade no plano central para (a) arranjo alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.	90
5.38	Contorno de magnitude de velocidade no plano central para (a) arranjo alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,53$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.	91
5.39	Porcentagem da vazão de ar passando pela região fora da seção de testes, para arranjos alinhado e desencontrado em função da fração de vazios, α ($u_\infty = 0,3$ m/s, $\gamma = 8,16$).	92
5.40	Porcentagem da vazão de ar passando pela região de <i>bypass</i> , para arranjos alinhado e desencontrado em função da velocidade de entrada, u_∞ ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).	93
5.41	Linhas de corrente para arranjos alinhado e desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.	94
5.42	Linhas de corrente para arranjos alinhado e desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ and $u_\infty = 0,1$ m/s.	94
5.43	Contornos de temperatura no plano central de cada configuração para (a) $\gamma = 5,1$ e (b) $\gamma = 9,18$ para $\alpha = 0,53$, $u_\infty = 0,3$ m/s e arranjo alinhado.	96
5.44	Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e (a) $\gamma = 5,1$ (b) $\gamma = 9,18$	96
5.45	Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo desencontrado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e (a) $\gamma = 5,1$ (b) $\gamma = 9,18$	97
5.46	Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $\gamma = 8,16$ e (a) $u_\infty = 0,1$ m/s e (b) $u_\infty = 0,5$ m/s.	97
5.47	Comparação entre resultados simulados com resultados de Nu_d da correlação de [3] para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.	100
5.48	Contornos de temperatura no plano central e linhas de corrente para arranjo alinhado, $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e (a) $u_\infty = 0,1$ m/s e (b) $u_\infty = 0,5$ m/s.	101
5.49	Coefficiente de uniformidade para a temperatura ao longo do comprimento do túnel de vento para (a) alinhado e (b) desencontrado ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).	103

5.50	Comparação entre valores de Nu_d estimados das correlações de [3] e valores de Nu_d calculados utilizando temperaturas a jusante calculadas como médias na área em diferentes posições axiais para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).	104
5.51	Transferência de calor calculada por $\dot{m}c_p(T_o - T_i)$ versus distância da aleta para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).	106
5.52	Comparação entre resultados simulados com resultados de Nu_d das correlações desenvolvidas para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.	108

Lista de Tabelas

2.1	Resumo dos principais trabalhos experimentais da literatura	11
2.2	Resumo dos principais trabalhos de simulação numérica da literatura	14
3.1	Definição das geometrias estudadas para experimento de YANG <i>et al.</i> [2].	16
3.2	Definição das condições experimentais realizadas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3].	20
3.3	Propriedades físicas para o dissipador térmico.	27
4.1	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Tamanho de malha computacional para a análise de independência de malha.	44
4.2	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Tamanho das malhas computacionais para as geometrias estudadas.	45
4.3	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Critérios de qualidade das malhas computacionais para as geometrias estudadas.	46
4.4	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Tamanho de malha computacional para a análise de independência de malha.	47
4.5	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Critérios de qualidade das malhas computacionais.	47
5.1	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Definição dos casos simulados.	55
5.2	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Resultados para análise de independência de malha para o caso base.	57
5.3	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: y^+ nas paredes do domínio para o caso base. Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: y^+ para as malhas computacionais.	57
5.4	Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Análise de independência de malha para arranjo de aletas alinhadas e 25 pinos para $u_\infty = 3$ m/s.	58
5.5	Análise da modelagem de turbulência utilizada para o caso com velocidade de 3 m/s e geometria alinhada com 25 pinos.	58

5.6	Análise da modelagem de turbulência utilizada para o caso com velocidade de 3 m/s e geometria alinhada com 25 pinos: y^+ nas paredes do domínio.	60
5.7	Coefficiente convectivo de transferência de calor para caso laminar e modelo SST para caso com arranjo alinhado, 25 pinos e $u_\infty = 1$ m/s.	64
5.8	Resultados obtidos para coeficiente convectivo de transferência de calor e comparação com resultados experimentais.	69
5.9	Transferência de calor sob convecção forçada: Relação entre Gr_d/Re_d^2 para as simulações realizadas.	75
5.10	Transferência de calor sob convecção forçada: Eficiências das aletas para as simulações realizadas.	77
5.11	Convecção forçada em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado e 25 pinos para $u_\infty = 1$ m/s e $u_\infty = 5$ m/s.	78
5.12	Convecção forçada em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado e 49 pinos para $u_\infty = 1$ m/s e $u_\infty = 5$ m/s.	78
5.13	Definição dos casos simulados para regime de convecção mista.	79
5.14	Resultados obtidos para temperatura da base, número de Nusselt e número de Nusselt de correlação para arranjo alinhado.	80
5.15	Resultados obtidos para temperatura da base, número de Nusselt e número de Nusselt de correlação para arranjo desencontrado.	81
5.16	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Análise de independência de malha para o Caso Base.	82
5.17	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: y^+ para as malhas computacionais.	82
5.18	Transferência de calor sob convecção mista: Eficiências superficiais para as simulações realizadas.	98
5.19	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e $\gamma = 5,1$	98
5.20	Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e $\gamma = 9,18$	98
5.21	Constantes da correlação desenvolvida para os arranjos alinhado e desencontrado na equação (5.4).	107

Nomenclatura

a	semi-eixo maior da elipse
A	área
b	semi-eixo menor da elipse
c	distância entre centro e eixo diagonal do pino elíptico
c_p	calor específico à pressão constante
C_μ	constante para cálculo da viscosidade turbulenta
d	diâmetro equivalente do pino
E	energia total específica
g	aceleração da gravidade
G_k	produção de energia cinética turbulenta
G_b	produção de energia cinética turbulenta pelo empuxo
Gr	número de Grashof
h	coeficiente de transferência de calor
H	entalpia específica
k	energia cinética turbulenta
L	comprimento
\dot{m}	vazão mássica
M	massa molar
n	número de pinos no arranjo de aletas
Nu	número de Nusselt

p	pressão
P	perímetro
Pr	número de Prandtl
Q	taxa de calor
R_T	resistência térmica
R_u	constante universal dos gases
Re	número de Reynolds
Re_y	número de Reynolds turbulento para lei de parede (EWT)
S	tensão de cisalhamento
S_L	distância longitudinal entre pinos
S_T	distância transversal entre pinos
S_D	distância diagonal entre pinos
t	tempo
u	velocidade
u_τ	velocidade de fricção
T	temperatura
W	largura
x_i	coordenadas cartesianas, $i = 1, 2, 3$
y^+	distância adimensional das paredes
y^*	distância adimensional das paredes para lei de parede padrão
y_T^*	espessura adimensional da subcamada viscosa térmica
Y_k	dissipação de k
Y_ω	dissipação de ω

Letras gregas

α	fração de vazios do arranjo de aletas
----------	---------------------------------------

β	coeficiente de dilatação térmica
γ	razão de aspecto do pino
δ	delta de Kronecker
δ_F	espessura da camada limite fluidodinâmica
δ_T	espessura da camada limite térmica
ϵ	dissipação de energia cinética turbulenta
η	eficiência
Θ	temperatura média logarítmica
λ	condutividade térmica
μ	viscosidade dinâmica
ν	viscosidade cinemática
ω	dissipação específica de energia cinética turbulenta
ρ	massa específica
σ_k	número de Prandtl turbulento para k
σ_ϵ	número de Prandtl turbulento para ϵ
τ	tensor taxa de deformação
Γ	função de combinação

Subscritos

$2layer$	refere ao modelo de duas camadas
0	refere a área total de superfície do dissipador de calor
a	em condições atmosféricas
b	referente a base do dissipador de calor
c	corte transversal
cor	referente à correlação
d	relativo ao diâmetro do pino

<i>eff</i>	efetivo
<i>exp</i>	referente ao experimental
<i>enh</i>	referente à lei de parede melhorada
<i>f</i>	relativo a uma aleta
<i>i</i>	a montante do dissipador de calor
<i>max</i>	na posição de máxima velocidade de escoamento
<i>o</i>	a jusante do dissipador de calor
<i>P</i>	referente ao volume de controle P
<i>s</i>	referente ao sólido
<i>sh</i>	calor sensível
<i>t</i>	turbulento
<i>tun</i>	túnel de vento
<i>w</i>	parede da base do arranjo de aletas
<i>wall</i>	referente à parede
∞	condições de entrada de ar

Sobrescritos

<i>cor</i>	referente à correlação
<i>eff</i>	efetivo
<i>exp</i>	referente ao experimento
(<i>il</i>)	relativo ao arranjo alinhado do dissipador de calor
(<i>st</i>)	relativo ao arranjo desencontrado do dissipador de calor
<i>t</i>	turbulento

Siglas [CFD] *Computational Fluid Dynamics*

EWT *Enhanced Wall Treatment*

LES *Large Eddy Simulation*

RANS *Reynolds Averaged Navier Stokes*

SST *Shear Stress Transport*

URANS *Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes*

Capítulo 1

Introdução

1.1 Contexto

A operação de diversos sistemas de engenharia resulta em geração de calor, a qual pode gerar sobreaquecimento e até mesmo falha do sistema. No sentido de se evitar este tipo de problema, muitas vezes se utilizam aletas, que são superfícies que se estendem de um objeto com a finalidade de aumentar sua troca térmica com o ambiente a partir de trocas de calor por convecção e por aumento da área de disponível. As aletas podem ser solução de resfriamento em diferentes sistemas, desde eletrônicos até aparelhos de ar condicionado.

A fonte fria mais comum no resfriamento de produtos eletrônicos continua sendo o ar. Com a maior dissipação de calor em sistemas microeletrônicos e com a miniaturização desses sistemas é cada vez mais importante o gerenciamento térmico no projeto e desenvolvimento de novos produtos. A relação entre a confiabilidade e temperatura de operação de um dispositivo semicondutor típico mostra que a redução na temperatura corresponde num aumento exponencial na confiabilidade e na vida útil do dispositivo. Neste caso, o principal objetivo da aleta é manter a temperatura do dispositivo menor que a temperatura máxima permitida.

Além disto, a convecção mista nestes dispositivos é relativamente comum, a qual também pode ser encontrada em processos como trocadores de calor com baixas vazões, receptores de energia solar expostos ao ambiente, etc.

1.2 Motivação

Aletas piniformes elípticas são adotadas em sistemas de resfriamento, pois minimizam a perda de carga em relação a pinos de diferentes geometrias, por reduzir efeitos de vórtices, e melhoram o desempenho da transferência de calor. Para resfriamento dos equipamentos, diferentes regimes de convecção podem estar envolvidos, como a

forçada ou mista.

Devido à natureza complexa do escoamento através de arranjos de aletas piniformes, não existe solução analítica para prever a transferência de calor nestes sistemas de superfícies estendidas com acurácia. Como resultado, diferentes trabalhos da literatura tem sido realizados de forma a avaliar o desempenho da transferência de calor em dissipadores de calor baseados em aletas piniformes, bem como mudanças geométricas e características do escoamento.

A Fluidodinâmica Computacional (CFD) é uma ferramenta com a qual se consegue analisar o comportamento de sistemas envolvendo escoamento de fluidos e transferência de calor e fenômenos associados, através de simulações computacionais. Para prever esses fenômenos, a ferramenta de CFD resolve equações de transporte sobre o domínio geométrico de interesse, com condições de contorno especificadas.

Diante disso, a fluidodinâmica computacional vem ganhando força como ferramenta de projeto com o aumento do poder computacional disponível e da eficiência dos códigos empregados. O uso de simulações numéricas permite a redução dos custos experimentais na construção de protótipos e realização de testes, assim como permite obter uma riqueza de detalhes da fluidodinâmica no interior dos dispositivos a qual seria impossível de ser obtida com métodos experimentais.

Uma vez que os resultados numéricos estão validados contra dados experimentais, tem-se uma ferramenta poderosa para obter informações importantes para entendimento das físicas envolvidas para o desenvolvimento e otimização de novos projetos de superfícies aletadas e aumento de escala.

1.3 Objetivos

Este trabalho tem como objetivo o desenvolvimento e validação de um modelo matemático para simulação de sistema de resfriamento em aletas piniformes elípticas sob condições de convecção forçada ou mista em arranjos alinhados e desencontrados. Para validar o modelo matemático, os resultados das simulações foram comparados com dados experimentais disponíveis na literatura [2, 3].

1.4 Organização do texto

Para organização deste trabalho, no capítulo 2 é apresentada uma fundamentação teórica básica de transferência de calor em arranjos de aleta piniformes. Descrevem-se trabalhos de caráter teórico-experimental com enfoque em trabalhos que envolvam regime de convecção forçada ou mista sobre aletas piniformes e trabalhos numéricos de fluidodinâmica computacional.

A metodologia aplicada para este trabalho está apresentada no capítulo 3. Neste, descreve-se a definição dos casos que foram estudados numericamente, bem como os modelos teóricos utilizados para cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor e número de Nusselt. São descritas as equações governantes utilizadas para a solução do escoamento em regime de convecção forçada ou mista para representar o fenômeno de transferência de calor. Neste capítulo são apresentados os modelos de turbulência e leis de parede os quais foram avaliados neste trabalho. Demais metodologias utilizadas para obter os valores de resistência térmica e número de Nusselt são descritas neste capítulo.

O capítulo 4 apresenta o procedimento numérico adotado para a solução das equações de transporte. Apresentam-se a construção das geometrias, os detalhes das malhas computacionais e seus critérios de qualidade e configurações do modelo. São descritos os métodos de solução adotados para as simulações.

A descrição dos resultados é apresentada no capítulo 5. Neste é apresentado o estudo de validação do modelo matemático proposto através de comparações com resultados de coeficiente convectivo de transferência de calor correspondentes aos resultados experimentais de YANG *et al.* [2], para resfriamento direto com ar de arranjos de aletas piniformes de seção reta elíptica sob regime de convecção forçada. Neste capítulo foram comparados diferentes modelos de turbulência e leis de parede, de forma a determinar qual a abordagem adequada para as condições de operação testadas.

No capítulo 5 também descreve-se o estudo de fluidodinâmica computacional para cálculo de transferência de calor em arranjos de aletas piniformes de seção elíptica sob regime de convecção mista. Para validação da modelagem proposta, comparou-se os resultados obtidos no presente trabalho com as correlações propostas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3]. Uma análise crítica dos resultados foi apresentada para interpretação dos resultados obtidos e foram verificadas as principais características do escoamento.

A conclusão do trabalho é apresentada no capítulo 6 e é apresentada sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Um grande número de trabalhos tem se dedicado a estudar a transferência de calor em aletas piniformes sob convecção forçada, tanto de caráter teórico-experimental, quanto estudos numéricos utilizando ferramentas de dinâmica dos fluidos computacional (CFD). Entretanto, observou-se que a literatura relacionada à transferência de calor em aletas piniformes sob convecção natural ou convecção mista é limitada, tanto para estudos de caráter experimentais, quanto para estudos numéricos.

Esta seção visa apresentar o estado da arte da transferência de calor em dissipadores de calor do tipo aleta de pinos, tanto em estudos de caráter experimental com enfoque em condições de convecção mista, quanto em trabalhos numéricos de CFD presentes na literatura.

2.1 Transferência de calor em aletas piniformes

O termo "dissipadores de calor" ou "superfícies estendidas" é normalmente utilizado para retratar um caso especial envolvendo transferência de calor por condução no interior de um sólido e transferência de calor por convecção (e/ou radiação) entre as fronteiras do sólido e vizinhança [1, 5]. Para aumentar a transferência de calor, tais superfícies estendidas são utilizadas, de forma a aumentar a área disponível para transferência de calor entre o sólido e o fluido adjacente.

Na engenharia, diferentes configurações de aletas são aplicadas. Uma aleta plana é qualquer superfície estendida que esteja fixada a uma parede plana. Uma aleta anular é aquela que se encontra na forma de circunferência fixada a um cilindro. Já aletas piniformes consistem em uma base com uma matriz de pinos fixados nesta. Estas podem ser classificadas de acordo com a densidade de pinos (baixa densidade ou alta densidade) e arranjo (alinhado ou desencontrado).

O desempenho de um dissipador de calor é geralmente medido através da efetividade, resistência e eficiência deste [1, 5]. A efetividade é definida como a razão entre a taxa de transferência de calor da aleta e a taxa de transferência de calor caso

não houvesse aletas. Já a resistência térmica é definida pela razão entre a diferença de temperatura entre a base e o fluido e o fluxo de calor dissipado.

Uma outra medida do desempenho de uma aleta térmica é fornecida pela eficiência da aleta, η . O potencial motriz máximo para a convecção é a diferença de temperatura entre a base e o fluido. Logo, a taxa máxima que poderia dissipar energia é a taxa que existiria se toda a superfície estivesse na temperatura da base. Define-se como eficiência da aleta a razão entre a taxa de transferência de calor sobre a taxa de transferência de calor caso toda a superfície estivesse na temperatura da base. Para aletas, deseja-se que seja, portanto, bom condutor de calor (condutividades térmicas elevadas), de forma a que a temperatura no sólido se mantenha próxima a da base, maximizando sua eficiência.

As análises realizadas neste trabalho tiveram como foco a avaliação da eficiência e resistência térmica das aletas avaliadas e número de Nusselt médio. A metodologia e equações utilizadas para determinação indireta do coeficiente convectivo de transferência de calor, número de Nusselt médio, resistência térmica e eficiência da aleta, estão descritas no capítulo 3. Esta seção apresenta uma revisão dos conceitos básicos para cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor, h , e número de Nusselt, Nu_d em dissipadores de calor em arranjos de aletas piniformes para um regime de convecção mista.

O número de Nusselt médio de um dissipador de calor de pinos com diâmetro equivalente d pode ser definido por:

$$\overline{Nu_d} = \frac{\overline{h}d}{\lambda} \quad (2.1)$$

Trabalhos experimentais pioneiros em escoamento em banco de tubos [6, 7] para escoamento em banco de tubos forneceram algumas diretrizes para entendimento do escoamento em aletas piniformes, cujos experimentos mostraram que o escoamento em banco de tubos é controlado pelo gradiente de pressão, viscosidade do fluido e número de Reynolds.

Entretanto, a aplicação de trabalhos experimentais para transferência de calor em banco de tubos tem limitações quando se deseja analisar dissipadores de calor do tipo aletas piniforme [8]. A maior diferença é que escoamento em banco de tubos consistem em tubos longos que geralmente possuem um fluido escoamento internamente destes, de forma que a temperatura seja constante ao longo de toda a superfície do tubo, enquanto que uma aleta piniforme possuem efeitos de gradiente de temperatura ao longo do comprimento desta.

Escoamento sobre um banco de tubos ou pinos de seção reta circular está presente na engenharia em diferentes aplicações industriais. O arranjo para posicionamento dos pinos pode ser de maneira alinhada ou desencontrada, e a configuração

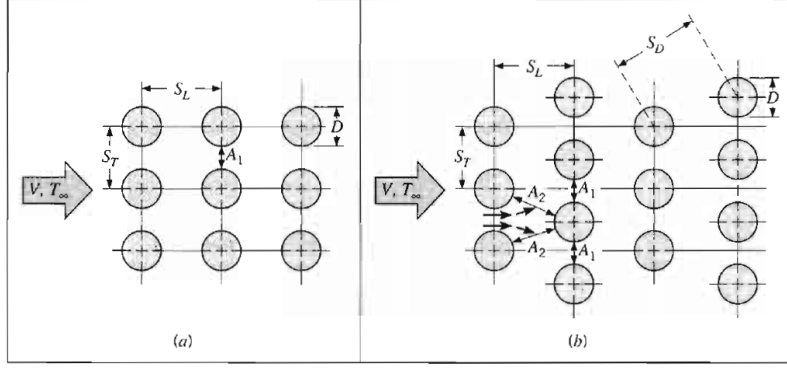


Figura 2.1: Definições dos arranjos e parâmetros geométricos para banco de tubos apresentada por INCROPERA e DEWITT [1].

é caracterizada pelo diâmetro dos pinos, a distância transversal, S_T , e a distância longitudinal, S_L , medidas a partir do centro dos pinos. O escoamento dentro do banco de tubos é dominado por separação da camada limite e efeitos de estiramento de vórtice. A Figura 2.1 apresenta as definições de S_L e S_T para os arranjos geométricos envolvidos e tubos ou pinos circulares [1]. Para tubos ou pinos elípticos as definições dos arranjos são as mesmos.

Para escoamento em banco de tubos, grande parte das correlações desenvolvidas da literatura calculam o valor do número de Nusselt médio utilizando como parâmetro de operação o número de Reynolds baseado na velocidade máxima, $Re_{d,max}$, e é definido por:

$$Re_{d,max} = \frac{\rho u_{max} d}{\mu} \quad (2.2)$$

onde, Se $A_1 < 2A_2$ na Figura 2.1, tem-se que

$$u_{max} = \frac{S_T}{S_T - d} u \quad (2.3)$$

para o arranjo alinhado e desencontrado. Porém, para o arranjo desencontrado, se $2A_2 < A_1$, isto é, $2(S_D - D) < (S_T - D)$, a velocidade máxima é calculada como:

$$u_{max} = \frac{S_T}{2(S_D - d)} u \quad (2.4)$$

Em aletas elípticas, em função do diferente formato do pino, $Re_{d,max}$ é calculado de forma distinta. O capítulo 3 descreve a metodologia aplicada para os números adimensionais em arranjos de aletas elípticas.

Para a transferência de calor nesses dispositivos há três regimes de convecção existentes: convecção forçada, natural ou mista. A convecção forçada é um mecanismo ou tipo de transporte de calor no qual o movimento relativo entre o fluido

e a superfície é mantido por meios externos, tais como ventilação, enquanto que na convecção natural o movimento é resultado de forças de flutuação devido aos gradientes de temperatura no fluido.

Define-se como convecção mista o regime de escoamento quando tanto os mecanismos da convecção forçada quanto os da convecção natural são igualmente importantes. Os números adimensionais de Reynolds e Grashof avaliam a intensidade do escoamento forçado e natural, respectivamente. A definição desses é apresentada pelas Equações (2.5) e (2.6).

$$Re_d = \frac{\rho u_\infty d}{\mu} \quad (2.5)$$

$$Gr_d = \frac{g\beta (T_s - T_\infty) d^3}{\nu^2} \quad (2.6)$$

Quando a razão entre o número de Gr_d e Re_d ao quadrado ($\frac{Gr_d}{Re_d^2}$) é de ordem unitária, tem-se o regime de convecção mista. Para $\frac{Gr_d}{Re_d^2} \ll 1$ a convecção natural pode ser desprezada, enquanto que para $\frac{Gr_d}{Re_d^2} \gg 1$ a convecção forçada pode ser desprezada.

Para os regimes de convecção mista, a direção da força gravitacional tem elevada importância no estabelecimento do escoamento. Quando as forças de empuxo tem a mesma direção do escoamento imposto por fonte externa, a convecção mista é dita assistida, enquanto que nos casos onde as forças de empuxo são opostas ao escoamento, tem-se convecção mista oposta. Para os casos nos quais a força de empuxo é perpendicular ao escoamento, tem-se regime de convecção mista transversal [1].

2.2 Aletas piniformes

Dentre os trabalhos da literatura, verificou-se que muitos trabalhos avaliaram parâmetros geométricos como o arranjo, espaçamento transversal e longitudinal entre pinos, altura do pino, diâmetro equivalente e perfil geométrico dos pinos, além de parâmetros operacionais como número de Reynolds, visando projetar aletas que reduzam a perda de carga e a resistência térmica desta. NAGARANI *et al.* [9] apresentaram uma revisão de aplicações para superfícies estendidas, englobando também aletas piniformes circulares e elípticas e TAHSEEN *et al.* [10] apresentaram uma revisão da literatura em aletas piniformes em diferentes geometrias (circular, elíptica, quadrangular), a qual teve como principal foco as características termo-fluidodinâmicas em permutadores de calor em função dos parâmetros velocidade de entrada, configuração dos tubos (alinhado ou desencontrado) e espaçamento entre pinos. Verificou-se que as formas mais estudadas foram pinos de seção hexagonal, circular, elíptica e quadrada.

Para a convecção forçada sobre banco de tubos, a literatura sugere que o espaçamento entre pinos afeta significativamente o desempenho da transferência de calor. Para arranjos com tubos longos, ZUKAUSKAS [11] reportou a redução do espaçamento transversal e o aumento do espaçamento longitudinal entre pinos leva a um aumento na transferência de calor.

Para aletas piniformes, a razão de aspecto, isto é, a relação entre a altura e diâmetro do pino, foi avaliada por BRIGHAM e VANFOSSSEN [12]. Foi observado que não há dependência no coeficiente convectivo de transferência de calor para $L/d \leq 2$ para os dados avaliados. Entretanto, o efeito é grande para $L/d = 4$ e 8 , com aumento da transferência de calor com o aumento da razão de aspecto.

CHAPMAN e LEE [13] realizaram um estudo experimental em aletas piniformes de alumínio de seção quadrada e elíptica sob condições de baixas velocidades (0,5 até 5 m/s), onde avaliaram efeitos do escoamento de ar que passa externamente à aleta, ou seja, um *bypass*, sobre a resistência térmica. Verificaram que pinos elípticos melhoram o desempenho na transferência de calor, mesmo com uma menor vazão de fluido passando pela aleta devido a existência do escoamento em *bypass* do ar maior em pinos elípticos.

A performance de pinos elípticos, mostrou-se superior em relação à dos pinos circulares em diferentes trabalhos da literatura [2, 13, 14], incluindo no regime de convecção mista [3]. LI *et al.* [14] investigaram experimentalmente a transferência de calor com aletas em arranjo desencontrado em túnel de vento retangular para a faixa de Reynolds de 1000 – 10000, verificando desempenho superior dos pinos elípticos em relação aos circulares, inclusive para maiores densidades de pinos.

DOGRUOZ *et al.* [15] apresentaram um estudo experimental e compararam com um modelo teórico para avaliar o efeito do espaçamento entre pinos, além da distância entre o pino e o topo do canal para o cálculo da resistência térmica global e na perda de carga em aletas piniformes em arranjo alinhado e de seção quadrada na faixa de velocidade de 2 até 4 m/s. Verificou-se que apesar de maior perda de carga, com o pino ocupando toda a altura do canal a resistência térmica foi mínima, pois evita um *bypass* do fluido.

De acordo com o observado experimentalmente por KHAN *et al.* [16], o espaçamento entre pinos também pode ser responsável por *bypass* de fluido. KHAN *et al.* [16] avaliaram o efeito de *bypass* na transferência de calor em aletas piniformes e verificaram que, dependendo da área total livre externa ao dissipador térmico em relação à área do escoamento através do arranjo de pinos, uma porção significativa de ar não passa através do banco de aletas. Nesse estudo, verificaram efeitos de *bypass* lateral e superior da aleta no desempenho da troca de calor em aletas de pinos cilíndricos. A influência do arranjo dos pinos foi também avaliada, tendo como conclusão que, para o arranjo alinhado, tem-se uma maior resistência térmica em

relação ao arranjo desencontrado para a mesma densidade de pinos.

YANG *et al.* [2] conduziram experimentalmente um estudo comparativo usando aletas de diferentes geometrias de pinos (circulares, elípticos e quadráticos) para arranjos de pinos alinhado ou desencontrado. Também avaliaram neste trabalho os efeitos da densidade de pinos. Foi observado que quanto maior a densidade de pinos, maior foi o coeficiente convectivo de transferência de calor para todas as geometrias dos pinos analisadas. Observaram que aletas com pinos elípticos foram as que geraram as menores resistências térmicas.

Trabalhos mais recentes tem sido realizados com o objetivo maximizar a transferência de calor sob convecção forçada, sem um aumento da área de superfície. Para baixas razões de aspecto aletas com pinos circulares, LAWSON *et al.* [17] avaliaram para faixa de número de Reynolds de 5000 até 30000 mostrando que o espaçamento transversal entre pinos tem grande importância na transferência de calor. MOUSA [18] apresentou um estudo experimental em convecção forçada para transferência de calor e perda de carga em arranjos de aletas piniformes. A faixa de Reynolds avaliada foi de 200 até 2700, mostrando melhor desempenho para aletas em arranjo de pinos desencontrados. Para espaçamentos ótimos de pinos encontrados a partir da revisão da literatura, JOO e KIM [19] analisaram para diferentes geometrias de pinos (circular, triangular, hexagonal e diagonal) no arranjo desencontrado e número de Reynolds na faixa de 5000 – 10000, o efeito da altura do pino em relação à altura do canal. JOO e KIM [19] experimentalmente verificaram que a transferência de calor é maior para a razão entre altura do pino e do canal de 0,5 e que o formato e altura do pino são importantes parâmetros a serem considerados para projeto.

CHINGULPITAK e WONGWISES [20] apresenta uma revisão de trabalhos da literatura em diferentes dissipadores de calor, incluindo aletas piniformes, analisando efeito da direção do escoamento na transferência de calor e efeitos do *bypass* em trabalhos de caráter experimental.

Apesar de existir na literatura muitos trabalhos que estudam transferência de calor sob convecção forçada em pinos ou banco de tubos [11, 21–25], existem poucos trabalhos que lidam com convecção mista para aplicações em aletas piniformes [3]. DESHMUKH e WARKHEDKAR [26] apresentaram uma revisão da literatura para desempenho em aleta de pinos cobrindo todos os modos de transferência de calor, incluindo a convecção mista.

KOBUS e OSHIO [27, 28] realizaram um estudo teórico e experimental sobre o desempenho de aletas com pinos circulares sob convecção mista para jatos colidentes. O modelo teórico foi verificado por meio de comparações com os dados experimentais, incluindo efeitos de vários parâmetros da aleta, nos quais foi verificado a existência de um valor de espaçamento ótimos entre pinos.

A orientação do dissipador de calor foi avalada por HUANG *et al.* [29], onde

realizaram um estudo experimental sob convecção natural em aletas piniformes de seção quadrada, verificando que a orientação dos pinos altera a transferência de calor e que a porosidade ótima da aleta está na faixa de 83 até 91 %.

Com a base da aleta orientada verticalmente, JOO e KIM [19] experimentalmente analisaram a transferência de calor em aleta de pinos circulares em arranjo desencontrado sob convecção natural, e propuseram correlações para prever e otimizar a transferência de calor. Através do modelo teórico e correlação proposta, realizaram uma análise de otimização para determinar a melhor geometria em função da altura, diâmetro e espaçamentos longitudinais e transversais entre estes.

DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] apresentaram um estudo para análise da transferência de calor em aleta de pinos elípticos nas configurações alinhada e desencontrada sob convecção mista assistida. Foi desenvolvido um modelo teórico para realizar a medida indireta do coeficiente convectivo de transferência de calor em função da densidade de pinos, razão de aspecto e número de Reynolds. Com os resultados obtidos, correlações foram propostas para ajustar aos dados obtidos.

A Tabela 2.1 apresenta um resumo dos principais trabalhos experimentais avaliados da literatura, descrevendo a geometria e faixa dos parâmetros avaliados experimentalmente.

2.3 Aplicação de CFD sobre aleta piniformes

BHUTTA *et al.* [31] apresentaram uma revisão da literatura em trabalhos de CFD em diferentes permutadores de calor, incluindo escoamento em banco de tubos, estudo o qual foi verificado que diferentes modelagens de turbulência foram avaliados como modelo $k - \epsilon$, $k - \epsilon$ realizável, $k - \epsilon$ RNG, SST $k - \omega$.

Foi verificado que a grande maioria dos trabalhos publicados utilizando a ferramenta de fluidodinâmica computacional foram realizados para arranjos de tubos desencontrados [32–35], devido ao melhor desempenho e maior aplicação deste na indústria. JANG e WU [36], utilizando a ferramenta de mecânica dos fluidos computacional, resolveram o escoamento contra banco de tubos em escoamento incompressível, tridimensional e laminar, avaliando efeitos de diferentes parâmetros geométricos além do arranjo dos tubos, no qual foi observado que o modelo teve concordância razoável com dados experimentais.

SOODPHAKDEE *et al.* [37] realizaram um estudo numérico em arranjos de aletas piniformes com seções circulares, quadradas ou elípticas em regime laminar para escoamento bidimensional com condição de periodicidade e superfícies isotérmicas. Os resultados de SOODPHAKDEE *et al.* [37] para o intervalo de Re_d de 100 até 1300 mostraram que geometrias elípticas reduzem a perda de carga global do sistema em relação aos outras geometrias testadas, porém foi verificado uma menor resistência

Tabela 2.1: Resumo dos principais trabalhos experimentais da literatura

Pesquisadores	Regime	Tipo de aleta	Faixa de valores
ZUKAUSKAS [11]	Convecção forçada	Tubos circulares	$1000 < Re_{d,max} < 2 \times 10^6$
CHAPMAN e LEE [13]	Convecção forçada	Aletas piniformes e longitudinais: pinos elípticos e de seção quadrada	$1000 < Re_{tun} < 6 \times 10^4$; $400 < Re_d < 2000$
LI <i>et al.</i> [14]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares e elípticas	$1000 < Re_d < 1 \times 10^4$
DOGRUOZ <i>et al.</i> [15]	Convecção forçada	Aletas piniformes de seção quadrada	$200 < Re_d < 600$
KHAN [8]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares	$Re_d \approx 400$
YANG <i>et al.</i> [2]	Convecção forçada	Aletas piniformes com seção circular, elíptica e quadrada	$1800 < Re_{tun} < 9000$ e $200 < Re_d < 1200$
LAWSON <i>et al.</i> [17]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares	$5000 < Re_d < 3 \times 10^4$
MOUSA [18]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares e de seção quadrada	$200 < Re_{tun} < 2700$ e $1000 < Re_d < 10000$
PANDIT <i>et al.</i> [30]	Convecção forçada	Aletas piniformes de seção circular, triangular, hexagonal e diagonal	$5000 < Re_{tun} < 10000$
DESHMUKH e WARKHEDKAR [3]	Convecção mista	Aletas piniformes circulares e elípticas	$200 < Re_{tun} < 5000$; $50 < Re_d < 250$; $1 < Gr_d/Re_d < 100$
KHAN [8], KOBUS e OSHIO [28]	Convecção mista	Aletas piniformes circulares	$0 < Re_d < 200$
HUANG <i>et al.</i> [29]	Convecção natural	Aletas piniformes de seção quadrada	$5 \times 10^4 < Ra_d < 5 \times 10^5$
JOO e KIM [19]	Convecção natural	Aletas de placas e aletas piniformes circulares	$Ra \approx 1 \times 10^5$

térmica para aletas circulares. Já SAHITI *et al.* [38] realizaram um estudo numérico com objetivo de otimizar a geometria do perfil transversal de pinos para aplicação de resfriamento de eletrônicos, mostrando uma superioridade de pinos elípticos quando comparados com geometrias circulares.

DELIBRA *et al.* [39] aplicaram um modelo híbrido LES/RANS para estudar perfis de velocidade, vorticidade e perfis de temperatura em uma matriz de pinos desencontrados, e compararam os resultados das simulações utilizando as abordagens URANS e LES, para a faixa de Reynolds entre 10000 – 30000. Para o cálculo dos coeficientes médios de transferência de calor, foi observado que os modelos baseados em média de Reynolds (URANS) tiveram acurácia semelhante aos modelos LES e híbrido. Outros trabalhos da literatura aplicaram a modelagem de CFD com abordagem de turbulência RANS para a avaliação de transferência de calor em aleta piniforme ou permutadores de calor similares [40–44] para convecção forçada, e obtiveram boa concordância com dados experimentais avaliados, validando esta abordagem.

Utilizando ferramentas de fluidodinâmica computacional, MITRE *et al.* [45] analisaram a transferência de calor sob convecção forçada em canais com arranjos alinhado ou desencontrado em geometrias de pinos circulares. Utilizando o modelo de turbulência SST com solução em regime estacionário com o método pseudo-transiente, MITRE *et al.* [45] desenvolveram um procedimento numérico para avaliar os números de Nusselt médios para escoamentos quase-estacionários sobre arranjos de aleta piniformes, o qual foi aplicado para este trabalho, e está descrito na seção 3.3.2. Foram também avaliados efeitos de diferentes condições de contorno nos resultados das simulações, tendo sido verificado que as características periódicas do escoamento melhoram a transferência de calor em relação ao escoamento estacionário.

RAO *et al.* [46] compararam resultados obtidos para número de Nusselt simulados por um modelo de CFD utilizando o modelo de turbulência $k - \epsilon$ *realizable* com dados experimentais obtidos para canais com aleta piniforme, mostrando que o resultado numérico teve uma boa concordância aos experimentais. A faixa de número de Reynolds avaliada foi de 8200 – 54000. DIANI *et al.* [47] desenvolveram um modelo numérico para a simulação da transferência de calor em escoamentos turbulentos sob convecção forçada, utilizando o modelo de turbulência $k - \epsilon$ para avaliar efeitos do espaçamento entre pinos. O modelo foi validado através de comparações com testes experimentais para transferência de calor e perda de carga e com correlações disponíveis na literatura.

TALER e OCLON [48, 49] apresentaram um estudo numérico e experimental para determinação do coeficiente de transferência de calor para escoamento em aletas de tubos ovais, onde, para as simulações, o modelo SST foi utilizado em conjunto com

o modelo de transição formulado por LANGTRY e MENTER [50]. Os resultados de CFD tiveram uma predição com erros de até 13 % em relação aos resultados experimentais.

Para a faixa de Reynolds de transição de laminar à turbulento, BHUIYAN *et al.* [51] realizaram um estudo de CFD tridimensional para investigar a transferência de calor e as características fluidodinâmicas em escoamento cruzado em arranjos de banco de tubos aletados sobre convecção forçada. Foram avaliadas a perda de carga e transferência de calor para a faixa de Reynolds de 200 – 2000 e comparados os resultados utilizando diferentes modelos de turbulência para a solução em estado estacionário ($k - \epsilon$, $k - \epsilon$ RNG e $k - \omega$ SST). O modelo foi validado através de comparações com dados experimentais de WANG *et al.* [52], com concordância razoável. Entre os modelos de turbulência avaliados, verificou-se que o modelo SST apresentou resultados concordantes com o experimental para a faixa de transição de laminar para turbulento. Também verificou-se que o arranjo desencontrado de aleta permitiu melhor transferência de calor por gerar uma melhor mistura do fluido.

Trabalhos recentes como o de AL-DAMOOK *et al.* [53], avaliam via CFD um estudo de transferência de calor conjugada em aletas piniformes perfuradas, onde observaram que estas possuem valores de número de Nusselt médio cerca de 11 % maior em relação a geometrias sólidas dos pinos. Através da ferramenta de CFD e usando o modelo de turbulência SST, verificaram que as geometrias perfuradas não só aumentam a transferência de calor por um aumento da área de troca térmica, como também modificam a estrutura do escoamento na região dos pinos.

Para regime de convecção mista em escoamento laminar, ROUTA *et al.* [54] avaliaram por CFD a transferência de calor em um canal com aletas longitudinais em diferentes geometrias. Os resultados obtidos para escoamento laminar em regime estacionário destacaram a existência de fortes assimetrias nos perfis de temperatura, devido aos efeitos da força de empuxo.

Analisando o efeito de *bypass*, LI *et al.* [55] avaliaram o escoamento em banco de tubos para avaliar o efeito das paredes delimitadoras. Foi verificado pelo modelo numérico que as paredes modificam o escoamento e transferência de calor significativamente, por alterar a estrutura dos vórtices formados devido ao escoamento ao redor dos pinos mais próximos às paredes, devido à menor resistência do escoamento nesta região.

A Tabela 2.2 apresenta um resumo dos principais trabalhos de simulação numérica da literatura avaliados.

Tabela 2.2: Resumo dos principais trabalhos de simulação numérica da literatura

JANG e WU [36]	Convecção forçada	Aletas de placas e trocadores de calor tubulares	$100 < Re_{tun} < 900$
SOODPHAKDEE <i>et al.</i> [37]	Convecção forçada	Aletas piniformes de seção circular, elíptica e quadrada	$100 < Re_d < 1300$
DELIBRA <i>et al.</i> [39]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares	$1 \times 10^4 < Re_d < 3 \times 10^4$
MITRE <i>et al.</i> [45]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares	$7000 < Re_{tun} < 2,5$ e $6000 < Re_{d,max} < 7 \times 10^4$
RAO <i>et al.</i> [46]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares	$1 \times 10^4 < Re_{tun} < 5 \times 10^4$ e $4000 < Re_d < 2 \times 10^4$
DIANI <i>et al.</i> [47]	Convecção forçada	Aletas longitudinais e piniformes circulares	$3000 < Re_{tun} < 9000$ e $800 < Re_d < 2000$
TALER e OCLON [48, 49]	Convecção forçada	Tubos ovais	$50 < Re_{tun} < 4000$
BHUIYAN <i>et al.</i> [51]	Convecção forçada	Aletas de placas com tubos circulares	$200 < Re_{tun} < 2000$
AL-DAMOOK <i>et al.</i> [53]	Convecção forçada	Aletas piniformes circulares e piniformes circulares perfuradas	$3000 < Re_{tun} < 7000$
ROUTA <i>et al.</i> [54]	Convecção mista	Trocador de calor tubular aletado	$Re_{tun} \approx 1200$
LI <i>et al.</i> [55]	Convecção forçada	Feixe de tubos	$1,8 \times 10^4 < Re_{d,max} < 3,6 \times 10^4$

Capítulo 3

Metodologia

3.1 Definição dos casos simulados

Este capítulo visa descrever os experimentos e procedimentos utilizados para cálculo dos coeficientes convectivos de transferência de calor, bem como a resistência térmica do dissipador, os quais foram obtidos da literatura pra validação da modelagem matemática proposta. Os casos avaliados foram para convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes, obtidos do experimento de YANG *et al.* [2], e convecção mista em arranjos de aletas piniformes, obtido do trabalho de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3].

3.1.1 Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes

YANG *et al.* [2] avaliaram doze diferentes configurações geométricas de aletas, modificando o formato do pino, a configuração dos pinos em arranjos alinhados ou desencontrados e a densidade de pinos. Para cada configuração geométrica, foi avaliado o desempenho térmico por meio da medida indireta do coeficiente convectivo de transferência de calor, h .

Os experimentos foram realizados em um túnel de vento, no qual o ar é forçado a passar através da seção de teste por um ventilador centrífugo. Para minimizar efeitos de má distribuição, foi imposto um distribuidor do escoamento na entrada e um misturador do ar na saída.

Neste trabalho, com o objetivo de validar o modelo numérico em condições de convecção forçada, quatro geometrias de arranjos de aletas analisadas experimentalmente por YANG *et al.* [2] foram selecionadas:

- aleta de pinos elípticos com configuração alinhada e 25 pinos;
- aleta de pinos elípticos com configuração alinhada e 49 pinos;
- aleta de pinos elípticos com configuração desencontrada e 25 pinos;

Tabela 3.1: Definição das geometrias estudadas para experimento de YANG *et al.* [2].

Geometria	Arranjo da aleta	Número de pinos	S_T	S_L	S_D
Geometria 1	Alinhado	25	8,25	8,00	-
Geometria 2	Alinhado	49	5,50	5,33	-
Geometria 3	Desencontrado	25	11,00	5,34	7,67
Geometria 4	Desencontrado	41	8,25	4,00	5,75

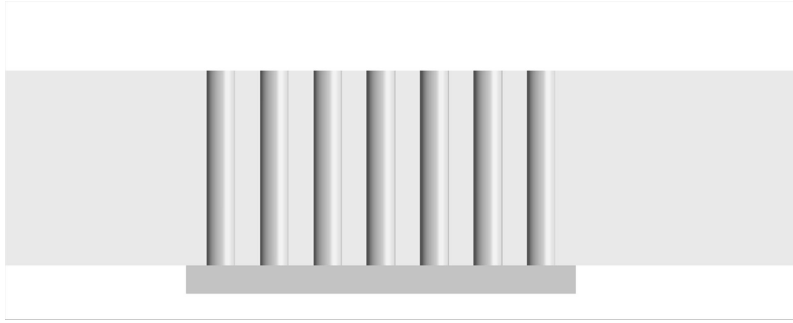


Figura 3.1: Vista lateral do túnel de vento do experimento de YANG *et al.* [2]: geometria gerada com software ANSYS Design Modeler para as simulações.

- aleta de pinos elípticos com configuração desencontrada e 49 pinos.

Cada pino elíptico possui dimensão de 3 mm no maior eixo e 2 mm no menor eixo ($2a$ e $2b$ respectivamente). A Tabela 3.1 descreve os parâmetros geométricos das quatro diferentes geometrias testadas. A região de seção de teste, no túnel de vento, tem 470 mm de comprimento, 45 mm de largura e 20 mm de altura.

As distâncias transversal (S_T), longitudinal (S_L) e diagonal (S_D) foram definidas da forma usual, apresentada em INCROPERA e DEWITT [1] e ilustrada na Figura 2.1.

Destaca-se que, para cada geometria, cinco diferentes velocidades de entrada foram avaliadas por YANG *et al.* [2], de 1 até 5 m/s.

As temperaturas de entrada foram medidas por uma malha de 4 termopares, localizados após o distribuidor, enquanto que as temperaturas de saída foram medidas com o uso de 8 termopares, localizados após o misturador. A localização dos sensores seguiu a recomendação da ASHRAE [56].

As aletas são constituídas de liga de alumínio e a condutividade térmica deste material é de $170 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [2]. O arranjo de aletas foi posicionado no interior do túnel de vento de forma que ocupasse toda a seção transversal do mesmo e que todo o ar passe pela aleta, como ilustrado na Figura 3.1. A base do dissipador térmico tem geometria quadrada com lado de 45 mm e espessura de 2 mm. Como fonte de calor, um aquecedor elétrico foi posicionado na superfície inferior da base. A taxa de dissipação de calor fornecida para todos os experimentos foi de 25 W. A fim de minimizar perdas de energia no sistema, uma placa de baquelite foi instalada sob

o aquecedor. Para medição da temperatura da base, cinco termopares igualmente espaçados foram posicionados sob a base do dissipador e para cálculo de h , YANG *et al.* [2], utilizaram a equação:

$$h = \frac{Q_s}{A_0 \eta_0 \Theta} \quad (3.1)$$

onde η_0 é a eficiência da superfície e Θ é a média logarítmica da diferença de temperatura entre a superfície e o ar na seção de teste, descrita pela Equação (3.2).

$$\Theta = \frac{(T_b - T_i) - (T_b - T_o)}{\ln \frac{(T_b - T_i)}{(T_b - T_o)}} \quad (3.2)$$

onde T_b é a temperatura da base medida na face inferior e T_i e T_o são as temperaturas de entrada e saída de ar.

A eficiência da superfície, η_0 , pode ser escrita em função da eficiência da aleta, η , a área da aleta A_f e área total da superfície A_0 , de acordo com a Equação (3.3).

$$\eta_0 = 1 - \frac{N A_f}{A_0} (1 - \eta) \quad (3.3)$$

$$A_0 = N A_f + A_b \quad (3.4)$$

$$\eta = \frac{\tanh(mL)}{mL} \quad (3.5)$$

$$m = \sqrt{\frac{h P_f}{\lambda A_c}} \quad (3.6)$$

onde A_f é a área de troca térmica de uma aleta, N é o número de aletas no dissipador de calor, A_b é a área livre da base do dissipador térmico e A_c é área da seção elíptica do pino.

As incertezas associadas ao experimento para o cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor foram calculadas a partir do método proposto por MOFFAT [57] e o valor calculado é de 3,3 até 7,2 %.

3.1.2 Convecção mista em arranjos de aletas piniformes

Esta seção visa descrever as principais características dos experimentos e procedimentos realizados por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] para medir indiretamente o coeficiente convectivo de transferência de calor, h .

A Figura 3.2 ilustra a configuração experimental disponível, onde em (1) tem-se o túnel de vento, em (2) o sistema de aquecimento, em (3) o dissipador de calor aletado, em (4) um homogeneizador de fluxo de entrada, e em (7) se apresenta o

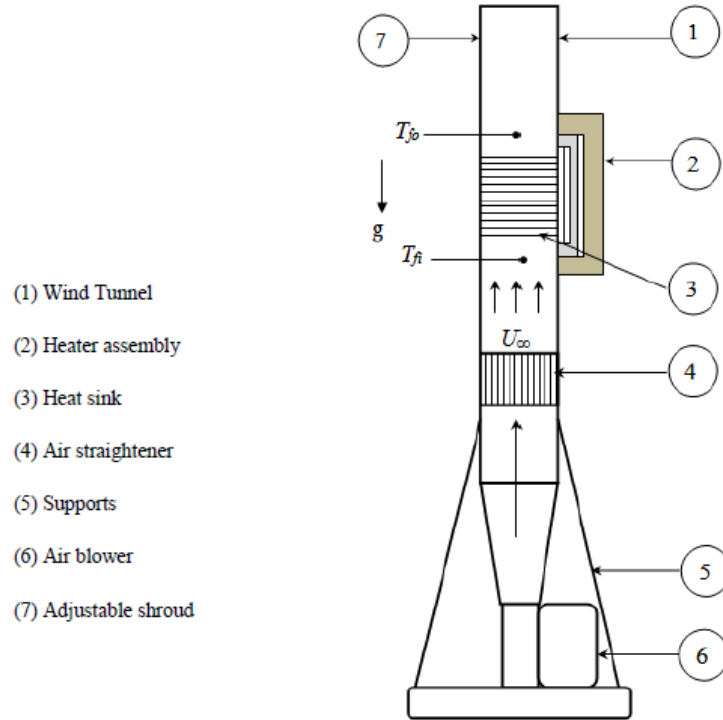


Figura 3.2: Configuração experimental utilizada por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], obtida através de comunicação pessoal em 2014.

ajuste para a a profundidade do túnel de vento em função da razão de aspecto do pino. Nota-se que o experimento foi montado de forma a que a gravidade se dá no sentido contrário ao escoamento, caracterizando a convecção mista como assistida.

O túnel de vento tinha 2 metros de altura, largura de 180 mm e profundidade ajustável. Aproximadamente na metade do túnel de vento foi colocado o dissipador térmico. Um homogeneizador de escoamento foi utilizado na entrada para garantir que a velocidade na entrada fosse uniforme.

A seção de testes foi construída com alumínio e possuía dimensões da base de 164 mm por 164 mm e 12 mm de espessura. Os pinos elípticos tinham eixos maior e menor de 12 e 8 mm, respectivamente.

Para aquecimento da aleta, um aquecedor elétrico principal foi colocado com potência de até 400 W, com um isolamento de lã de vidro de 50 mm. Entretanto, para evitar perdas térmicas, foi incluído um aquecedor secundário, após o isolamento, sendo também isolado com uma camada de lã de vidro de 20 mm. Para garantir que todo o fluxo de calor do aquecedor primário fosse direcionado ao dissipador de calor, mediu-se a temperatura entre o aquecedor primário e o aquecedor secundário, e ajustou-se o calor fornecido por este último até que a diferença de temperatura entre estes fosse nula. Desta forma, de acordo com DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], mais de 98 % do calor do aquecedor primário era transferido para a aleta.

A temperatura da base foi medida utilizando cinco termopares tipo J igualmente espaçados e a média destes foi utilizada como temperatura média da base para os cálculos de resistência térmica. A temperatura do ar a montante da aleta foi calculada utilizando quatro termopares localizados na entrada do túnel de vento, enquanto que a temperatura a jusante foi obtida com quatro termopares localizados logo após a aleta. A exata posição de medição não foi informada.

No trabalho de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], foram avaliados os efeitos de parâmetros geométricos e condições de operação de uma aleta de pinos sob convecção mista assistida. Dentre os parâmetros avaliados no DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], têm-se a geometria circular ou elíptica para o pino, a configuração alinhada ou em quincôncio da aleta, a fração de vazios (α), a razão de aspecto do pino (γ) e a velocidade de entrada (u_∞).

A Figura 2.1 ilustra as definições usuais dos parâmetros de espaçamento longitudinal, S_L e transversal S_T , os quais foram definidos de acordo com INCROPERA e DEWITT [1], ilustrado na Equação (3.7). A fração de vazios é a fração da área da superfície aletada não ocupada pelas aletas, dada pela Equação (3.7).

$$\alpha = 1 - \frac{nA_c}{W_s L_s} \simeq 1 - \frac{1}{S_L S_T} \quad (3.7)$$

A razão de aspecto é a razão entre a altura e diâmetro equivalente do pino, definida por:

$$\gamma = \frac{L_f}{d} \quad (3.8)$$

Conforme a Equação (3.7), os valores de S_L e S_T determinam a densidade de aletas ($1 - \alpha$). Para os experimentos de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], S_T e S_L foram escolhidos de forma a se obter uma densidade de pinos de média para alta. Para a razão de aspecto, DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] escolheram os valores de γ de forma a obter eficiências de aleta na ordem de 90 %.

Para garantir condições de convecção mista, a velocidade de entrada foi escolhida de forma que tanto a convecção natural quanto a convecção forçada sejam importantes, o que implica que $0,1 < \frac{Gr_d}{Re_d^2} < 10$.

Em resumo, DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] estudaram geometrias de pinos elípticas e circulares para as seguintes condições: $5,1 \leq \gamma \leq 9,18$, $0,534 \leq \alpha \leq 0,884$, $18 \leq S_L \leq 36$ mm, $9 \leq S_T \leq 18$ mm e $0,1 \leq u_\infty \leq 0,5$ m/s. A Tabela 3.2 apresenta os valores utilizados para cada um dos parâmetros analisados.

Para interpretar os resultados experimentais, eles usaram um modelo para o cálculo da resistência térmica da aleta, a partir do qual o coeficiente convectivo de transferência de calor pode ser calculado. A partir dos resultados obtidos, foi generalizada uma correlação empírica para cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor.

Tabela 3.2: Definição das condições experimentais realizadas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3].

Parâmetro	Valores				
α	0,53	0,70	0,79	0,84	0,88
γ	5,10	6,12	7,14	8,16	9,18
$u_\infty[m/s]$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5

Para formulação do modelo teórico para a redução de dados, as seguintes hipóteses foram consideradas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3]:

- cada pino tem seção reta uniforme e altura L_f ;
- a extremidade do pino é adiabática;
- o túnel de vento é selado, e toda a vazão de ar alimentada ar passa pelo dissipador de calor;
- o escoamento é normal ao eixo do pino;
- a vazão é uniformemente distribuída na seção reta do túnel de vento;
- o escoamento é estacionário e laminar;
- a transferência de calor por radiação é desprezível;

Usando a lei de Fourier para a condução, a taxa de calor em um único pino elíptico pode ser modelada pela Equação (3.9).

$$Q_f = \lambda m A_f (T_b - T_f) \tanh(mh) \quad (3.9)$$

onde

$$m = \sqrt{\left(\frac{hP_f}{\lambda A_c}\right)} \quad (3.10)$$

e T_f foi assumida por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] como sendo a média aritmética entre a temperatura de entrada (T_i) e temperatura de saída (T_o).

Para a base do dissipador, a taxa de calor pode ser modelada como:

$$Q_b = hA_b (T_b - T_f) \quad (3.11)$$

Portanto, o calor total trocado pela aleta é definido como:

$$Q_s = Q_b + nQ_f \quad (3.12)$$

onde n é o número de pinos elípticos da aleta.

Sabendo que a resistência térmica do dissipador de calor é modelada como:

$$R_{T,0} = \frac{T_b - T_f}{Q_s} \quad (3.13)$$

e considerando que o coeficiente convectivo de transferência de calor (h) é o mesmo para a base e para todos os pinos, pode-se substituir Q_f da Equação (3.9) e Q_b da Equação (3.11) na Equação (3.12) para obter a estimativa da resistência térmica do dissipador.

$$R_{T,0} = \{h [(W_s L_s - n A_c) + n \eta_0 P_f L_f]\}^{-1} \quad (3.14)$$

onde, para arranjos de aletas com pinos elípticos de dimensões $2a$ e $2b$ (maior e menor eixo respectivamente), P_f é o perímetro do pino, L_f é o comprimento do pino, a área de um pino ocupada sobre a base é calculada como $A_c = \pi ab$ e a eficiência térmica da superfície aletada, η_0 . W_s e L_s são a largura e comprimento da base da aleta.

Sabendo que a razão de aspecto (γ) é a razão entre a altura e o diâmetro equivalente do pino, onde o diâmetro equivalente é descrito por $d = \sqrt{4ab}$. O perímetro do pino foi aproximado por $P_f \simeq \pi d$, o qual sobrestima o perímetro de um pino elíptico em 3 %, próximo do erro de 2,1 % reportado por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] para o diâmetro do pino.

Utilizando estas relações a Equação (3.14) pode ser reescrita por:

$$R_{T,0} = \left\{ h W_s L_s \left[\left(1 - \frac{n A_c}{W_s L_s} \right) + \frac{n A_c}{W_s L_s} 4 \gamma \eta_0 \right] \right\}^{-1} \quad (3.15)$$

e utilizando a definição de α e sua aproximação, ambas dadas na Equação (3.7), tem-se que:

$$\alpha \simeq 1 - \frac{n A_c}{W_s L_s} \quad \Rightarrow \quad W_s L_s \simeq n S_L S_T \quad (3.16)$$

DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] não informaram o número de pinos, n , para cada arranjo de aletas, entretanto este pode ser estimado a partir das dimensões da base e os respectivos valores de α . A partir destas estimativas, o erro na aproximação de α dada na Equação (3.16) é na ordem de 3 %, o qual é dentro do erro reportado para α de 4,2 % [3].

Utilizando a aproximação da Equação (3.16) na Equação (3.15), o cálculo da resistência térmica da aleta pode ser definido pela Equação (3.17).

$$R_{T,0} = \{h n S_L S_T [\alpha + 4(1 - \alpha) \gamma \eta_0]\}^{-1} \quad (3.17)$$

Aproximando o fluxo de calor total Q_s pela Equação (3.18), substituindo Q_s da Equação (3.18) e $R_{T,0}$ da Equação (3.17) na Equação (3.13), tem-se a fórmula para medida indireta do coeficiente convectivo de transferência de calor na Equ-

ção (3.19).

$$Q_s = \dot{m}C_p(T_o - T_i) \quad (3.18)$$

$$h = \frac{\dot{m}C_p(T_o - T_i)}{nS_L S_T[\alpha + 4\eta(1 - \alpha)\gamma](T_b - T_f)} \quad (3.19)$$

Destaca-se que na equação correspondente dada por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] existe um erro, provavelmente tipográfico.

Após a realização dos experimentos, DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], desenvolveram uma correlação para o número de Nusselt para todas as condições operacionais testadas. Desta forma, a Equação (3.20) apresenta Nu_d para a aleta com pinos elípticos na configuração alinhada e a Equação (3.21) apresenta Nu_d para a aleta com pinos elípticos no arranjo desencontrado. Estas equações são válidas para $1 \leq Gr_d/Re_d \leq 100$ e $Pr \approx 0,7$.

$$Nu_d^{(il)} = 1,008\alpha^{1,34}\gamma^{0,5} \frac{Re_d}{Gr_d^{0,5}} \quad (3.20)$$

$$Nu_d^{(st)} = 1,26\alpha^{1,25}\gamma^{0,46} \frac{Re_d}{Gr_d^{0,5}} \quad (3.21)$$

Análise de consistência dos dados

Para identificar os dados que serão utilizados para comparações com resultados de CFD de forma a ter-se a validação da metodologia desenvolvida para as simulações deste trabalho, foi realizado uma análise de consistência dos dados presentes no trabalho referência DESHMUKH e WARKHEDKAR [3]. A motivação desta foi em função do desconhecimento de todas as informações necessárias para simulação, entre estas, o exato valor do fluxo de calor imposto no aquecedor principal para cada uma das condições de operação.

O calor fornecido pela aleta não foi apresentado no trabalho, porém através de uma troca de e-mails com um dos autores do trabalho [3], foi informado que o fluxo de calor na base está na faixa de $2000 - 4000 \text{ W/m}^2$.

Para a análise de consistência do artigo, serão comparados os valores de Nu_d^{cor} com Nu_d^{exp} , onde Nu_d^{cor} é o número de Nusselt obtido das Equações (3.20) e (3.21) e Nu_d^{exp} é o número de Nusselt calculado a partir de h obtido pelo modelo teórico.

O valor de 3500 W/m^2 , ou seja, $94,5 \text{ W}$, foi estimado por ter melhor se adaptado aos dados na análise de consistência dos dados experimentais. Entretanto, não se sabe se os resultados apresentados no artigo foram obtidos a partir desta taxa.

Uma dificuldade encontrada para a análise de consistência foi o desconhecimento dos valores de T_i , T_o e T_b , que são necessários para os cálculos dos números de

Reynolds e Grashoff (Re_d , Gr_d), e, portanto, de Nu_d^{cor} . Os valores de T_b e T_o foram estimados através do procedimento descrito a seguir.

Estimando T_i como 25 C e com o valor estimado para o calor fornecido na base do dissipador, é possível calcular T_o a partir da Equação (3.18).

$$T_o = \frac{Q_s}{\dot{m}c_p} + T_i \quad (3.22)$$

Então, o valor de T_b é calculado usando o valor reportado por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] para a resistência térmica do dissipador de calor através da Equação (3.23).

$$R_{T,0} = \frac{T_b - \frac{T_o+T_i}{2}}{Q_s} \quad (3.23)$$

Portanto, compara-se o número de Nusselt para:

- Nu_d correlação (Nu_d^{cor}): número de Nusselt dado pela correlação desenvolvida por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3].
- Nu_d experimental (Nu_d^{exp}): número de Nusselt calculado pelo modelo teórico a partir dos resultados reportados de $R_{T,0}$ por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3].

Para julgar a consistência dos dados do trabalho de referência, foram avaliados os dados obtidos para o número de Nusselt sob diferentes condições geométricas e operacionais e, estes, comparados com a correlação desenvolvida. As propriedades físicas das correlações e modelo teórico foram calculadas na temperatura média do ar, $\frac{T_i+T_o}{2}$.

Na Figura 3.3 são apresentados os valores de número de Nusselt para ambos arranjos em função da velocidade de entrada. Na Figura 3.4 são apresentados os valores de número de Nusselt em ambos arranjos em função da fração de vazios (α).

O comportamento do número de Nusselt em função da velocidade e da fração de vazios para os casos alinhado e desencontrado mostrou consistência nos dados avaliados dentro de uma margem de 20 %.

Para valores de Nusselt estimados a partir do procedimento descrito nesta seção, quando comparados com os valores reportados no trabalho de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], identificou-se que foi também difícil prever os resultados do mesmo. Atribui-se esta dificuldade ao fato de ter sido necessário estimar Q_s , T_o e T_b . Deve-se ressaltar que DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] mediram T_o logo após a seção de teste, o que pode resultar em valores bem diferentes dos obtidos pela Equação (3.22).

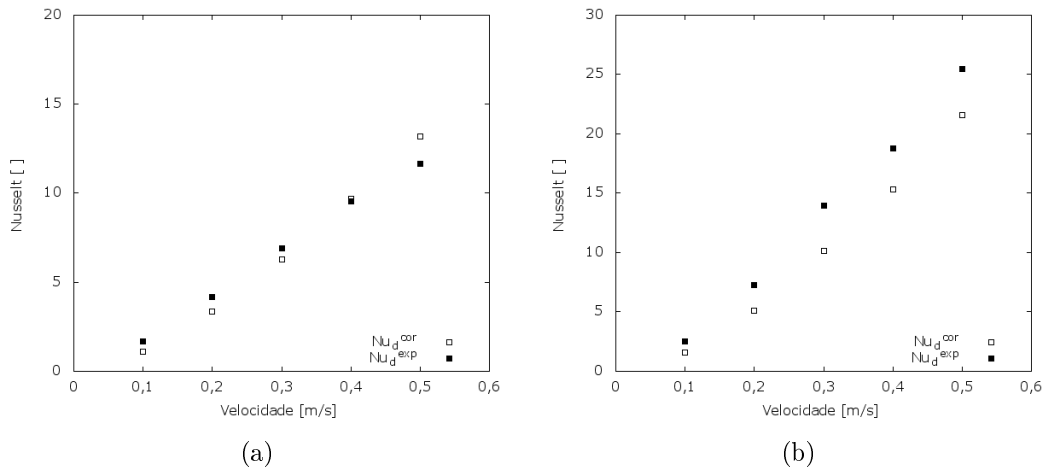


Figura 3.3: Análise de consistência dos dados experimentais: Número de Nusselt vs. velocidade de entrada para aleta de pinos elípticos para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.

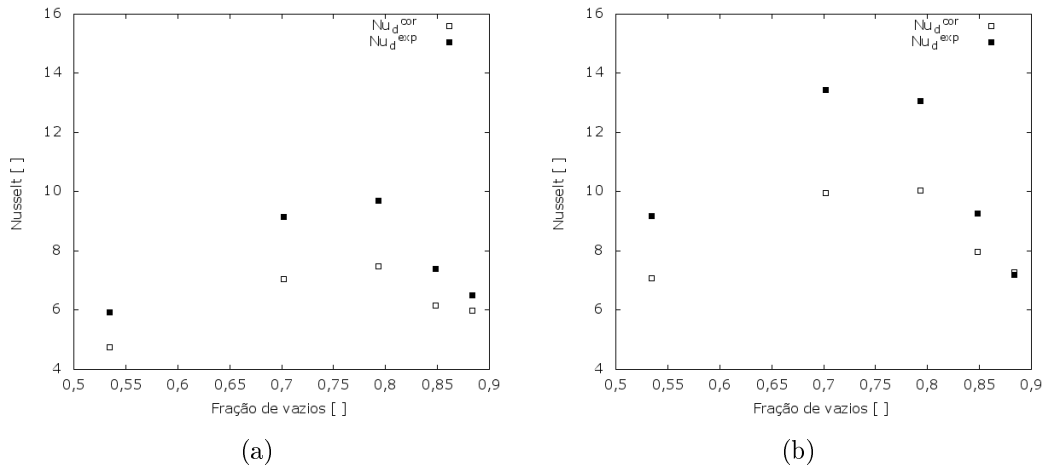


Figura 3.4: Análise de consistência dos dados experimentais: Número de Nusselt vs. fração de vazios para aleta de pinos elípticos para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.

Conclui-se que, para comparação com os resultados descritos por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], tem-se como melhor opção comparar os resultados de Nusselt dados pelas correlações, pois estas foram geradas levando em consideração as inúmeras configurações operacionais testadas experimentalmente.

3.2 Equações governantes

Neste trabalho, para a modelagem de turbulência utilizou-se a abordagem RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations), na qual as variáveis são decompostas utilizando a média de Reynolds. Dessa forma, seus valores instantâneos são decompostos em valores médios e flutuações. Uma promediação no tempo é então realizada, chegando-se assim a uma equação que depende apenas de grandezas médias, exceto por um termo, conhecido como Tensor de Reynolds, que é o responsável por levar em conta os efeitos da turbulência no escoamento.

A equação de média de Reynolds de continuidade e conservação e quantidade de movimento em coordenadas cartesianas em notação indicial [58], as quais foram implementadas no software ANSYS Fluent® [4], são:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ji}^{eff}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (3.25)$$

onde a velocidade, u_i , pressão, p , e massa específica, ρ , são campos de médias temporais ou média amostral e o tensor tensão é definido como

$$\tau_{ji}^{eff} = \tau_{ji} + \tau_{ji}^t \quad (3.26)$$

sendo que τ_{ij} é o tensor tensão viscoso, para fluido newtoniano, dado por

$$\tau_{ji} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ji} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (3.27)$$

e τ_{ji}^t é o tensor de Reynolds que, de acordo com a aproximação da Boussinesq, pode ser modelado por:

$$\tau_{ji}^t = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ji} \quad (3.28)$$

onde μ_t é a viscosidade turbulenta e k é a energia cinética turbulenta.

A hipótese de Boussinesq [59] tem a vantagem é o baixo custo computacional para a avaliação da viscosidade turbulenta. A desvantagem desta hipótese deve-se

à consideração de que o valor da viscosidade turbulenta, μ_t , é um escalar isotrópico. Entretanto, esta abordagem é, em geral, válida para a maioria dos escoamentos dominados por somente uma direção do cisalhamento, como por exemplo para a solução de camada limite nas paredes, camadas de mistura, escoamento de jatos etc. Os modelos $k-\epsilon$ e $k-\omega$ adotam esta hipótese, resolvendo duas equações diferenciais parciais adicionais para a modelagem dos efeitos da turbulência no escoamento. A seção 3.2.1 descreve as equações governantes destes modelos de turbulência e a seção 3.2.2 as suas condições de contorno.

Foi estudada a transferência de calor conjugada entre os domínios, ou seja, ocorre transferência de calor do domínio sólido (alumínio) para o domínio fluido (ar como gás ideal). Portanto, há solução da equação de conservação de energia tanto para o domínio sólido, quanto para o domínio fluido, e há transferência de energia entre estes. Para esta modelagem, a equação da energia utilizada é descrita por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + \tau_{ji}^{eff} u_i \right) \quad (3.29)$$

onde $E = H - p/\rho + u_j u_j / 2$ é a energia total específica, $H = \int_{T_{ref}}^T c_p dT$ é a entalpia específica, $\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_t$, é a condutividade efetiva, $\lambda_t = c_p \mu_t / Pr_t$ é a condutividade térmica turbulenta e Pr_t é o número de Prandtl turbulento, que foi assumido, na maioria das simulações, como constante e igual a 0,85 [4].

Para o material sólido que compõe a aleta de pinos, a seguinte forma para a equação de energia foi adotada:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (3.30)$$

Sabe-se que a diferença de temperatura é a principal força motriz para a convecção natural, e, portanto, é fundamental a modelagem do termo de empuxo. Neste trabalho, este termo foi modelado através da equação da variação da massa específica do ar em função da temperatura. Entretanto, para a presente aplicação a pressão é aproximadamente constante em todo o domínio de simulação devido à baixa perda de carga envolvida no canal da aleta de pinos. Portanto, a massa específica do ar foi obtida pela equação de gás ideal, Equação (3.31), usando um valor constante de pressão, o qual foi definido pela pressão atmosférica, p_a :

$$\rho = \frac{p_a M}{R_u T} \quad (3.31)$$

As demais propriedades físicas do ar foram definidas como em função da temperatura. A viscosidade dinâmica do ar foi definida utilizando a Equação de Sutherland [4], descrita pela Equação (3.32), utilizando as constantes para o ar.

Tabela 3.3: Propriedades físicas para o dissipador térmico.

	Liga de alumínio	Alumínio
Condutividade térmica [W/m^2K]	170,0	240,0
Calor específico [J/kgK]	871,0	871,0
Massa específica [kg/m^3]	2719,0	2719,0

O calor específico do ar foi definido utilizando uma equação polinomial com os dados existentes na base de dados do software ANSYS Fluent [4], descrito pela Equação (3.33). Já para a condutividade térmica do ar em função da temperatura, foi utilizada uma função de interpolação linear entre os dados disponíveis de tabelas da literatura [1].

$$\mu = 1,716 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{273,11} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{383,67}{T + 110,56} \quad (3.32)$$

$$c_p = 1161,48 - 2,37T + 1,49 \cdot 10^{-2}T^2 - 5,03 \cdot 10^{-5}T^3 + 9,93 \cdot 10^{-8}T^4 - 1,11 \cdot 10^{-10}T^5 + 6,54 \cdot 10^{-14}T^6 - 1,57 \cdot 10^{-17}T^7 \quad (3.33)$$

As propriedades físicas utilizadas para liga de alumínio e alumínio para os casos de YANG *et al.* [2] e DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] respectivamente, foram definidas como constantes e iguais às apresentadas na Tabela 3.3, tendo sido obtidas da literatura [1].

3.2.1 Modelos de turbulência

Para este trabalho foram avaliados os modelos de turbulência $k - \epsilon$ padrão [60], $k - \epsilon$ realizável [61] e $k - \omega$ *Shear Stress Transport* (SST) [62], os quais são baseados na hipótese de Boussinesq, permitindo a determinação das escalas turbulentas de comprimento e tempo através da solução de duas equações de transporte.

O modelo $k - \epsilon$ padrão [60] baseia-se no transporte de energia cinética turbulenta, k e da dissipação de energia cinética turbulenta, ϵ . A Equação (3.34) e (3.35) descrevem as equações de transporte para este modelo, e a Equação (3.36) apresenta a equação algébrica para a viscosidade turbulenta.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.35)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.36)$$

Nestas equações, G_k é o termo de geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade e está definido na Equação (3.37), G_b é a geração de energia cinética turbulenta devido ao empuxo descrito pela Equação (3.39), $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$, $C_{3\epsilon}$, C_μ são constantes e σ_k e σ_ϵ são os números de Prandtl turbulentos para k e ϵ , respectivamente.

$$G_k = -\mu_t S^2, S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.37)$$

onde

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (3.38)$$

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (3.39)$$

Já o modelo $k - \epsilon$ realizável [61] difere do modelo $k - \epsilon$ na formulação da equação de viscosidade turbulenta, μ_t , com a mudança do coeficiente C_μ para a relação apresentada pela Equação (3.40), e na equação de transporte de ϵ apresentada na Equação (3.42), a qual foi derivada a partir da equação de transporte exata para a média do quadrado das flutuações de vorticidade. O nome realizável significa que este modelo satisfaz certas restrições matemáticas do tensor de Reynolds, consistentes com a física que escoamentos turbulentos. O modelo $k - \epsilon$ padrão não satisfaz esta restrição [4].

$$C_\mu = \left[A_0 + A_S \frac{k \sqrt{S_{ij}S_{ij}\Omega_{ij}\Omega_{ij}}}{\epsilon} \right]^{-1} \quad (3.40)$$

onde

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (3.41)$$

onde

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho\epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu\epsilon}} + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} C_{3\epsilon} G_b \quad (3.42)$$

Para a Equação (3.40), A_0 é constante do modelo [61] e igual a 4,04 e A_S é definido por:

$$A_S = \sqrt{6} \cos \phi \quad (3.43)$$

onde ϕ é descrito pela equação abaixo. Nota-se que, para este modelo, o valor de C_μ é função do tensor tensão, diferentemente do modelo $k - \epsilon$ padrão.

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1} \left[\sqrt{6} \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{S^3} \right] \quad (3.44)$$

Na Equação (3.42), C_1 e η são descritos pelas Equações (3.45) e (3.46)

$$C_1 = \max \left[0,43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \quad (3.45)$$

$$\eta = \frac{Sk}{\epsilon} \quad (3.46)$$

O modelo *Shear Stress Transport* (SST) foi desenvolvido por MENTER [62] e possui robustez e acurácia, pois utiliza as vantagens do modelo $k - \omega$ para solução nas proximidades das paredes e do modelo $k - \epsilon$ para solução no seio do fluido. Este modelo resolve uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta, k , e outra para a dissipação específica de energia turbulenta, ω , as quais são obtidas na região do seio do fluido pelas equações do modelo $k - \epsilon$ convertidas para $k - \omega$. Detalhes de implementação pode ser encontrada na literatura [63, 64].

A Equação de transporte de k e ω são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (3.48)$$

onde G_k representa o termo de produção de energia cinética turbulenta calculado pela Equação (3.37), G_ω representa a geração de ω , Y_k e Y_ω representam a dissipação de k e ω devido a turbulência. D_ω representa o termo de contra difusão. σ_k e σ_ω são os números de Prandtl turbulentos para k e ω , dados pelas Equações (3.49) e (3.50).

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1 - F_1)/\sigma_{k,2}} \quad (3.49)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1 - F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (3.50)$$

A viscosidade turbulenta é calculada por:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left(\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega}\right)} \quad (3.51)$$

onde S é a magnitude da taxa de deformação e α^* é definido pela Equação (3.52),

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right) \quad (3.52)$$

$$Re_t = (\rho k) / (\mu \omega) \quad (3.53)$$

sendo que $R_k = 6$, $\alpha_0^* = \beta_i/3$ e $\beta_i = 0,072$ e F_1 e F_2 são dados pelas Equações (3.54) e (3.57), onde y é a distância da superfície mais próxima e D_ω^+ é a quantidade positiva do termo de contra difusão.

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (3.54)$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (3.55)$$

$$D_\omega^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (3.56)$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (3.57)$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (3.58)$$

O termo de geração de ω é definido por:

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (3.59)$$

onde

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_w}{1 + Re_t/R_w} \right) \quad (3.60)$$

sendo que Re_w é igual a 2,95 e Re_t é definido pela Equação (3.53).

A dissipação de k , Y_k , é definida por:

$$Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} k \omega \quad (3.61)$$

onde $f_{\beta^*} = 1$ se $\chi_k \leq 0$ e $f_{\beta^*} = \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2}$ se $\chi_k > 0$, sendo que χ_k é definido por:

$$\chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.62)$$

e, para fluidos incompressíveis,

$$\beta^* = \beta^a st_\infty \left(\frac{4/15 + (Re_t/Re_\beta)^4}{1 + (Re_t/Re_\beta)^4} \right) \quad (3.63)$$

onde $Re_\beta = 8$ e $\beta^a st_\infty = 0,09$.

Já a dissipação de ω , Y_ω , é definida por:

$$Y_k = \rho \beta f_\beta \omega^2 \quad (3.64)$$

onde

$$f_\beta = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega} \quad (3.65)$$

$$\chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta^*\omega)^3} \right| \quad (3.66)$$

onde Ω_{ij} é descrito pela Equação (3.41) e S_{ij} , pela Equação (3.38).

O valor de β , para fluido incompressível, é de 0,072.

O modelo SST de transição foi também avaliado no trabalho, de forma a tentar capturar a transição do escoamento para turbulento para os casos com menores velocidades de entrada. Este modelo acopla o modelo *Shear Stress Transport* (SST) com duas adicionais equações de transporte: uma para intermitência e outra para critérios de início de transição. Adicionalmente, equações empíricas desenvolvidas por MENTER *et al.* [65] são necessárias, para cobrir a transição da camada limite, bem como fluxos em ambientes com corrente livre pouco turbulentos. Detalhes de implementações deste modelo estão disponíveis na literatura [65].

Para tratamento das condições de contorno das equações descritas neste capítulo de forma a obter uma solução do escoamento na camada limite, é necessário um tratamento especial nas paredes dos domínios. A seção 3.2.2 apresenta o equacionamento das condições de contorno nas paredes que foram utilizadas no trabalho.

3.2.2 Leis de parede

Para uma boa predição do perfil de velocidade e temperatura na camada limite é essencial uma preocupação com a solução das equações de transporte na região de parede. Experimentos mostraram a existência de três camadas: subcamada viscosa, camada turbulenta e camada logarítmica. A Figura 3.5 apresenta o perfil de velocidade adimensional, isto é, velocidade, u , dividida pela velocidade de fricção u_τ (dada

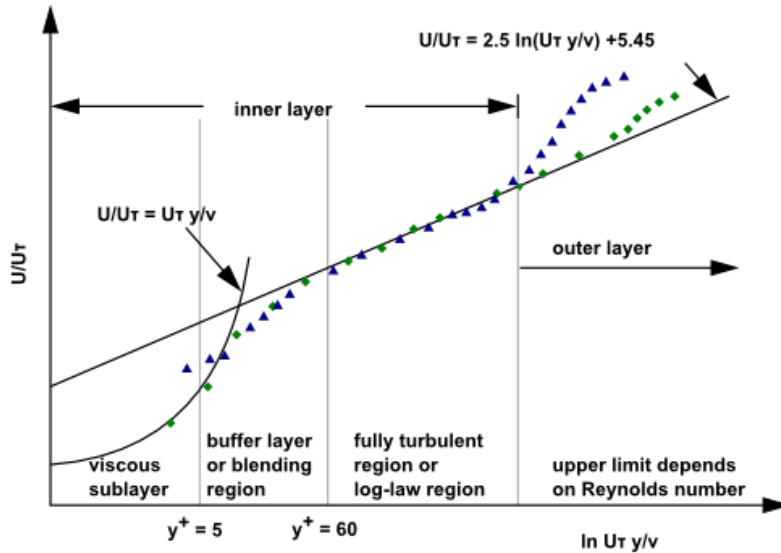


Figura 3.5: Perfil de velocidade adimensional na camada limite apresentado em escala logarítmica (obtido do manual do software [4]).

pela Equação (3.67)), em escala logarítmica, mostrando as três diferentes regiões da camada limite interna. Na subcamada viscosa, o escoamento é praticamente laminar e o transporte de quantidade de movimento, massa e energia é dominado pela viscosidade laminar. Já na camada turbulenta, são os efeitos turbulentos que predominam, enquanto que na região de transição ambos os efeitos viscosos e turbulentos, são igualmente importantes.

$$u_\tau = \sqrt{\tau_{wall}/\rho} \quad (3.67)$$

Diante disso, a correta modelagem do escoamento próximo à parede é fundamental devido aos elevados gradientes próximos a essa região. Nesse sentido, existem duas abordagens para lidar com a modelagem próxima à parede. Na primeira abordagem a região mais interna não é resolvida, funções de parede semi-empíricas são utilizadas de maneira a fazer a ligação entre a solução próxima às paredes e seu valor na parede. Nesta abordagem, não há a necessidade de usar malhas extremamente refinadas junto às paredes. Já na segunda abordagem, todo o domínio de cálculo é resolvido, incluindo a subcamada viscosa. Contudo, nesta abordagem, há a necessidade de uma malha bastante refinada, o que aumenta muito o custo computacional. A Figura 3.6 apresenta as duas abordagens descritas.

O uso de funções de parede torna-se mais atrativo, pois os gradientes próximos à parede podem ser modelados com malhas relativamente grosseiras, reduzindo o custo computacional e o tempo de CPU. Dessa forma, foram realizados testes com o objetivo de determinar a abordagem que seria melhor para o caso em estudo. Esta análise está apresentada no capítulo 5.1.

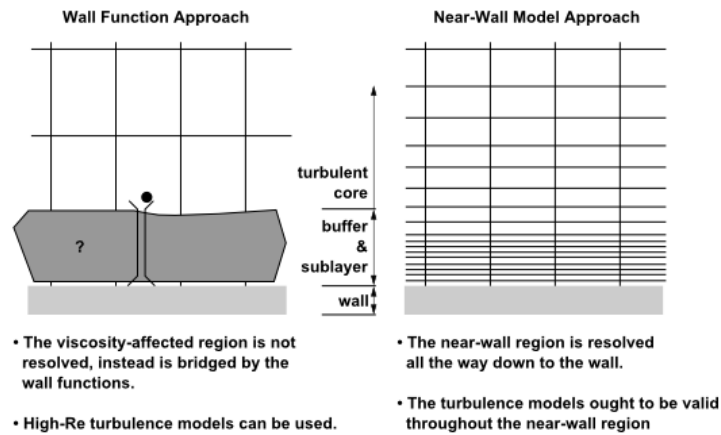


Figura 3.6: Diferenças entre funções de parede e solução para baixo Reynolds (obtidas do manual do software utilizado [4]).

As leis de parede estudadas foram: lei de parede padrão, lei de parede escalável e tratamento de parede melhorado. Abaixo seguem as principais características destas funções de parede:

- Lei de parede padrão (*standard wall function*) [66]: É a lei de parede padrão, na qual é adotada a hipótese de equilíbrio local (produção igual à dissipação de energia cinética turbulenta). Além disso, são adotadas leis de parede similares para energia. Como restrição, esta função de parede se torna menos confiável conforme as células chegam à subcamada viscosa (produção de energia cinética turbulenta muito maior que a dissipação na subcamada viscosa), gerando um resultado ruim conforme a malha é refinada na direção normal à parede com erros nos cálculos das tensões e transferência de calor.
- Lei de parede escalável (*scalable wall function*): A função escalável surgiu exatamente para evitar a deterioração das funções de parede padrão quando a malha é muito refinada próximo à parede. Dessa forma, produzem resultados consistentes mesmo quando a malha é refinada demais. Para malhas não tão refinadas são idênticas às funções padrão.
- Tratamento de parede melhorado (*enhanced wall treatment, EWT*): É a mais nova de todas e combina o modelo de duas camadas [67, 68] e as funções de parede melhoradas [69]. Com isso, tem-se a acurácia da abordagem de duas camadas para malhas refinadas próximo à parede, sem redução de acurácia para malhas que necessitam de funções de parede. Detalhes desta lei de parede estão descritos abaixo.

Lei de parede padrão

As leis de paredes padrão são baseadas no trabalho de LAUNDER e SPALDING [66]. A equação para a lei de parede utilizada para a condição de contorno de *momentum* é apresentada na Equação (3.68)

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (3.68)$$

onde

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}}}{u_\tau^2} \quad (3.69)$$

é a velocidade adimensional e

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}} y_P}{\mu} \quad (3.70)$$

é a distância adimensional da parede. κ é a constante de Von Kármán ($= 0,4187$), E é uma constante empírica ($= 9,793$), U_P é a velocidade média do fluido no centroide da célula P adjacente à parede, k_P é a energia cinética turbulenta na célula adjacente à parede e y_P é a distância do centroide da célula adjacente à parede. Para aplicação da lei de parede padrão o valor de y^* necessita ser maior que 15.

Ressalta-se que, no software ANSYS Fluent, a lei de parede para velocidade média e temperatura são baseados distância adimensional y^* , em vez de y^+ ($\equiv \frac{\rho u_\tau y}{\mu}$) [4]. Destaca-se que estas quantidades são aproximadamente iguais na zona de camada limite turbulenta.

Para o tratamento de parede para a equação de energia, utiliza-se a analogia de Reynolds entre o transporte de quantidade de movimento e energia, e resulta em uma lei logarítmica similar para a temperatura média. A espessura da camada limite térmica é, geralmente, diferente da espessura da camada limite fluidodinâmica e depende do fluido. A Equação (3.71) define o tamanho da camada limite térmica em relação à camada limite fluidodinâmica.

$$\frac{\delta_F}{\delta_T} \approx \sqrt{Pr} \quad (3.71)$$

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_P) \rho c_p C_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}}}{\dot{q}} \quad (3.72)$$

Para $y^* < y_T^*$ o valor de T^* é dado pela Equação (3.73) e para $y^* > y_T^*$ é dado pela Equação (3.74), sendo que y_T^* é o valor da espessura adimensional da subcamada viscosa térmica e é computado como o valor em que a lei linear e logarítmica se interceptam, dado o número de Prandtl do fluido que está sendo modelado.

$$T^* = Pr y^* + \frac{1}{2} \rho Pr \frac{C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} U_P^2 \quad (3.73)$$

$$T^* = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] + \frac{1}{2} \rho \frac{C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} [Pr_t U_P^2 + (Pr - Pr_t) U_c^2] \quad (3.74)$$

onde P é calculado por:

$$P = 9,24 \left[\frac{Pr^{3/4}}{Pr_t} - 1 \right] [1 + 0,28 \exp(0,007 Pr / Pr_t)] \quad (3.75)$$

Para a condição de contorno para a energia cinética turbulenta, k , aplica-se

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (3.76)$$

onde n é a coordenada normal à parede.

A produção de energia cinética turbulenta, G_k e a dissipação de energia cinética turbulenta, ϵ , nas células adjacentes à parede, são calculadas utilizando uma hipótese de equilíbrio entre produção e dissipação de energia. As equações de G_k e ϵ estão descritas pelas Equações (3.77) e (3.78) respectivamente.

$$G_k = \tau_{wall} \frac{\tau_{wall}}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P} \quad (3.77)$$

$$\epsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{\kappa y_P} \quad (3.78)$$

Lei de parede escalável

A lei de parede escalável contorna o problema da função de parede padrão para $y^* < 11$. A ideia desta função é forçar o uso das leis logarítmicas descritas para a lei de parede padrão através da introdução de um limitador no cálculo de y^* dado por:

$$y^* = \max(y^*, y^*_{limite}) \quad (3.79)$$

onde $y^*_{limite} = 11,225$. No caso da função escalável, o valor de y^* obtido pela Equação (3.79) é substituído nas Equações (3.68), (3.73) e (3.74).

Lei de parede melhorada

A lei de parede melhorada é a lei de parede que combina o uso do modelo de duas camadas com as funções de parede melhoradas. Nesta lei de parede, se a malha é refinada o suficiente para resolver a subcamada viscosa ($y^+ \sim 1$), então o tratamento

se dá pelo uso do modelo de duas camadas [67, 68], enquanto que se ($y^+ > 30$), as funções melhoradas de parede são utilizadas [69].

O modelo de duas camadas é utilizado para especificar os valores de ϵ e a viscosidade turbulenta nas células próximas à parede. Neste método, o domínio é dividido entre a região afetada pela viscosidade e a região plenamente turbulenta, sendo que a demarcação entre estas regiões se dá em uma medida de distância da parede definida como número de Reynolds turbulento Re_y , dada por:

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (3.80)$$

onde y é a distância normal à parede a partir do centro da célula.

Na região plenamente turbulenta, ou seja, $Re_y > 200$, as equações do modelo $k-\epsilon$ são utilizadas, enquanto que na região afetada pela viscosidade, $Re_y < 200$, o modelo de uma equação de WOLFSHTEIN [67] é utilizado, e a viscosidade turbulenta é dada por:

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \quad (3.81)$$

onde a escala de comprimento, l_μ , é calculada por:

$$l_\mu = y C_l^* [1 - \exp(-Re_y/A_\mu)] \quad (3.82)$$

onde C_l , A_μ são constantes do modelo.

Portanto, para o cálculo de viscosidade turbulenta no modelo de duas camadas, a viscosidade turbulenta é dado por uma combinação entre as funções de viscosidade turbulenta já definida (depende do modelo de turbulência escolhido), e a viscosidade turbulenta calculada para baixo Reynolds. A função de combinação é dada por:

$$\mu_{t,enh} = F_\epsilon \mu_t + (1 - F_\epsilon) \mu_{t,2layer} \quad (3.83)$$

onde F_ϵ é uma função de mistura definida e proposta por JORGEN [70], na qual μ_t e $\mu_{t,2layer}$ são suavemente combinadas.

Para ϵ , o valor deste é imposto na região afetada pela viscosidade e calculado pela equação algébrica:

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon} \quad (3.84)$$

onde a escala de comprimento l_ϵ é

$$l_\epsilon = y C_l^* \left[1 - \exp\left(-\frac{Re_y}{2C_l^*}\right) \right] \quad (3.85)$$

Portanto, caso todo o domínio esteja dentro da região afetada pela viscosidade

($Re_y < 200$), o valor de ϵ não é obtido através da solução de uma equação de transporte, sendo este calculado algebricamente pela Equação (3.84).

As funções de parede melhoradas [69] foram desenvolvidas para estender a aplicação de leis de parede para toda a região da camada limite, isto é, a subcamada viscosa, a região logarítmica e de transição. Para formulação de uma só lei válida para toda a região de camada limite, faz-se uso de uma função de combinação, descrita pela Equação (3.86).

$$u^+ = e^\Gamma u_{lam}^+ + e^{(1/\Gamma)} u_{turb}^+ \quad (3.86)$$

onde a função de combinação é calculada por:

$$\Gamma = -\frac{0,01(y^+)^4}{1 + 5y^+} \quad (3.87)$$

Para este trabalho, desprezou-se os efeitos de gradiente de pressão e termos de compressibilidade. Assim, a equação para as condições de contorno da equação de conservação e quantidade de movimento são dadas por:

$$u_{lam}^+ = y^+ \quad (3.88)$$

$$u_{turb}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (3.89)$$

Para a equação da energia, a condição de contorno aplicada a parede é descrita pela Equação (3.90), a qual também faz uso de uma função de combinação, Γ , descrita pela Equação (3.91).

$$T^+ \equiv \frac{(T_w - T_P) \rho c_p u_T}{\dot{q}} = e^\Gamma T_{lam}^+ + e^{(1/\Gamma)} T_{turb}^+ \quad (3.90)$$

$$\Gamma = -\frac{0,01(Pr y^+)^4}{1 + 5Pr^3 y^+} \quad (3.91)$$

Os valores de T_{lam}^+ e T_{turb}^+ são calculados pelas Equações (3.92) e (3.93).

$$T_{lam}^+ = Pr \left(u_{lam}^+ + \frac{\rho u^*}{2\dot{q}} u^2 \right) \quad (3.92)$$

$$T_{turb}^+ = Pr_t \left\{ u_{turb}^+ + P \frac{\rho u^*}{2\dot{q}} u^2 \left[u^2 - \left(\frac{Pr}{Pr_t} - 1 \right) (u_c^+)^2 (u^*)^2 \right] \right\} \quad (3.93)$$

onde u_c^+ é o valor de u^+ para transição de laminar para turbulento. A função P é dada da mesma maneira que para a lei de parede padrão.

A condição de contorno para a equação de energia cinética turbulenta, k , para o tratamento melhorado de parede é similar ao utilizado para a lei de parede padrão.

Entretanto, a produção de energia cinética turbulenta, G_k , é calculada utilizando os gradientes de velocidade calculados a partir da Equação (3.86).

Para o modelo $k-\omega$ SST, o tratamento melhorado de parede sempre usa a função de parede. Neste modelo, caso a malha esteja refinada para que o valor de $y^+ \approx 1$, resolve as equações de transporte de k e ω na região da camada limite. A vantagem deste modelo é que este resolve as equações de transporte de k e ω na região da subcamada viscosa, não sendo mais necessário o uso do modelo de duas camadas.

Para o modelo $k-\omega$ SST, a condição de contorno para ω nas paredes é dada por:

$$\omega = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu} \omega^+ \quad (3.94)$$

onde para a subcamada viscosa, ω^+ é

$$\omega^+ = \frac{6}{0,072y^{+2}} \quad (3.95)$$

e para a região logarítmica da camada limite, ω^+ é calculado por

$$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{0,09}} \frac{du_{turb}^+}{dy^+} \quad (3.96)$$

3.3 Outras definições

3.3.1 Números adimensionais em arranjos de aletas

Nesta seção serão apresentados os números adimensionais utilizados para análise da transferência de calor em arranjos de aletas. O número de Reynolds, calculado com o diâmetro equivalente do pino elíptico, foi obtido por:

$$Re_d = \frac{\rho u_\infty d}{\mu} \quad (3.97)$$

onde o diâmetro equivalente d é o valor do diâmetro referente a um pino circular de mesma área transversal que o pino elíptico.

Para aletas com pinos elípticos, com dimensão de maior e menor eixo, $2a$ e $2b$, respectivamente, e diâmetro equivalente d , as equações para cálculo de área de escoamento entre pinos e velocidade máxima são distintas, devido a mudança geométrica. A Figura 3.7 descreve os parâmetros para esta geometria.

O valor de $Re_{d,max}$ descrito pela Equação (3.100) é calculado utilizando uma nova definição para o valor de velocidade máxima. Para o arranjo alinhado ou para o arranjo desencontrado se $A_1 < 2A_2$, tem-se que:

$$u_{max} = \frac{S_T}{S_T - 2b} u \quad (3.98)$$

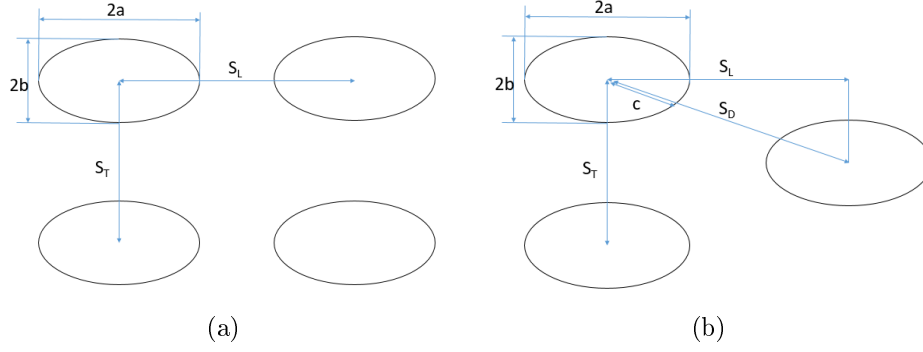


Figura 3.7: Definições dos arranjos e parâmetros geométricos para banco de tubos elípticos.

porém, caso $2A_2 < A_1$ tem-se que

$$u_{max} = \frac{S_T}{2(S_D - 2c)}u \quad (3.99)$$

onde c é a porção da distância diagonal entre pinos referente à parte ocupada pelo pino.

$$Re_{d,max} = \frac{\rho u_{max} d}{\mu} \quad (3.100)$$

O número de Grashof e de Nusselt foram calculados utilizando as equações foi calculado utilizando a equação:

$$Gr_d = \frac{\rho^2 g \beta (T_b - T_f) d^3}{\mu^2} \quad (3.101)$$

$$Nu_d = \frac{hd}{\lambda} \quad (3.102)$$

O número de Reynolds calculado para o escoamento interno no túnel de vento, Re_{tun} foi calculado por:

$$Re_{tun} = \frac{\rho u_{\infty} d_h}{\mu} \quad (3.103)$$

onde d é o diâmetro equivalente do túnel de vento retangular, calculado por

$$d_h = \frac{4WL}{2(W + L)} \quad (3.104)$$

Para estes números adimensionais, as propriedades físicas foram avaliadas na temperatura média entre entrada e saída do fluido, seguindo o procedimento de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3].

3.3.2 Avaliação de coeficientes de transferência de calor médios

Para uma simulação em estado estacionário que não atinge a convergência completa devido ao escoamento quase-estacionário, MITRE *et al.* [45] definiu o valor médio da taxa de transferência de calor pela Equação (3.105).

$$\bar{Q}_s = \frac{\sum_{i=1}^n Q_{s,i}}{n} \quad (3.105)$$

onde $Q_{s,i}$ é o valor da taxa de transferência de calor ao final da iteração i e n é o número total de iterações. O desvio padrão da taxa de transferência de calor é dado pela Equação (3.106)

$$\delta_Q = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (Q_{s,i} - \bar{Q}_s)^2}{n - 1}} \quad (3.106)$$

Quando a simulação em regime estacionário foi completamente convergida, a taxa de transferência de calor é obtida diretamente com o valor da última iteração, ou seja, $\bar{Q}_s = Q_{s,n}$ and $\delta_Q = 0$.

O valor médio para o número de Nusselt foi definido utilizando a temperatura média logarítmica:

$$\overline{Nu}_d = \frac{\bar{Q}_s d}{A \lambda \Theta} \quad (3.107)$$

onde A é a área de troca térmica do arranjo de aletas.

Destaca-se que este procedimento foi validado por meio de comparações com simulações transientes e com resultados experimentais de CHYU *et al.* [23] e por MITRE *et al.* [45].

Entretanto, neste trabalho, como foi definido o valor de Q_s na condição de contorno (ver seções 3.1.1 e 3.1.2), a incógnita da simulação de fluidodinâmica passa a ser a temperatura da base. Portanto, a metodologia de MITRE *et al.* [45] foi avaliada utilizando T_b como variável nas Equações (3.105) e (3.106). As equações adotadas no presente trabalho foram, portanto:

$$\bar{T}_b = \frac{\sum_{i=1}^n T_{b,i}}{n} \quad (3.108)$$

$$\delta_{T_b} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (T_{b,i} - \bar{T}_b)^2}{n - 1}} \quad (3.109)$$

Capítulo 4

Procedimento numérico

Este capítulo descreve o procedimento numérico utilizado para a solução do problema de transferência de calor em aletas elípticas sob convecção forçada e mista. Apresenta-se os detalhes de implementação do modelo matemático nos softwares utilizados.

4.1 Geometrias

Para avaliação do experimento via fluidodinâmica computacional, é necessário gerar a representação computacional da geometria tridimensional (CAD) em 3D da geometria, para posterior discretização da mesma em volumes na etapa de geração da malha computacional. Para a geração da geometria, foi utilizado o software ANSYS DesignModeler® na versão 15.0.

Para as análises dos experimentos de YANG *et al.* [2] e DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], foram desenhadas as geometrias para um domínio fluido, representando o interior do túnel de vento, e um domínio sólido, representando o dissipador de calor aletado em questão. Assim, foi possível avaliar a transferência de calor conjugada.

Representando o experimento de YANG *et al.* [2], a Figura 4.1 ilustra o domínio sólido gerado para o dissipador usando um arranjo alinhado de 25 pinos. A Figura 4.2 ilustra domínio fluido representando o túnel de vento, com as especificações das principais cotas geométricas do mesmo.

De acordo com o experimento de YANG *et al.* [2] o túnel de vento foi posicionado na horizontal, de forma que a ação do campo gravitacional seja na direção do comprimento do pino, ou seja, perpendicular à direção do escoamento.

Já para representação numérica do experimento de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], por se tratar de uma convecção mista assistida, o sentido da força da gravidade é contrário à direção do escoamento. A Figura 4.3 ilustra uma imagem da geometria desenvolvida para as análises, representando o experimento numérico.

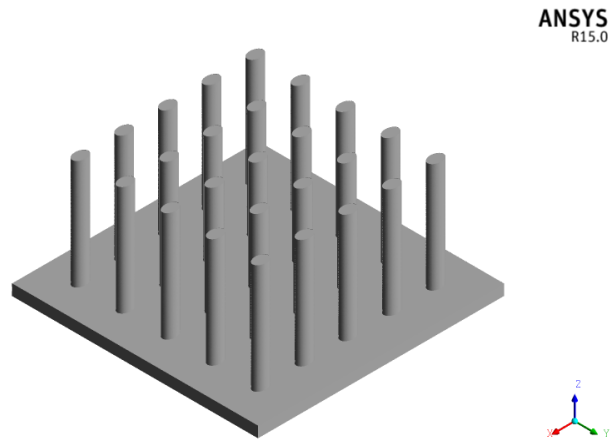


Figura 4.1: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Dissipador de calor com arranjo de 25 pinos.

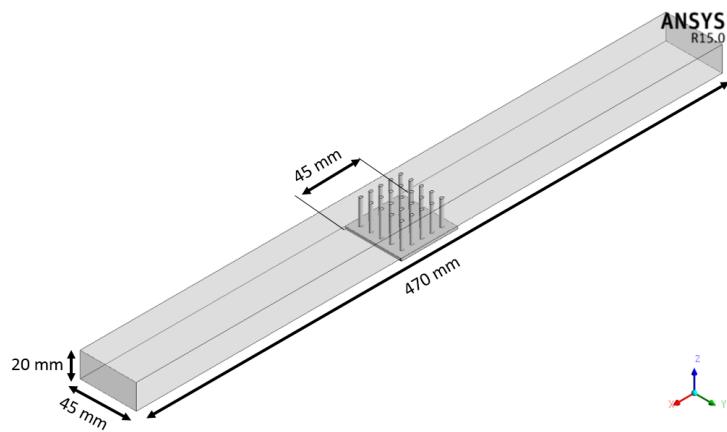


Figura 4.2: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Geometria desenvolvida para o túnel de vento e principais cotas geométricas.

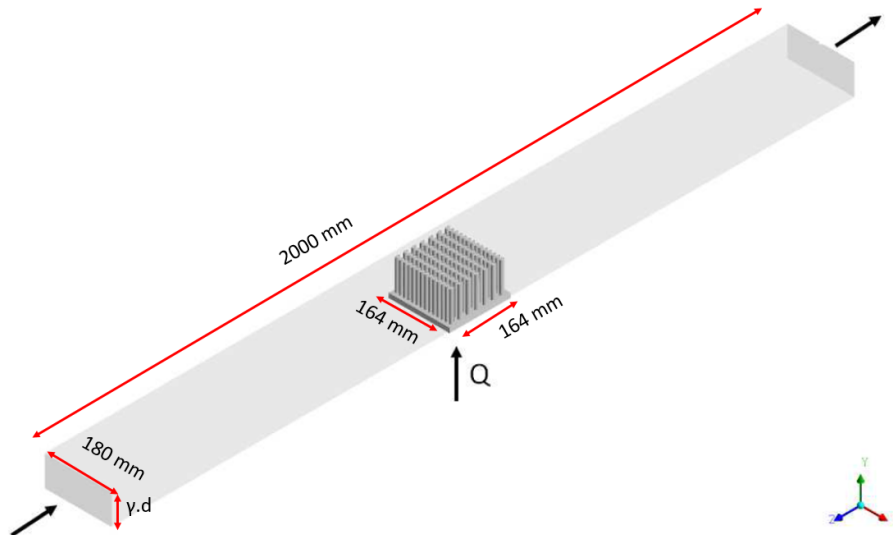


Figura 4.3: Convecção mista sobre arranjos de aletas piniformes: Geometria desenvolvida para representação da aleta de pinos no interior do túnel de vento e principais cotas geométricas.

Destaca-se que foi reproduzida a exata geometria do túnel de vento ou seja, 2 metros de comprimento, 180 mm de largura e profundidade ajustável. A geometria da aleta de pinos foi gerada considerando pinos elípticos de 12 mm por 8 mm (maior e menor eixo), montados numa base com dimensões de 164 por 164 mm e 12 mm de espessura.

4.2 Malha Computacional

As malhas computacionais deste estudo foram geradas utilizando o software ANSYS Meshing®^(R), na versão 15.0, através da extrusão de uma malha bidimensional quadrilátero dominante, em função da maior qualidade de seus elementos e da simplicidade de alinhá-los à direção principal do escoamento. Além disso, o fato de alinhá-los à direção do escoamento leva a um número menor de elementos.

Para melhor solução da transferência de calor nas paredes, através da solução das camadas limites térmica e fluidodinâmica foram incluídas camadas de elementos prismáticos nas paredes. A estratégia para geração de malha na interface entre os dois domínios (sólido e fluido) para cálculo da transferência de calor conjugada foi de geração de uma interface conforme.

Para este estudo, em função da geração de dois domínios, um fluido e um sólido, foi necessário definir uma abordagem para a região de interface entre os mesmos. As malhas geradas são conformes na região de interface entre os domínios, isto é, a malha na região de interface é compartilhada, de forma a melhor calcular os fluxos

Tabela 4.1: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Tamanho de malha computacional para a análise de independência de malha.

Número de elementos por malha			
Malha	Domínio sólido	Domínio fluido	Total de elementos
M1	201.254	1.675.250	1.876.504
M2	1.154.152	6.895.280	8.049.432
M3	2.006.636	11.672.760	13.679.396

de calor nesta região.

4.2.1 Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes

A Figura 4.4 apresenta as malhas computacionais geradas para os dois tamanhos característicos avaliados (M1 e M2). A Figura 4.5 ilustra a malha computacional gerada para o domínio sólido. Nota-se claramente o refino de malha ao redor dos pinos, em função da necessidade de solução das camadas limites fluidodinâmica e térmica.

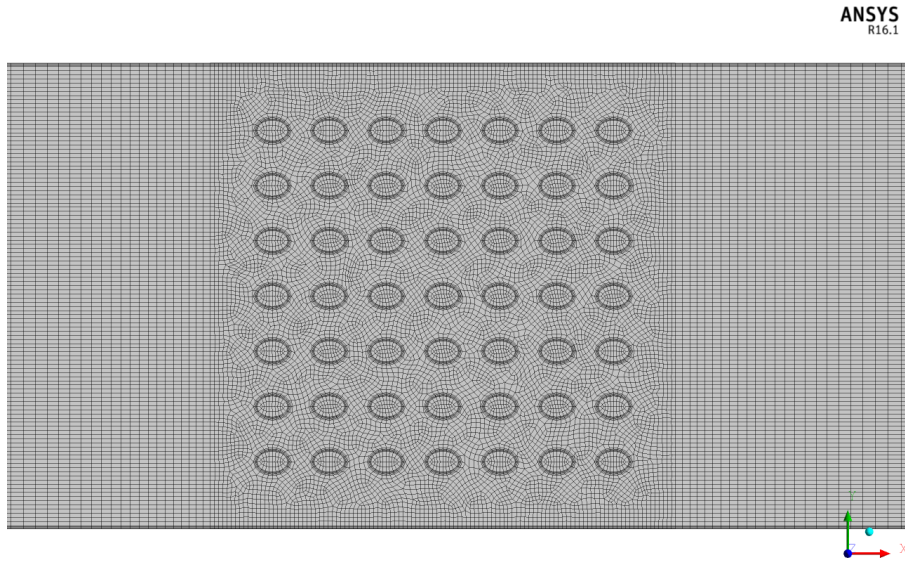
Uma análise de convergência de malha foi realizada, com o objetivo de obter um resultado que seja independente de um maior refino da mesma. A configuração geométrica escolhida para esta análise foi a geometria de configuração alinhada e com 49 pinos, em função desta ser a de maior valor de número de Reynolds calculado no escoamento ao redor dos pinos. Três diferentes malhas foram usadas nesta geometria, cujos números de elementos são apresentados na Tabela 4.1. Os resultados obtidos para esta análise estão descritos na seção 5.1.

Para a análise das quatro geometrias escolhidas do dissipador térmico, foi gerada uma malha computacional para cada geometria com tamanhos de elementos compatíveis com os indicados como adequados no estudo de independência de malha realizado. A Tabela 4.2 apresenta o número de elementos das malha das quatro geometrias estudadas.

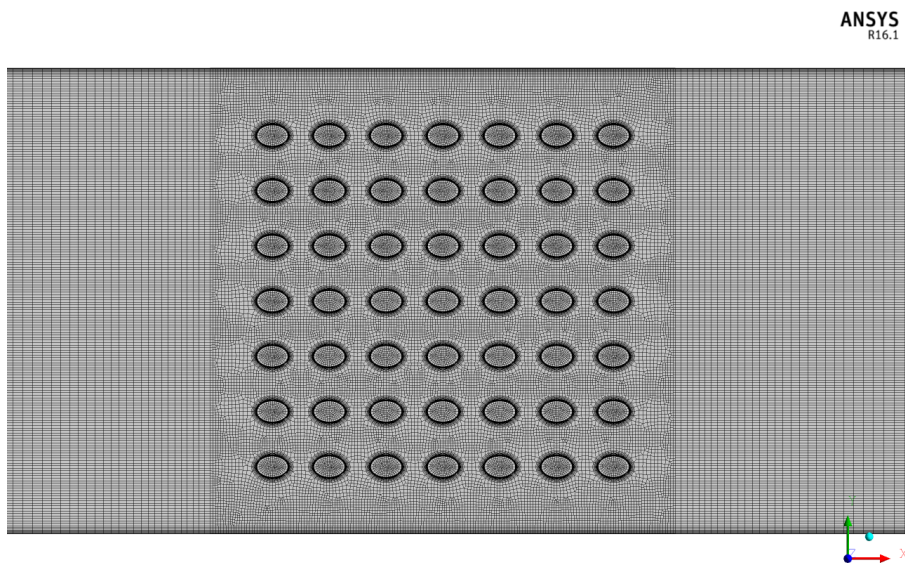
Observa-se que o número de elementos da malha computacional do domínio sólido é sempre inferior à do domínio fluido. Isto se deve à maior necessidade de refino da malha computacional para solução das equações de conservação de massa e quantidade de movimento, em relação ao domínio sólido, onde é resolvida apenas a equação de conservação de energia. Além disso, há diferenças significativas no volume físico ocupado entre o fluido e o sólido.

A Tabela 4.3 apresenta os critérios de qualidade de malha calculados no software ANSYS DesignModeler® [4]. Para as quatro geometrias avaliadas, foram avaliadas a razão de aspecto e qualidade ortogonal das células.

A razão de aspecto é uma medida do estiramento de uma célula. São recomendadas razões de aspecto menores de 100, porém, quando se tem um escoamento



(a)



(b)

Figura 4.4: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Malha computacional no domínio fluido para (a) malha M1 e (b) malha M2.

Tabela 4.2: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Tamanho das malhas computacionais para as geometrias estudadas.

Geometria	Número de elementos		
	Domínio sólido	Domínio fluido	Total
Alinhado, 25 pinos	521.024	4.938.240	5.459.264
Alinhado, 49 pinos	1.154.152	6.895.280	8.049.432
Desencontrado, 25 pinos	513.648	4.974.480	5.488.128
Desencontrado, 41 pinos	814.456	6.220.160	7.034.616

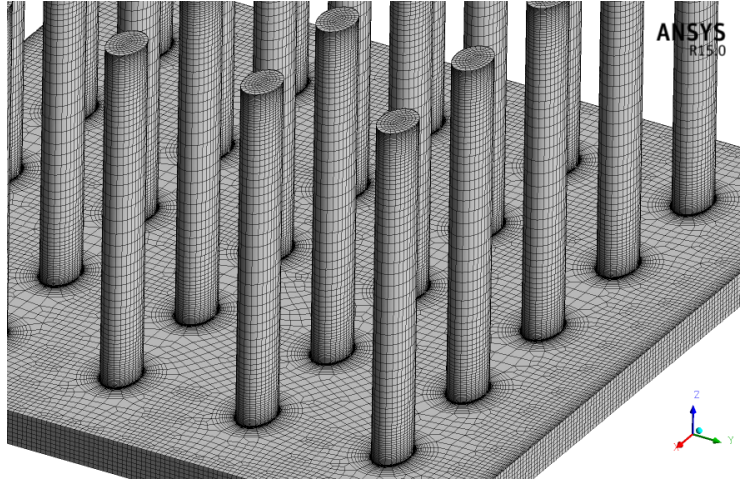


Figura 4.5: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Malha computacional gerada para o domínio sólido para o tamanho de malha M2.

Tabela 4.3: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Critérios de qualidade das malhas computacionais para as geometrias estudadas.

Geometria	Qualidade ortogonal	Razão de aspecto
Alinhado, 25 pinos	0,37	182
Alinhado, 49 pinos	0,32	182
Desencontrado, 25 pinos	0,57	182
Desencontrado, 41 pinos	0,59	182

bastante anisotrópico, caso do escoamento no túnel de vento, maiores razões de aspecto podem gerar resultados com acurácia com um menor número de elementos. Destaca-se que os maiores valores de razão de aspecto se encontram nas posições de entrada e saída do túnel de vento, onde o escoamento está alinhado com o comprimento das células.

A qualidade ortogonal, que é uma medida da deformação da célula, é calculada usando os vetores que vão partir do centroide da célula até cada uma de suas faces, os correspondentes vetores normais às faces da célula e os vetores que vão do centroide da célula até o centroide das células adjacentes. Esta grandeza varia de 0 até 1, sendo que células com qualidade ortogonal igual a 1 são as de maior qualidade.

Conclui-se que as malhas geradas estiveram acima dos critérios de qualidade necessários para simulação, uma vez que o valor mínimo definido como boas práticas de simulação é de 0,05 [4].

4.2.2 Convecção mista em arranjos de aletas piniformes

Para este caso, devido a geometrias distintas, bem como diferentes regimes de escoamento em relação ao estudo apresentado na seção 4.2.1, foi realizada também uma análise de convergência de malha, com objetivo de verificar o tamanho característico

Tabela 4.4: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Tamanho de malha computacional para a análise de independência de malha.

Número de elementos			
Região	M1	M2	M3
Domínio sólido	347.388	477.916	958.950
Domínio fluido	1.030.800	2.742.280	5.144.460
Total de elementos	1.378.188	3.220.196	6.103.410

Tabela 4.5: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Critérios de qualidade das malhas computacionais.

Geometria	Qualidade ortogonal	Razão de aspecto
M1	0,59	44
M2	0,59	67
M3	0,10	134

dos elementos para que sejam obtidos resultados independentes de um maior refino de malha. Para esta análise, foi escolhida a configuração geométrica definida como caso base na configuração alinhada com $\alpha = 0,70$ e $\gamma = 8,16$. Como a velocidade que exige um maior refino de malha é a maior velocidade envolvida, neste caso foi avaliado a independência de malha para velocidade de entrada de $u_\infty = 0,5$ m/s. A Tabela 4.4 apresenta o tamanho de malha para os casos com malha M1, M2 e M3.

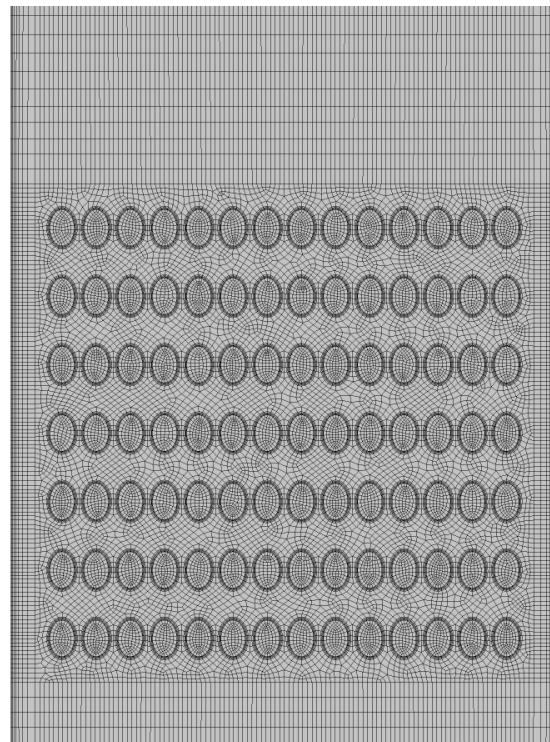
A Tabela 4.5 apresentam os critérios de qualidade de malha avaliados, mostrando que as malhas estiveram acima do critério de qualidade de acordo as especificações do software [4] (acima de 0,05 para qualidade ortogonal e abaixo de 100 para razão de aspecto). Destaca-se que valores acima de 100 para razão de aspecto são aceitáveis quando se tem os volumes de controle alinhados ao escoamento, caso das regiões de entrada e saída, onde encontram-se os elementos com maior valor deste critério para a malha M3.

A Figura 4.6 apresenta a malha computacional gerada para a configuração geométrica definida como caso base ($\alpha = 0,70$ e $\gamma = 8,16$), comparando a malha M1 com a malha M2 para a região da aleta. Nota-se que a malha foi mais refinada na região das paredes, para melhor solução da camada limite.

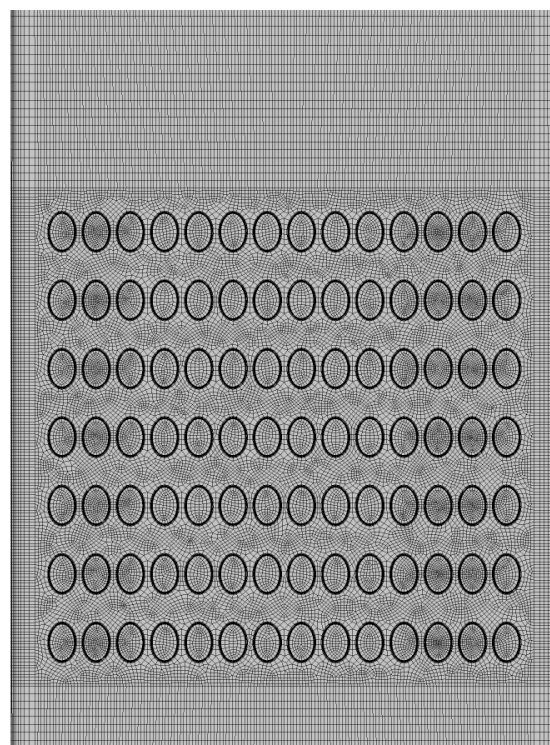
4.3 Configurações do modelo

O modelo matemático aplicado para este trabalho deve ser representativo dos fenômenos físicos envolvidos no escoamento ao redor dos pinos. O detalhamento do modelo matemático foi descrito no capítulo 3, e este foi definido utilizando o software ANSYS Fluent® na versão 15.0.

Conforme mencionado anteriormente (capítulo 3), utilizou-se a abordagem



(a)



(b)

Figura 4.6: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Malha computacional gerada na região dos pinos para (a) malha M1 e (b) M2.

RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations), onde o termo do tensor de Reynolds foi modelado adotando a hipótese de Boussinesq [59]. Para definição do modelo de turbulência adequado para a simulação nas condições de operação testadas neste trabalho, foram avaliadas as seguintes combinações de modelos de turbulência e leis de parede:

- $k - \epsilon$ padrão com tratamento melhorado de parede
- $k - \epsilon$ realizável com lei de parede padrão
- $k - \epsilon$ realizável com lei de parede escalável
- $k - \epsilon$ realizável com tratamento melhorado de parede
- SST (tratamento melhorado de parede é utilizado).

Para as condições de contorno do domínio fluido, adotou-se as seguintes considerações:

- Entrada de ar: Velocidade e temperatura prescrita. A temperatura de entrada do ar à condição do ambiente de 298,15 K. A velocidade foi um dos parâmetros avaliados no trabalho: de 1 até 5 m/s para experimento de YANG *et al.* [2] e de 0,1 até 0,5 m/s para experimento de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3];
- Condição de contorno de saída: pressão prescrita relativa de 0 Pa;
- Paredes do túnel de vento: Condição de não deslizamento e adiabática;
- Paredes da aleta: Condição de não deslizamento e continuidade de temperatura e fluxo térmico;

Para o domínio sólido, foram adotadas as seguintes hipóteses:

- Base do dissipador de calor: Taxa de calor prescrita e constante: 25 W para experimento de YANG *et al.* [2] e 94,5 W para experimento de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3];
- Paredes da aleta no interior do túnel de vento: continuidade de temperatura e fluxo térmico
- Demais paredes: adiabáticas

A Figura 4.7 ilustra a geometria do sistema com ilustração das posições onde foram adotadas as condições de contorno de entrada (em vermelho), de saída (em azul) e termo fonte de calor (em verde).

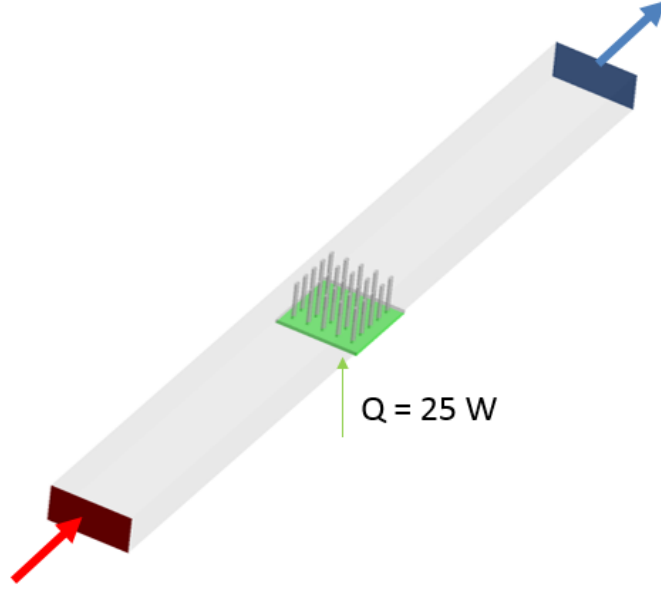


Figura 4.7: Definição das condições de contorno, para modelo numérico representando experimento de YANG *et al.* [2].

As análises foram realizadas em dupla precisão utilizando a hipótese de estado estacionário com o método de solução pseudo-transiente. Foi adotado o esquema de reconstrução dos gradientes *Least Squares Cell Based*. Os esquemas de discretização espacial de segunda ordem foram utilizados, exceto para a equação da pressão, a qual foi utilizado o esquema *Body Force Weighted*. Os esquemas de discretização e de reconstrução de gradientes adotados para este trabalho, estão descritos na literatura e manual do software [4, 71].

O pseudo passo de tempo adotado foi calculado automaticamente ao longo das iterações, em função de uma escala de comprimento, L_{scale} e condições do escoamento. A escala de comprimento é calculada por:

$$L_{scale} = \min(L_{vol}, L_{ext}) \quad (4.1)$$

onde os comprimentos de escala podem ser definidos como $L_{vol} = \sqrt[3]{V}$ e $L_{ext} = \max(L_x, L_y, L_z)$. Nestas equações, V é o volume do domínio e L_x , L_y e L_z são as extensões nas direções x , y e z respectivamente. Com o valor de L_{scale} , calcula-se o passo de tempo por:

$$\Delta t = \min(\Delta t_u, \Delta t_p, \Delta t_g, \Delta t_\mu) \quad (4.2)$$

onde Δt_u , Δt_p , Δt_g , Δt_μ são dados pelas Equações (4.3), (4.4), (4.5) e (4.6).

$$\Delta t_u = \frac{0,3L_{scale}}{\max(U_{bc}, U_{domain})} \quad (4.3)$$

$$\Delta t_p = \frac{0,3L_{scale}}{U_{\Delta P}} \quad (4.4)$$

$$\Delta t_g = \sqrt{\frac{L_{scale}}{g}} \quad (4.5)$$

$$\Delta t_\mu = \frac{L_{scale}^2}{\nu} \quad (4.6)$$

A velocidade U_{bc} é o valor máximo entre as condições de contorno do domínio, U_{domain} é a média da velocidade entre as células do domínio e $U_{\Delta P}$ é calculado por:

$$U_{\Delta P} = \sqrt{\frac{P_{bc,max} - P_{bc,min}}{\bar{\rho}}} \quad (4.7)$$

Devido a diferentes tempos característicos para a solução da equação de energia no sólido, o domínio sólido teve um pseudo passo de tempo distinto do fluidodinâmico, o qual foi calculado em função das propriedades físicas e do volume do sólido. Este está descrito pela Equação (4.8).

$$\Delta t_s = \frac{L_{scale,solid}^2 c_p \lambda}{\rho} \quad (4.8)$$

onde o comprimento característico do sólido é calculado pela raiz cúbica do volume do sólido.

Para análise do passo de tempo utilizado, tomando como exemplo o caso sob convecção mista com menor velocidade e maior efeito da convecção natural, isto é, $u_\infty = 0,1$ m/s, o passo de tempo calculado automaticamente foi de 0,1 segundos. Como o túnel de vento tem 2 m de comprimento, o tempo de residência do fluido neste é de 20 segundos, ou seja, o passo de tempo obtido para a simulação foi de 0,5 % do tempo de residência. Este valor está de acordo com o procedimento utilizado por MITRE *et al.* [45], que utilizou o pseudo passo de tempo de 1 % do tempo de residência, o qual é de 20 segundos. Para o sólido, o passo de tempo calculado foi de 100 segundos, devido aos diferentes tempos característicos.

As simulações foram rodadas com pelo menos 1000 iterações cada, o que totaliza pelo menos 5 tempos de residência. A convergência das simulações foi assumida quando os resíduos máximos para as equações de continuidade, conservação de quantidade de movimento e turbulência eram inferiores a 10^{-5} . Para a equação de conservação de energia, o critério de convergência adotado foi de resíduo máximo de 10^{-6} . Além disto, como boas práticas de simulação de fluidodinâmica computacional, foram monitoradas as principais variáveis de interesse (T_o e T_b) para avaliar se estes parâmetros estariam constantes ao atingir o critério de convergência esta-

belecido. Em alguns casos, foi necessário reduzir o critério de convergência para 10^{-6} .

Para as simulações sob o regime de convecção forçada, todas as análises realizadas atingiram o estado estacionário, enquanto que, em função das características fluidodinâmicas intrinsecamente transientes para um regime de convecção mista, nem todas as simulações neste regime foram convergidas até o critério de convergência estabelecido. Atribui-se este comportamento transiente à pluma formada após a aleta, devido às baixas velocidades envolvidas e os elevados gradientes de temperatura. Portanto, a metodologia desenvolvida por MITRE *et al.* [45] foi aplicada para avaliar o coeficiente convectivo de transferência de calor em escoamentos periódicos, de forma a reduzir o custo computacional. Entretanto, como os valores medidos para temperatura da base e de saída, os quais são os parâmetros utilizados para o cálculo do coeficiente convectivo e número de Nusselt pelo procedimento numérico não oscilaram com o processo iterativo (constante ao longo das iterações), o valor da iteração final foi utilizado. A seção 5.2.2 apresenta a validação desta abordagem.

4.4 Procedimento numérico para cálculo da transferência de calor

Devido a diferentes equações para o modelo teórico entre os dois experimentos simulados numericamente, cada experimento numérico teve um procedimento numérico diferente para cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor. A técnica utilizada para cada um dos estudos foi descrita na seção 3.1.

No caso sob convecção forçada, para a análise dos resultados e cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor de maneira indireta, através dos resultados de CFD, fez-se também uso da Equação (3.1), a qual depende da temperatura média logarítmica do ar na seção de teste, Θ , descrita pela Equação (3.2). Já no estudo sob convecção mista, foi utilizada a Equação (3.19). Porém, apesar de equações distintas, em ambos os casos são necessários obter nos resultados de simulação os valores de Q_s , T_i , T_o , T_b e η_0 .

O calor, Q_s , por ser fornecido via condição de contorno na base do dissipador de calor, é conhecido. O valor de 25 W foi adotado para o estudo sob convecção forçada e de 94,5 W para o estudo sob convecção mista. Da mesma maneira, o valor da temperatura T_i como 25 °C. O valor de T_o foi calculado, no software de pós processamento CFD-Post®), como a média na área de saída do túnel de vento ponderada pela vazão mássica, isto é, a temperatura média de mistura na saída do domínio.

A temperatura da base da aleta, T_b , foi calculada como uma média na área

inferior da aleta. Destaca-se que a área calculada é exatamente a mesma área onde foi imposta a condição de contorno de fluxo de calor constante.

A eficiência da superfície aletada foi calculada pela Equação (3.3) através de um processo iterativo, uma vez que esta depende do coeficiente convectivo de transferência de calor através das Equações (3.5) e (3.6).

Para estas análises, as propriedades físicas do ar foram calculados na temperatura média entre entrada e saída, T_f .

4.5 Solução computacional

As simulações foram realizadas em processamento paralelo usando 24 processadores Intel® Xeon® X5670 de 2.93 GHz. O custo computacional por simulação foi de aproximadamente 1 dia para o tamanho de malha intermediário no estudo sob convecção forçada. No estudo sob convecção mista, o custo computacional por simulação foi de aproximadamente 1 dia para o tamanho de malha intermediário, ou 6 horas para simulações com malha com tamanhos característicos da malha mais grosseira, apresentadas na Tabela 4.4.

Capítulo 5

Resultados e discussões

Este capítulo apresenta os resultados obtidos para o estudo numérico de transferência de calor em arranjos de aletas piniformes para validação da modelagem proposta. As seções 5.1 e 5.2 descrevem o estudo sob convecção forçada e mista, respectivamente.

5.1 Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes

Esta seção apresenta os resultados obtidos para o estudo de validação da modelagem matemática aplicada para o estudo de transferência de calor em aleta de pinos a partir dos resultados experimentais de YANG *et al.* [2]. Para este trabalho foram definidos 16 casos, considerando a combinação de quatro geometrias (duas densidades de pinos e combinação de arranjos de pinos alinhados ou desencontrados) e quatro diferentes condições de velocidade de entrada (1, 2, 3 e 5 m/s). A Tabela 5.1 descreve os 16 casos estudados.

Para validar o modelo matemático através da comparação com os resultados experimentais é importante realizar uma análise de independência de malha computacional, bem como a avaliação de diferentes modelos de turbulência. Portanto, de forma a melhor organizar este trabalho, esta seção está dividida em:

- Análise de independência de malha computacional
- Análise de modelagem de turbulência e leis de parede
- Análise das configurações geométricas de aleta de pinos

Para a análise de independência de malha computacional, foi escolhido o caso de maior número de Reynolds máximo na aleta ($Re_{d,max}$), ou seja, o caso com maior velocidade, na configuração alinhada com 49 pinos (Caso 8 da Tabela 5.1).

Tabela 5.1: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Definição dos casos simulados.

Caso	Arranjo	Número de pinos	u_∞ [m/s]	$Re_{d,max}$	Re_{tun}
Caso 1	Alinhado	25	1,0	208,3	1784,4
Caso 2	Alinhado	25	2,0	416,7	3568,8
Caso 3	Alinhado	25	3,0	625,0	5353,2
Caso 4	Alinhado	25	5,0	1041,7	8922,1
Caso 5	Alinhado	49	1,0	252,6	1784,4
Caso 6	Alinhado	49	2,0	505,3	3568,8
Caso 7	Alinhado	49	3,0	757,9	5353,2
Caso 8	Alinhado	49	5,0	1263,2	8922,1
Caso 9	Desencontrado	25	1,0	192,9	1784,4
Caso 10	Desencontrado	25	2,0	385,8	3568,8
Caso 11	Desencontrado	25	3,0	578,7	5353,2
Caso 12	Desencontrado	25	5,0	964,6	8922,1
Caso 13	Desencontrado	41	1,0	208,3	1784,4
Caso 14	Desencontrado	41	2,0	416,7	3568,8
Caso 15	Desencontrado	41	3,0	625,0	5353,2
Caso 16	Desencontrado	41	5,0	1041,7	8922,1

Já para a análise da modelagem de turbulência foi escolhido um caso com velocidade intermediária (3 m/s) na configuração alinhada e de 25 pinos. Importante ressaltar que todos os casos com velocidade acima de 2 m/s possuem um número de Reynolds caracterizando regime de escoamento turbulento, quando calcula-se o valor deste no interior do túnel de vento (Re_{tun}). Entretanto, para os casos com velocidade de entrada de 1,0 m/s o valor de Reynolds é baixo e dentro da faixa de escoamento laminar. Portanto, também foi escolhido o Caso 1 da Tabela 5.1, isto é, arranjo alinhado, com 25 pinos e 1 m/s, para análise de modelagem de turbulência, de forma a avaliar o caso também no regime laminar/transição.

5.1.1 Análise de independência de malha computacional

De acordo com as boas práticas de um trabalho de fluidodinâmica computacional [71], a malha computacional deve ser gerada de acordo com que os resultados obtidos pela simulação sejam independentes desta. Por isto, uma das etapas deste estudo foi a realização de uma análise de independência de tamanho de malha.

Para esta análise, foi escolhido o caso com maior valor de número de Reynolds máximo calculado no pino, ou seja, com geometria na configuração alinhada com 49 pinos e velocidade de 5 m/s (maior valor de $Re_{d,max}$). Este caso foi escolhido pois é o caso que exigiria maior refino da malha computacional, em função da necessidade de mais elementos para solução das equações de transporte envolvidas, bem como a solução da camada limite. Para este caso foi utilizado a modelagem de turbu-

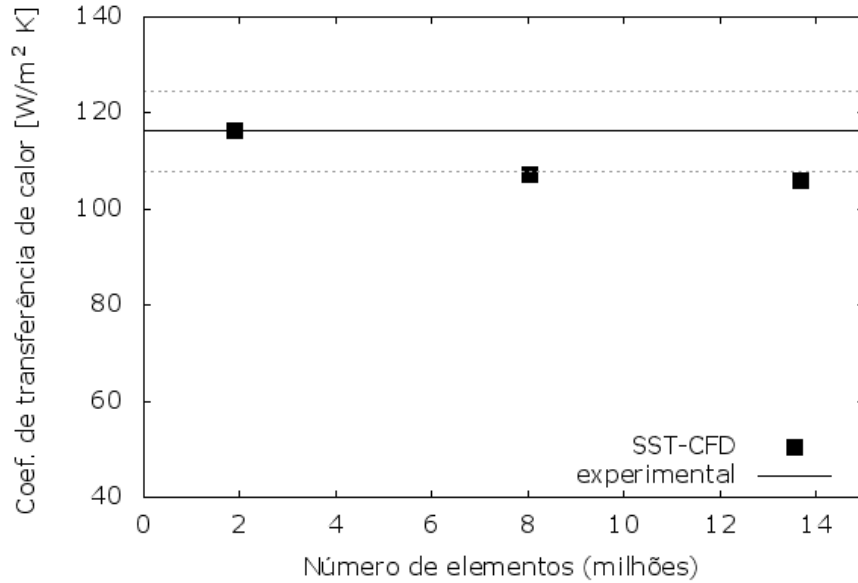


Figura 5.1: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Análise de independência de malha para o caso base.

lência SST, em função desta ser a que gerou resultados mais condizentes para as configurações operacionais testadas. Essa análise será apresentada na seção 5.1.2.

Conforme descrito, foram geradas três malhas computacionais com o objetivo de avaliar o tamanho de malha necessário para solução das equações de conservação de massa, *momentum*, energia e turbulência.

A Figura 5.1 a Tabela 5.2 apresentam os resultados obtidos para o coeficiente convectivo de transferência de calor, calculado a partir da Equação (3.1), e os resultados experimentais obtidos com a faixa de erro reportada de 7,2 %. A Tabela 5.2 apresenta também o valor obtido para a temperatura da base para as simulações.

Através da análise dos resultados obtidos, nota-se que já com a malha M1 se obtém resultados próximos do resultado experimental. Entretanto, com um refino da malha para a malha M2, obteve-se uma ligeira mudança no resultado calculado para a temperatura da base (aproximadamente 2 ° C). Isto significa que o resultado apresentou uma sensibilidade ao refino de malha, em relação à malha M1.

Entretanto, comparando o resultado da temperaturas da base e do cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor, observa-se que não houveram alterações significativas dos resultados entre a malha M2 e a com malha M3. Portanto, observa-se que, para o caso avaliado, a partir do tamanho de malha característico da malha M2 não houve diferenças significativas nos resultados após um refino de malha computacional. Observou-se, que o resultado obtido esteve próximo do resultado reportado para o experimento, com erro do coeficiente convectivo de 7,7 %, em relação ao erro experimental de 7,2 %.

A Tabela 5.3 mostra os valores médios e máximos de y^+ nas paredes do domí-

Tabela 5.2: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Resultados para análise de independência de malha para o caso base.

	Número de elementos	T_b [$^{\circ}C$]	h [W/m^2K]
M1	1.876.504	52,22	116,27
M2	8.049.432	54,12	107,18
M3	13.679.396	54,42	105,87
Experimental			$116,2 \pm 8,4$

Tabela 5.3: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: y^+ nas paredes do domínio para o caso base. Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: y^+ para as malhas computacionais.

	Dissipador térmico		Túnel de vento	
	y^+ médio	y^+ máximo	y^+ médio	y^+ máximo
M1	1,47	5,68	1,46	5,80
M2	0,23	1,68	0,40	1,46
M3	0,19	1,28	0,32	1,37

nio. Como foi utilizado o modelo SST, concluiu-se que apenas as malhas M2 e M3 atenderam o critério da lei de parede para solução da camada limite na região da subcamada viscosa que é y^+ na faixa de um.

A partir desta análise, pode-se concluir que, apesar da malha M1 gerar resultados dentro da faixa de erro experimental, a malha computacional que gerou resultados independentes foi a com tamanhos característicos adotados para a malha M2 e, portanto, adotou-se estes tamanhos característicos para as demais geometrias, de forma a avaliar todas as configurações geométricas.

5.1.2 Análise de modelagem de turbulência e leis de parede

Conforme descrito anteriormente, para a avaliação da modelagem de turbulência para este trabalho, foi adotado um caso com condições intermediárias de velocidade (3 m/s) na configuração alinhada e com 25 pinos. Foi escolhido este caso em função de ser uma condição de velocidades intermediárias e mais representativo em relação a todas as configurações operacionais.

Devido à necessidade de realizar muitas simulações nesta configuração para teste de diferentes modelos de turbulência, foi realizada a análise de independência de malha deste caso. A Tabela 5.4 apresenta os resultados obtidos utilizando o modelo de turbulência SST. Verifica-se que, para esta velocidade de entrada, a malha M1 já apresenta resultados independentes de um refino de malha e, desta maneira, utilizou-se a malha M1 para as simulações em diferentes modelagens e turbulência. Os valores de y^+ serão mostrados e discutidos nesta seção.

A Figura 5.2 e a Tabela 5.5 apresentam os resultados obtidos para o coeficiente

Tabela 5.4: Convecção forçada sobre arranjos de aletas piniformes: Análise de independência de malha para arranjo de aletas alinhadas e 25 pinos para $u_\infty = 3$ m/s.

	Número de elementos	T_b [$^{\circ}C$]	h [$\frac{W}{m^2K}$]
M1	1.876.504	92,72	70,34
M2	8.049.432	91,95	71,22
M3	13.679.396	91,86	71,35
Experimental			$77,61 \pm 5,6$

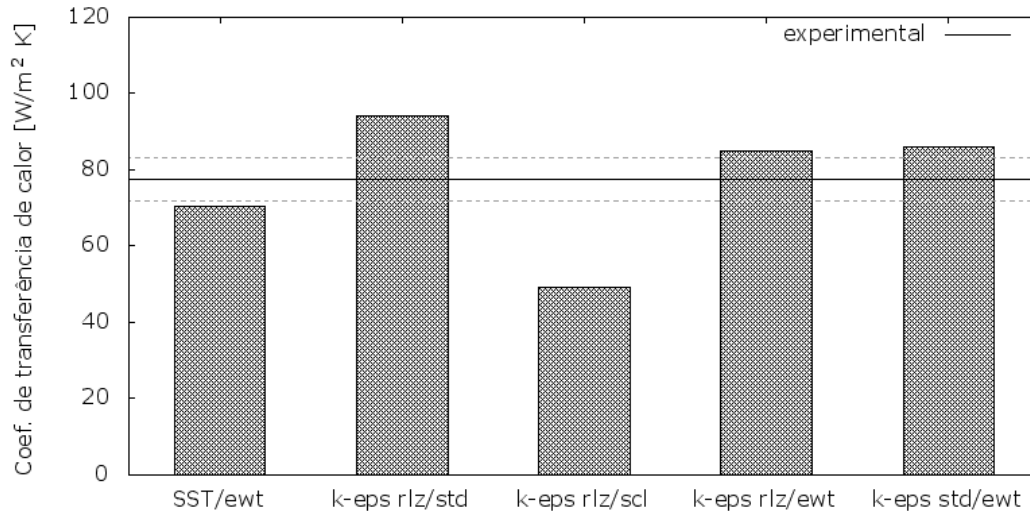


Figura 5.2: Análise do modelo de turbulência e lei de parede: coeficiente convectivo de transferência de calor.

convectivo de transferência de calor para os casos avaliados. Verifica-se que os resultados mais próximos do experimental foram os casos em que foi utilizado o tratamento melhorado de parede (modelos SST por padrão, $k - \epsilon$ realizável e $k - \epsilon$ padrão). Observou-se também que não houve diferenças significativas no cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor nos resultados obtidos entre os casos com modelo $k - \epsilon$ padrão ou $k - \epsilon$ realizável.

Entretanto, quando é de interesse avaliar modelagem de turbulência e, principalmente, a lei de parede, é fundamental a análise dos resultados observando também

Tabela 5.5: Análise da modelagem de turbulência utilizada para o caso com velocidade de 3 m/s e geometria alinhada com 25 pinos.

	T_b [$^{\circ}C$]	h [$\frac{W}{m^2K}$]
SST	92,72	70,34
$k - \epsilon$ realizável / lei de parede padrão	77,54	94,08
$k - \epsilon$ realizável / lei de parede escalável	118,45	49,26
$k - \epsilon$ realizável / lei de parede EWT	82,29	85,01
$k - \epsilon$ padrão / lei de parede EWT	81,82	85,91
Experimental		$77,6 \pm 5,6$

na etapa de pós-processamento o valor de y^+ nas paredes. Sabe-se que este número adimensional representa uma relação entre a distância da parede do primeiro elemento e a velocidade de fricção [66] e, dependendo da abordagem de lei de parede utilizada, deve atender a diferentes critérios. Entre os critérios existentes, quando utilizada o tratamento melhorado de parede (EWT), deve-se ter um primeiro elemento à uma distância que gere um valor de y^+ na ordem de 1 de forma a ter-se a solução da camada limite para a região de baixo Reynolds. Para a lei de parede padrão, deve-se ter um valor de y^+ acima de 30, para que seja adotada a lei logarítmica. A descrição detalhada das diferentes leis de parede e recomendações destas está mais bem descrita na seção 3.

A Figura 5.3 apresenta os resultados obtidos para a variável y^+ nas paredes da aleta, e a Tabela 5.6 apresenta os valores médios e máximos para as paredes do domínio. Nota-se que para o caso utilizando o modelo SST, o modelo $k - \epsilon$ realizável com EWT, o modelo $k - \epsilon$ realizável com lei de parede padrão, obteve-se valores de y^+ na faixa de 1. Isto significa que para os casos com lei de parede EWT o critério de y^+ para aplicação da lei de parede está sendo respeitado. Entretanto, para o caso com lei de parede padrão, o valor de y^+ é também na ordem da unidade e, portanto, o critério para esta lei de parede não é respeitado. Por esta razão esta lei de parede não deve ser utilizado para esta análise.

Para o caso com lei e parede escalável, em função das características desta lei de parede forçar o valor de y^* para um valor limite mínimo para que seja utilizada a lei de parede pré-estabelecida (que neste caso é a lei padrão), o valor de y^+ é na ordem de 7. Este valor de y^+ não atende os critérios da lei de parede, o que pode ser explicado devido às características do escoamento ao redor dos pinos ter um valor de Reynolds muito baixo e à pequena distância entre dois pinos transversais. O fato de ter-se baixos valores de Reynolds no domínio, faz com que a malha tenha que ser grosseira para atender o critério estabelecido para o $y^+ \geq 30$. Além disto, devido à curta distância entre dois pinos transversais, um volume de controle ainda na camada limite estaria sob efeito de dois diferentes pinos, o que torna a lei de parede inviável. Sendo assim, a lei de parede escalável torna-se não adequada para representação do sistema de aleta de pinos nestas condições operacionais. A Figura 5.4 apresenta o campo de temperatura nas paredes da aleta para os modelos testados.

Nota-se, pela Figura 5.4 que os perfis de temperatura na parede da aleta são semelhantes, exceto para o caso com lei de parede escalável. Entretanto, de acordo com a Tabela 5.5, a temperatura média da base da aleta do caso utilizando o modelo SST foi de 92,7 ° C, enquanto que a temperatura da base para o caso utilizando o modelo $k - \epsilon$ realizável com lei de parede EWT foi de 82,3 ° C.

Na Figura 5.5 apresenta-se o campo de temperatura no corte transversal aos pinos da aleta, para os casos utilizando o modelo SST e o modelo $k - \epsilon$ realizável

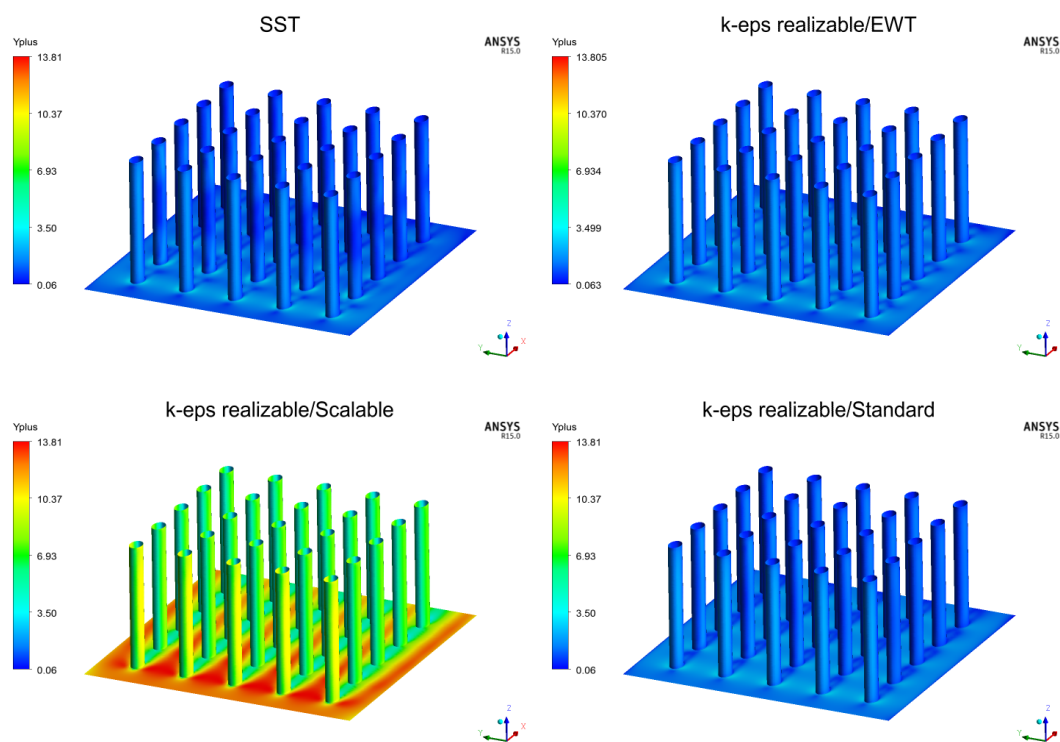


Figura 5.3: Análise do modelo de turbulência e lei de parede: y^+ nas paredes da aleta.

Tabela 5.6: Análise da modelagem de turbulência utilizada para o caso com velocidade de 3 m/s e geometria alinhada com 25 pinos: y^+ nas paredes do domínio.

	Dissipador térmico		Túnel de vento	
	y^+ médio	y^+ máximo	y^+ médio	y^+ máximo
SST	0,89	3,22	0,90	3,53
$k - \epsilon$ realizável / lei de parede padrão	1,09	3,00	1,20	3,70
$k - \epsilon$ realizável / lei de parede escalável	7,55	13,82	12,57	20,21
$k - \epsilon$ realizável / lei de parede EWT	1,05	3,28	0,98	3,57
$k - \epsilon$ padrão / lei de parede EWT	1,06	3,28	0,98	3,57

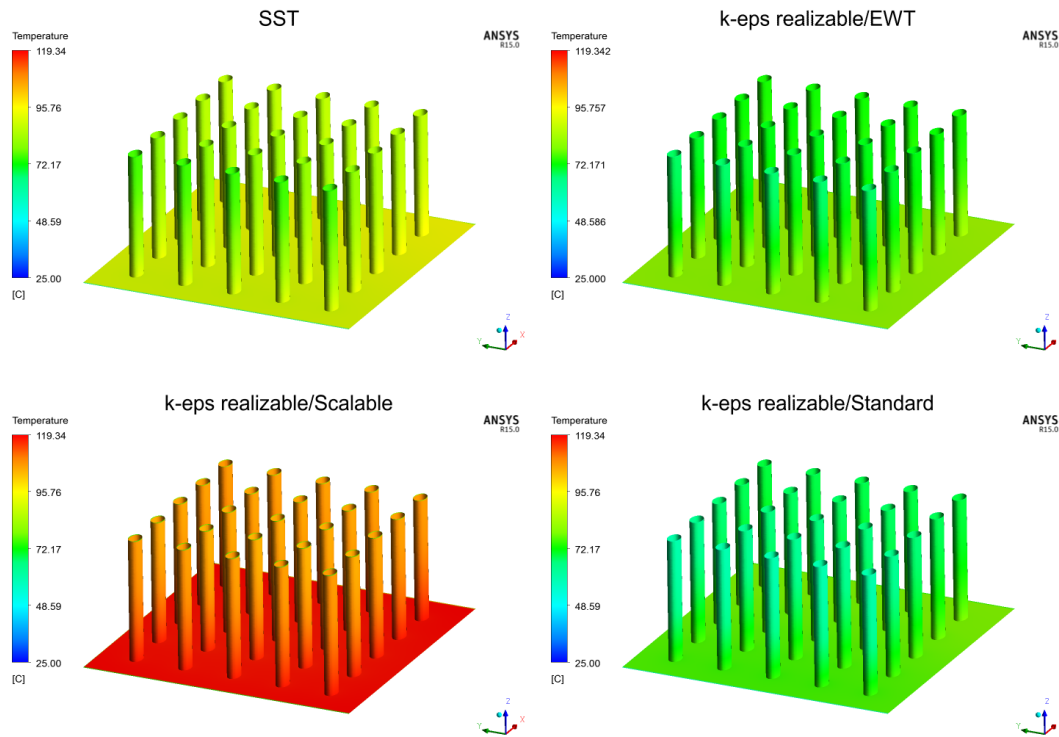


Figura 5.4: Análise do modelo de turbulência e lei de parede: temperatura nas paredes da aleta.

com lei de parede EWT. Foram apresentados os perfis apenas destes dois casos em função de utilizarem a função de parede EWT, cujos casos atenderam ao critério de y^+ . Através da análise da Figura 5.5, é possível observar o perfil de temperatura no domínio fluido em um corte transversal aos pinos em 10 mm acima da base da aleta, no qual notam-se diferenças significativas entre os casos estudados. Verifica-se que o perfil de temperatura para o caso utilizando o modelo SST apresentou um comportamento menos difusivo em relação ao perfil de temperatura utilizando o modelo $k - \epsilon$ realizável. Isto ocorre devido às características dissipativas do modelo de duas equações $k - \epsilon$, em relação ao modelo baseado no transporte de k e ω .

A Figura 5.6 ilustra o perfil para energia cinética turbulenta, mostrando que, para o caso com modelo $k - \epsilon$ realizável a energia cinética turbulenta é muito mais elevada na região dos pinos e, por isto, gerou-se maior mistura do ar nesta região.

Apesar do modelo SST resolver as mesmas equações do modelo $k - \epsilon$ no seio do fluido, os resultados obtidos são diferentes, uma vez que, para a região dos pinos, os caminhos formados para passagem do fluido são pequenos, gerando maiores efeitos da camada limite exatamente nesta região.

Destaca-se que o modelo $k - \epsilon$ com lei de parede EWT e o modelo SST não resolvem as mesmas equações para a região da subcamada viscosa, quando utilizam o tratamento melhorado de parede (EWT). Na região do seio do fluido, ambos

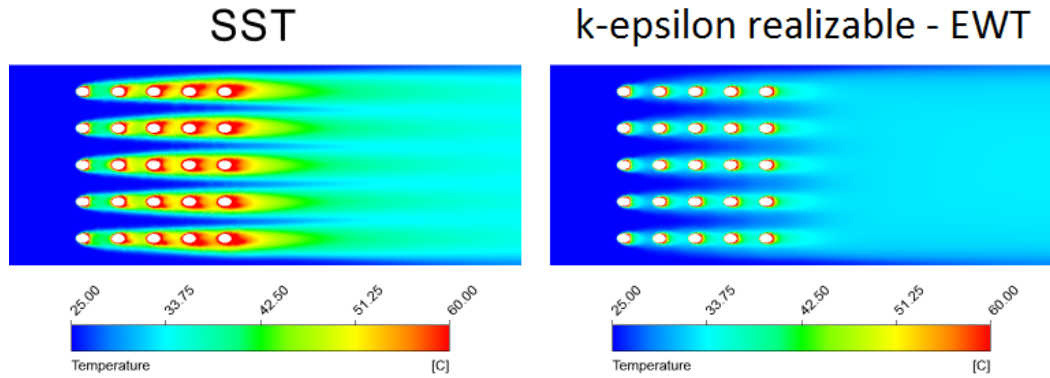


Figura 5.5: Análise do modelo de turbulência e lei de parede: perfil de temperatura no plano central.

resolvem as equações de transporte de k e ϵ similares. Porém, como foi discutido no capítulo 3, o modelo $k - \epsilon$ com tratamento melhorado de parede faz uso do modelo de duas camadas [67, 68] quando o valor de Reynolds turbulento, Re_y , é menor que 200. Neste modelo, a equação de ϵ é calculada algebricamente (Equação (3.84)), e não por uma equação de transporte, como faz o modelo $k - \omega$ SST. A Figura 5.7 ilustra o perfil de Reynolds turbulento no plano central, para a simulação utilizando o modelo $k - \epsilon$ realizável com EWT.

A Figura 5.8 ilustra o perfil de velocidade no mesmo corte transversal 10 mm acima da base da aleta. Analisando a Figura 5.5 e a Figura 5.8, observa-se que o caso utilizando o modelo $k - \epsilon$ apresenta-se muito mais difusivo, tanto para a quantidade de movimento, quanto para energia, em relação ao caso utilizando a modelagem SST.

Através da Figura 5.7, a qual mostra contornos de Re_y para a simulação com modelo $k - \epsilon$ realizável, verifica-se que uma grande região no arranjo de aletas está sob $Re_y < 200$, destacando a região onde o valor de ϵ é calculado algebricamente, inclusive em regiões mais afastadas da camada limite, como nos vórtices atrás dos pinos.

Portanto, de acordo com essas observações, foi definido que o modelo SST tem melhor solução do fenômeno envolvido na transferência de calor na aleta para baixos valores de Reynolds, por resolver a equação de transporte de ω em todo o domínio do arranjo de aletas. Este modelo, foi, portanto aplicado para todas as configurações geométricas e operacionais testadas. Além disso, os erros obtidos para as simulações com o modelo $k - \epsilon$ com EWT para o coeficiente convectivo de transferência de calor são maiores que os erros obtidos usando o modelo $k - \omega$ SST em todas as outras simulações realizadas, conforme mostra a Tabela 5.8. Estes erros tem ordem de grandeza igual ou inferior à incerteza experimental, exceto para as simulações de

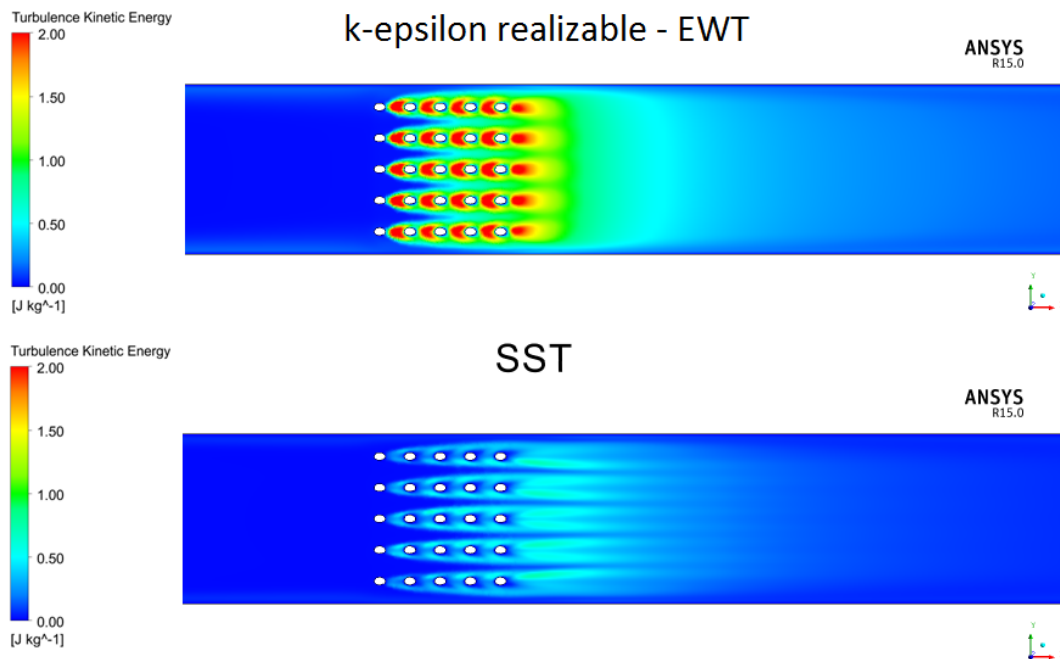


Figura 5.6: Análise do modelo de turbulência e lei de parede: perfil de energia cinética turbulenta no plano central.

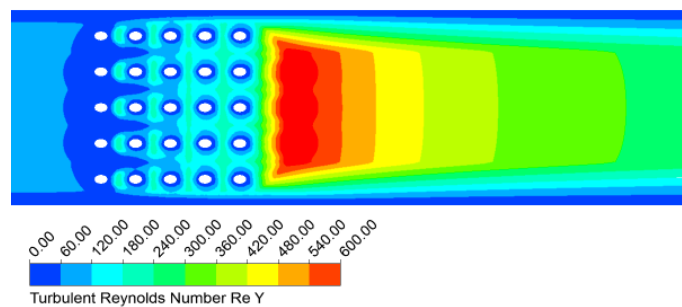


Figura 5.7: Perfil de Re_y no plano central para modelo $k - \epsilon$ realizável com EWT.

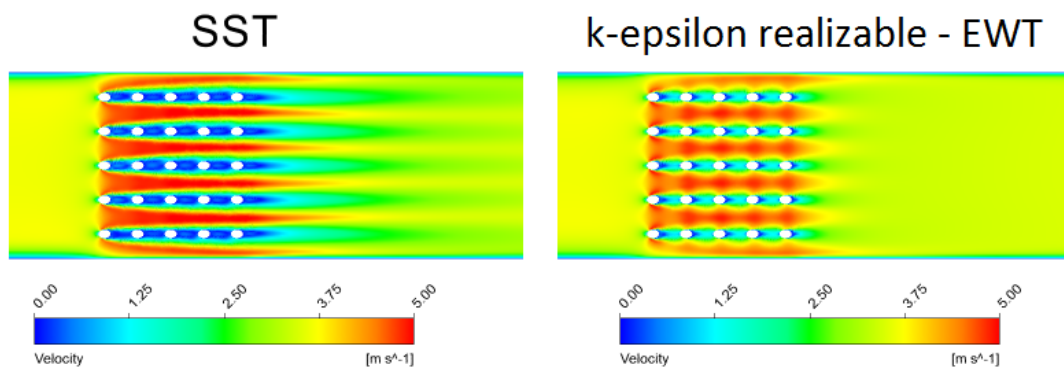


Figura 5.8: Análise do modelo de turbulência e lei de parede: perfil de velocidade no plano central.

Tabela 5.7: Coeficiente convectivo de transferência de calor para caso laminar e modelo SST para caso com arranjo alinhado, 25 pinos e $u_\infty = 1$ m/s.

	T_b [$^{\circ}C$]	h [$\frac{W}{m^2 K}$]
SST/ewt	150,13	39,54
Laminar	149,74	39,68
Experimental		$28,8 \pm 2,0$

menor velocidade, o que será discutido em seguida.

Devido ao fato de que, para os casos com velocidade de entrada de 1 m/s o número de Reynolds calculado com base no diâmetro hidráulico do túnel de vento ser na ordem de 1800, ou seja, na faixa de regime laminar, avaliou-se um caso sem modelagem de turbulência para obter uma solução do escoamento em regime laminar. O objetivo desta simulação foi comparar este resultado com o obtido utilizando modelo SST. Para esta avaliação também foi utilizada a geometria da aleta com configuração alinhada e com 25 pinos. O modelo $k - \epsilon$ realizável com lei de parede EWT não foi avaliado para este caso, pois para a velocidade de 3 m/s já foi verificado que grande parte do domínio está sob $Re_y < 200$.

A Tabela 5.7 apresenta os resultados obtidos para temperatura da base e o coeficiente de transferência de calor medido indiretamente. Já a Figura 5.9 e a Figura 5.10 apresentam os perfis de temperatura e velocidade, respectivamente, para o caso laminar e com modelo SST, mostrados num plano de corte na metade da altura da aleta (em 10 mm acima da base).

Observa-se que o resultado obtido para o caso laminar foi muito semelhante em relação ao obtido com a modelagem SST. Esperava-se este resultado, uma vez que, conforme discutido anteriormente, o modelo SST é baseado em $k - \omega$ nas regiões de baixo Reynolds, e, nesta condição operacional, a região da aleta é praticamente toda uma região de baixo Reynolds.

Além disto, as principais diferenças encontradas nos perfis de temperatura e

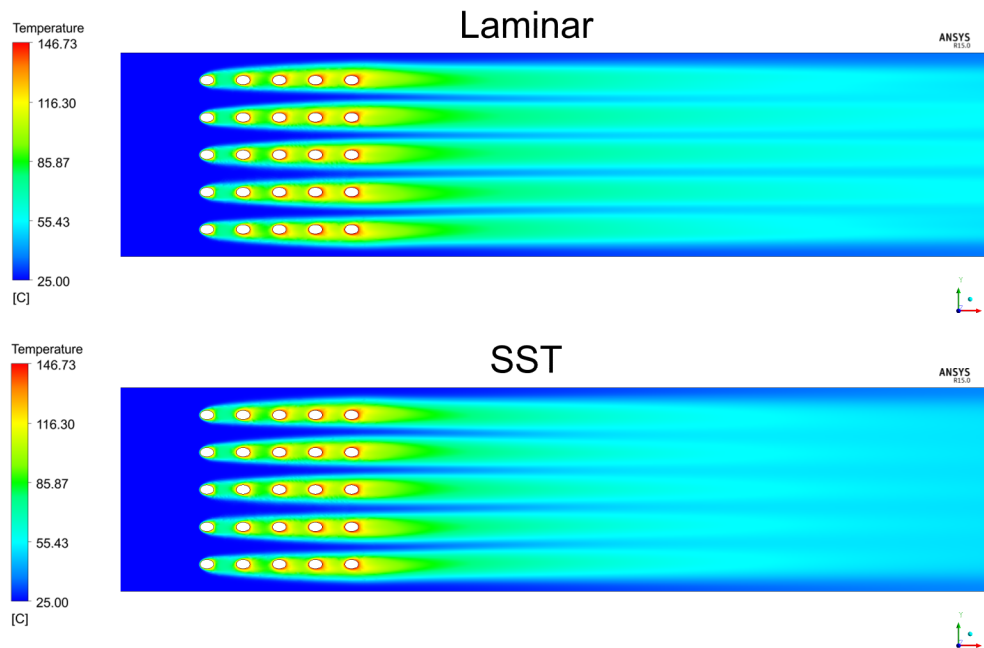


Figura 5.9: Comparação entre modelo laminar e SST para caso com arranjo alinhado, 25 pinos e $u_{\infty} = 1$ m/s: perfil de temperatura.

velocidade (Figuras 5.9 e 5.10) entre os modelos foi exatamente na região após a aleta, a qual se deve à aceleração do ar pela restrição entre pinos. Essa aceleração promove um cisalhamento do fluido nesta região, a qual tem como consequência a geração de energia cinética turbulenta.

Devido à discrepância dos resultados no cálculo de h entre o experimento e os modelos de CFD para os menores valores de Re_{tun} , o modelo SST de transição foi também avaliado para o caso com arranjo de aletas alinhados, 25 pinos e $u_{\infty} = 1$ m/s. A Figura 5.11 apresenta os resultados obtidos na simulação para contornos de temperatura e velocidade. A temperatura da base obtida para o caso com modelo SST de transição foi de 150,27 °C, em comparação com 150,15 °C com o modelo SST.

Observou-se que o modelo SST de transição gerou resultados idênticos ao modelo SST, não mostrando melhoras no resultado frente ao experimento.

Número de Prandtl turbulento

O número de Prandtl turbulento, Pr_t , foi também avaliado, de forma a verificar a sensibilidade do modelo a este parâmetro. Para este estudo, o caso com o arranjo dos pinos alinhados e 25 pinos foi utilizado, para os valores de 1 e 5 m/s, utilizando o modelo de turbulência SST.

Conforme discutido no capítulo 3, o valor assumido para Pr_t foi de 0,85. Entretanto, o valor de 0,9 pode ser mais adequado para alguns casos, conforme sugere

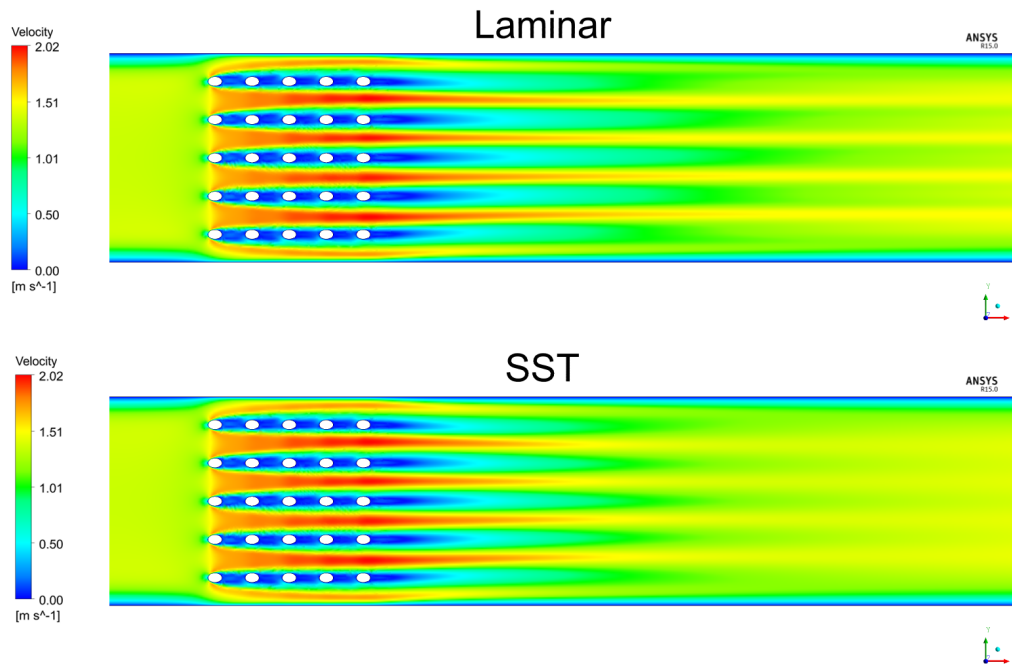


Figura 5.10: Comparação entre modelo laminar e SST para caso com arranjo alinhado, 25 pinos e $u_{\infty} = 1$ m/: perfil de velocidade.

ANSYS [4].

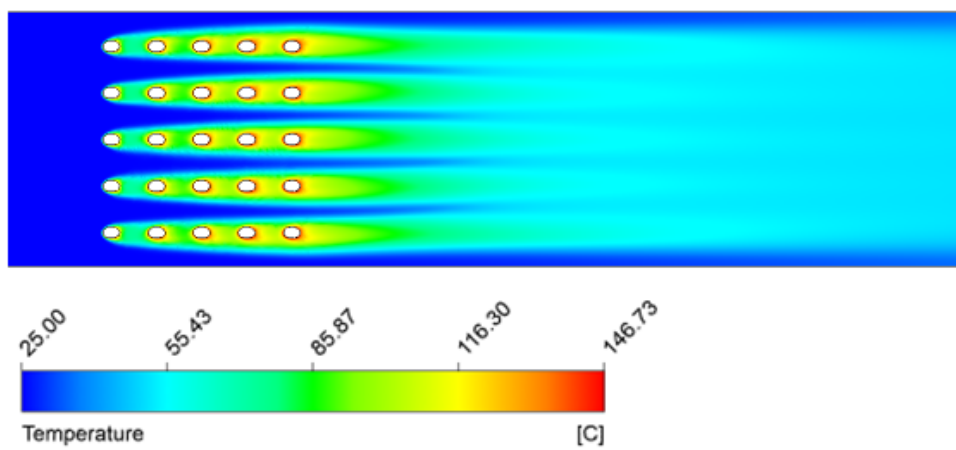
No caso com menor velocidade de entrada, com $Pr_t = 0,85$ o valor da temperatura da base obtido foi de $149,74$ °C, enquanto que para $Pr_t = 0,90$ a temperatura da base foi de $150,4$ °C, mostrando que não houve diferenças significativas alterando este parâmetro. Isto era esperado, devido à pouca turbulência presente no escoamento para a menor velocidade avaliada.

Já para o caso com maior velocidade, a temperatura da base para $Pr_t = 0,9$ foi de $74,48$ °C, em comparação com $74,31$ °C com o valor de $Pr_t = 0,85$. Esta diferença na temperatura da base, gera uma diferença de $0,4$ % no valor de h . Além disto, não foram observadas diferenças nos perfis de temperatura e velocidade entre os casos através da variação deste parâmetro. Portanto, o valor de $Pr_t = 0,85$ foi adotado para todas as simulações.

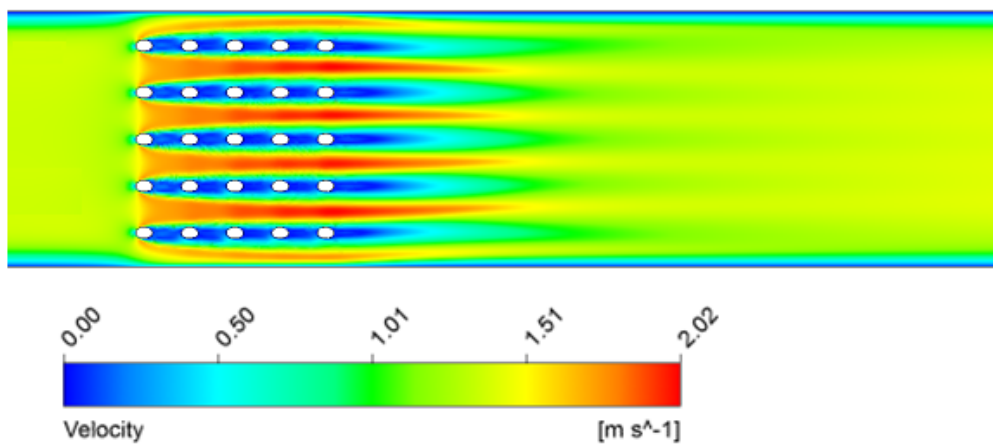
5.1.3 Análise das configurações geométricas de aleta de pinos

A atual seção visa discutir os resultados obtidos para o coeficiente convectivo de transferência de calor para as quatro configurações geométricas estudadas, isto é, arranjo alinhado com 25 pinos, arranjo alinhado com 49 pinos, arranjo desencontrado com 25 pinos e arranjo desencontrado com 49 pinos, sob diferentes condições de velocidade de entrada de ar (de 1 até 5 m/s).

A malha com tamanhos característicos da malha M2 foi adotada e o modelo de turbulência SST foi utilizado.



(a)



(b)

Figura 5.11: Resultados para modelo SST de transição para (a) perfil de temperatura e (b) perfil de velocidade.

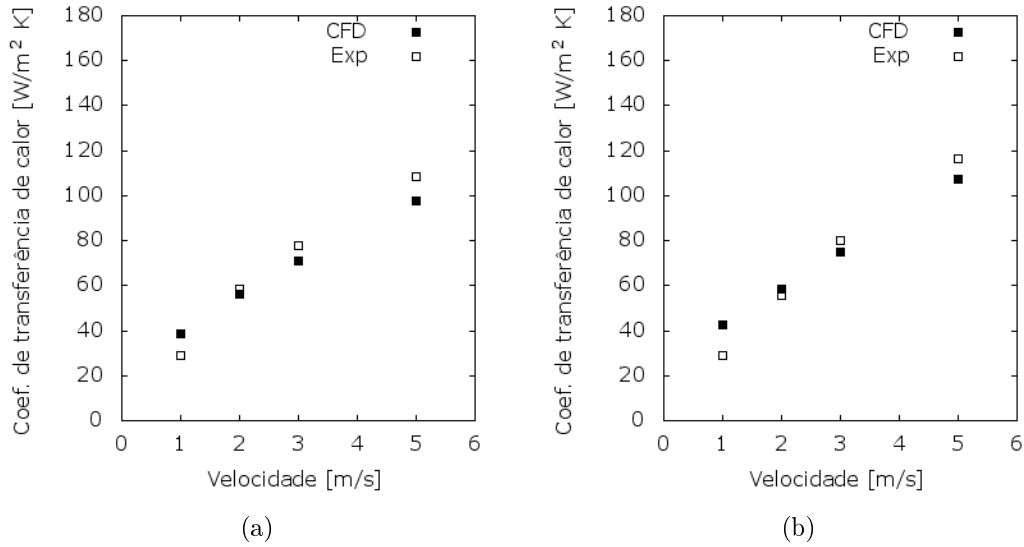


Figura 5.12: Coeficiente convectivo de transferência de calor para (a) arranjo alinhado com 25 pinos e (b) arranjo alinhado com 49 pinos.

As Figura 5.12 e 5.13 ilustram o coeficiente convectivo de transferência de calor, comparando os resultados experimentais com os resultados obtidos nas simulações de CFD, para as quatro configurações geométricas testadas. De acordo com os resultados obtidos, observou-se que os resultados obtidos pelas simulações de fluidodinâmica computacional tiveram boa concordância com os dados experimentais para as quatro configurações geométricas testadas. Para as condições de operação na qual a velocidade de entrada é de 2 m/s a 5 m/s, onde o escoamento no interior do túnel de vento é turbulento, os resultados de simulação concordam com os valores experimentais na faixa de 10 %. Como a faixa de erro especificada por YANG *et al.* [2] é de 7,2 %, pode-se afirmar que a predição é boa.

Entretanto, para todas as configurações geométricas, para $u_\infty = 1$ m/s, os resultados de CFD previram um maior coeficiente convectivo em relação aos valores experimentais de h .

A Tabela 5.8 apresenta todos os resultados obtidos para o coeficiente convectivo de transferência de calor para a simulação e obtido do experimento de YANG *et al.* [2].

Observou-se que, assim como reportado por YANG *et al.* [2], o melhor desempenho para a troca térmica da aleta ocorre para o arranjo desencontrado e que a densidade de pinos é um importante parâmetro geométrico para a troca térmica.

A Figura 5.14 apresenta os resultados obtidos para número de Nusselt para as quatro diferentes configurações geométricas e em função de $Re_{d,max}$. Verificou-se que a configuração geométrica que permitiu um melhor desempenho, isto é, um maior coeficiente convectivo de transferência de calor, é a configuração da aleta com arranjo desencontrado. O caso arranjo desencontrado de 41 pinos teve maior

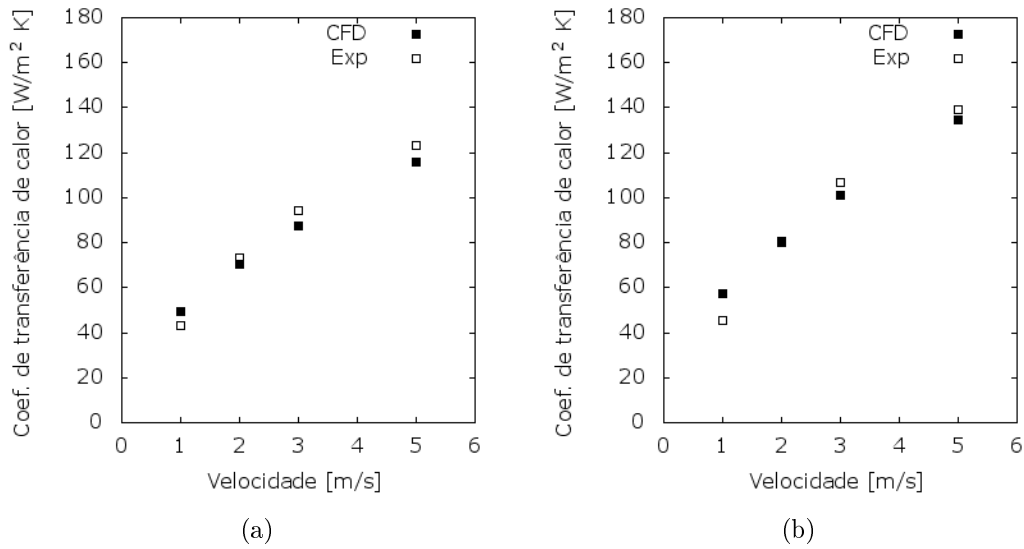


Figura 5.13: Coeficiente convectivo de transferência de calor para (a) arranjo desencontrado com 25 pinos e (b) arranjo desencontrado com 41 pinos.

Tabela 5.8: Resultados obtidos para coeficiente convectivo de transferência de calor e comparação com resultados experimentais.

Caso	Arranjo	Num. de pinos	u_{∞} [m/s]	h [W/m.K]	h_{exp} [W/m.K]	h desvio %
Caso 1	Alinhado	25	1,0	38,63	28,79	34,18
Caso 2	Alinhado	25	2,0	55,97	58,75	-4,73
Caso 3	Alinhado	25	3,0	71,22	77,61	-8,23
Caso 4	Alinhado	25	5,0	97,51	108,58	-10,19
Caso 5	Alinhado	49	1,0	42,59	29,15	46,10
Caso 6	Alinhado	49	2,0	58,32	55,5	5,10
Caso 7	Alinhado	49	3,0	74,77	79,8	-6,30
Caso 8	Alinhado	49	5,0	107,18	116,23	-7,79
Caso 9	Desenc.	25	1,0	49,52	42,93	15,35
Caso 10	Desenc.	25	2,0	70,26	73,5	-4,40
Caso 11	Desenc.	25	3,0	87,66	94,14	-6,88
Caso 12	Desenc.	25	5,0	115,85	123,14	-5,92
Caso 13	Desenc.	41	1,0	57,49	45,19	27,21
Caso 14	Desenc.	41	2,0	80,94	80,05	1,11
Caso 15	Desenc.	41	3,0	101,28	106,57	-4,96
Caso 16	Desenc.	41	5,0	134,42	138,95	-3,26

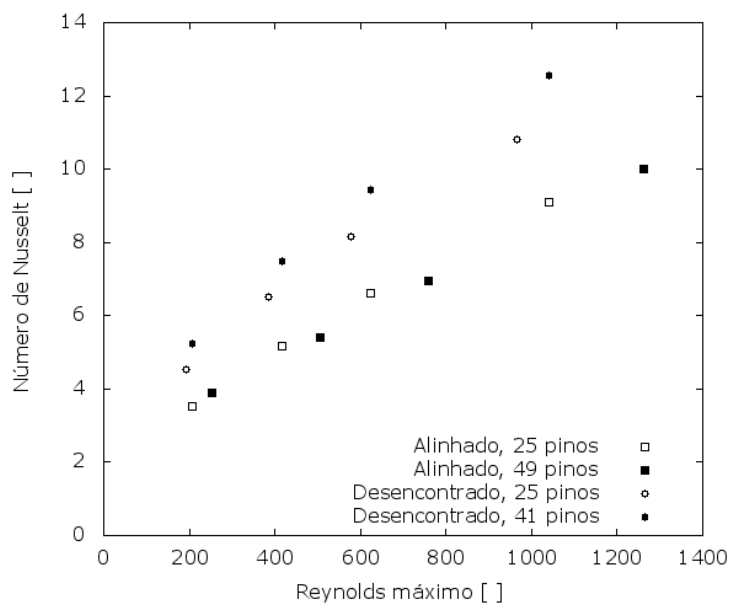


Figura 5.14: Resultados obtidos para número de Nusselt para as quatro geometrias avaliadas em função de $Re_{d,max}$.

valor obtido para o número de Nusselt, seguido do arranjo desencontrado com 25 pinos, o que significa que o aumento do número de pinos permitiu um aumento do coeficiente convectivo de transferência de calor, h . Da mesma maneira, para o arranjo alinhado, a configuração de aleta com maior densidade de pinos teve maior valor de h em relação ao caso com maior fração de vazios na mesma configuração alinhada.

A Figura 5.15 ilustra os perfis de temperatura para os casos com arranjo alinhado e desencontrado com menor densidade de pinos e a Figura 5.16 ilustra os perfis de temperatura para os casos com arranjo alinhado e desencontrado com maior densidade de pinos, ambas as figuras analisando casos com $u_\infty = 3$ m/s.

Observou-se que o aumento de pinos além de aumentar o h por uma maior velocidade (maiores valores de $Re_{d,max}$), nos casos com menor densidade de pinos pôde-se observar um fluxo de ar frio passando entre os pinos com pouco contato com o fluido mais aquecido ao redor do sólido.

Fazendo uma análise comparativa entre os arranjos alinhado e desencontrado, nas Figuras 5.15 e 5.16, verificou-se que há uma melhor mistura de fluido para a configuração desencontrada. Esta melhor mistura do ar no arranjo de aletas acarreta em menores temperaturas para o ar, o que aumenta a transferência de calor do sólido para o fluido. Para os casos com arranjo alinhado, em função de que a zona de mistura é menor, parte do ar frio passa pelo arranjo entre os pinos com pouco contato com o sólido.

O padrão de escoamento também é responsável pelo melhor desempenho dos casos com arranjo desencontrado, uma vez que para os casos com configuração de

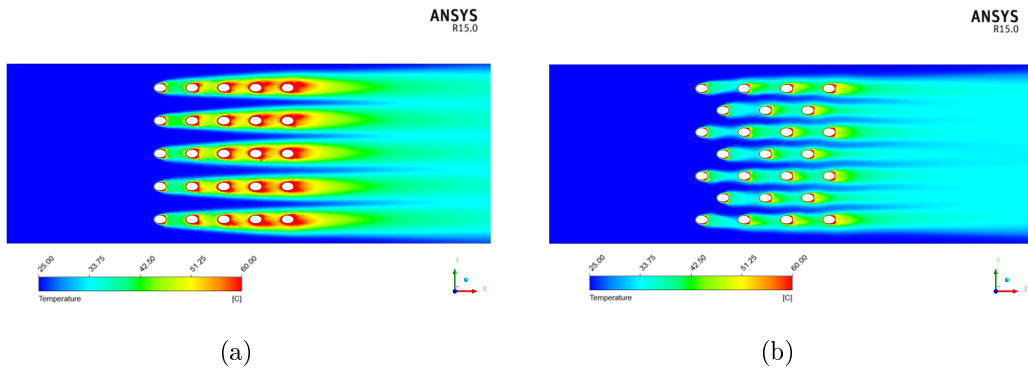


Figura 5.15: Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 25 pinos e (b) desencontrado e 25 pinos, para velocidade de 3 m/s.

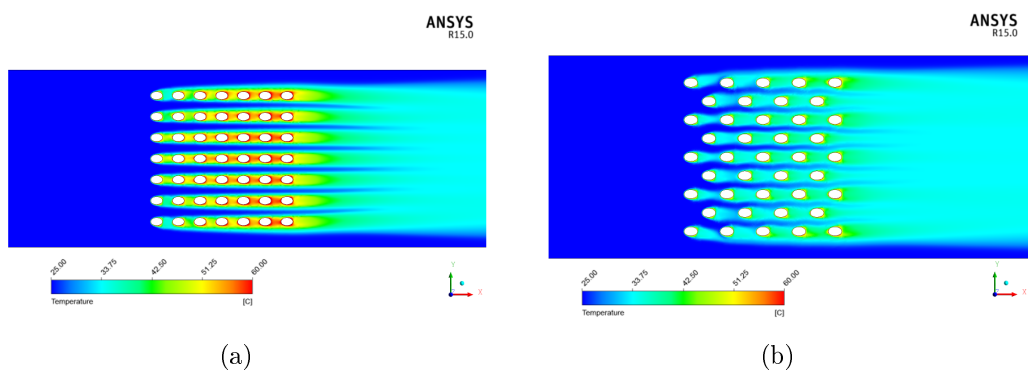


Figura 5.16: Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 49 pinos e (b) desencontrado e 41 pinos, para velocidade de 3 m/s .

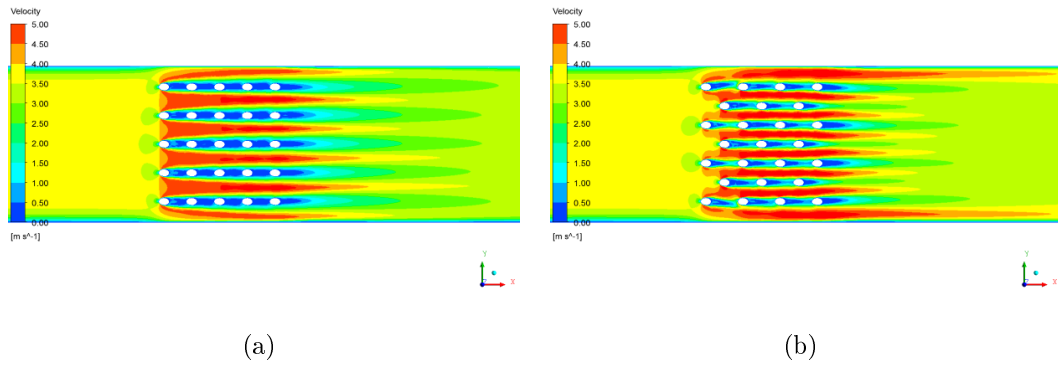


Figura 5.17: Perfil de velocidade para caso com arranjo (a) alinhado e 25 pinos e (b) desencontrado e 25 pinos, para velocidade de 3 m/s .

pinos alinhada, o escoamento gerou grandes zonas de baixa velocidade atrás dos pinos. As Figuras 5.17 e 5.18 apresentam os perfis de velocidade para os casos com velocidade igual a 3 m/s para os casos com menor densidade de pinos e maior densidade de pinos, respectivamente.

Este padrão de escoamento pode ser melhor visualizado através das análises de linhas de corrente na Figura 5.19. Devido a formação de vórtices atrás dos pinos, pode-se atribuir os perfis de temperatura observados nas Figuras 5.15 e 5.16, onde as temperaturas são maiores ao redor dos pinos e atrás destes, enquanto que o ar que escoava entre os pinos tem valores de temperatura mais baixos.

Comparando as linhas de corrente para a velocidade de 3 m/s nos arranjos alinhado e desencontrado com menor concentração de pinos, ilustradas na Figura 5.19, verifica-se que, para o caso alinhado os vórtices formados atrás dos pinos ocupam toda a região formada atrás destes, enquanto que as aletas com arranjo desencontrado geram vórtices de menor comprimento, o qual permite um fluxo de ar atrás destes e conseqüentemente maior mistura do fluido.

Verificou-se que no arranjo desencontrado, foram observados deflexões do escoamento, o qual é ocasionado pelo efeito Coanda, definido como a tendência do fluido a seguir a trajetória da superfície, o qual modifica a estrutura dos vórtices atrás dos pinos e leva a uma transferência de calor mais efetiva.

Tomando como referência a configuração geométrica da aleta com 25 pinos, a Figura 5.20 apresenta as linhas de corrente para o caso com velocidade de entrada de 1 m/s. A Figura 5.21 mostra o mesmo para o caso com velocidade de 5 m/s, com as quais pode-se observar que não houve alteração do padrão do escoamento com o aumento da velocidade para ambos os arranjos. Por esta razão e pelas outras observações descritas acima a transferência e calor sempre é superior para o arranjo desencontrado para todas as velocidades de entrada de ar.

As Figuras 5.22 e 5.23 apresentam um comparativo do perfil de temperatura para

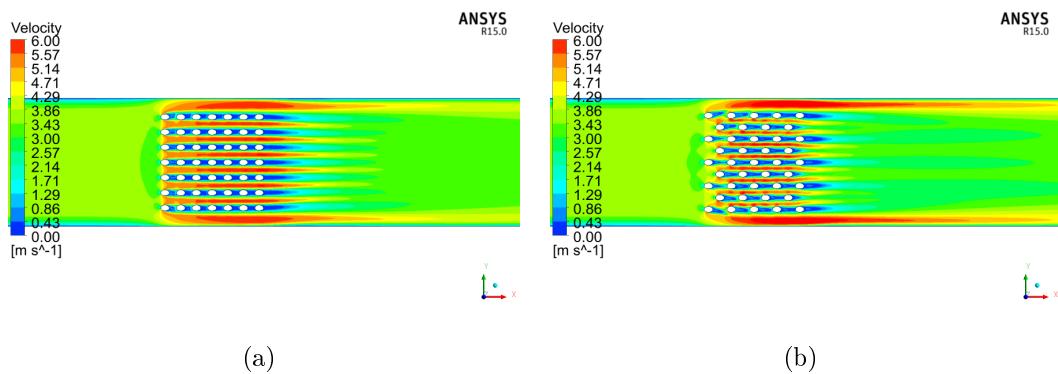


Figura 5.18: Perfil de velocidade para caso com arranjo (a) alinhado e 49 pinos e (b) desencontrado e 41 pinos, para velocidade de 3 m/s .

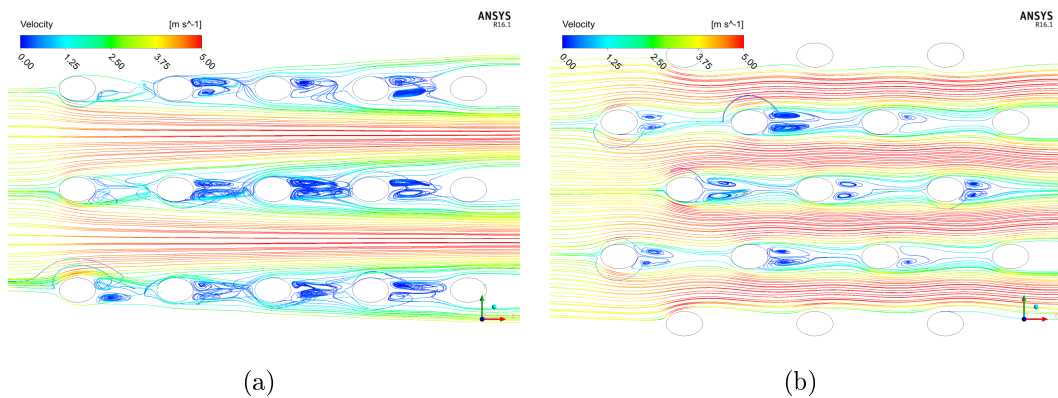


Figura 5.19: Linhas de corrente para caso com 25 pinos e (a) alinhado e (b) arranjo desencontrado, para velocidade de 3 m/s.

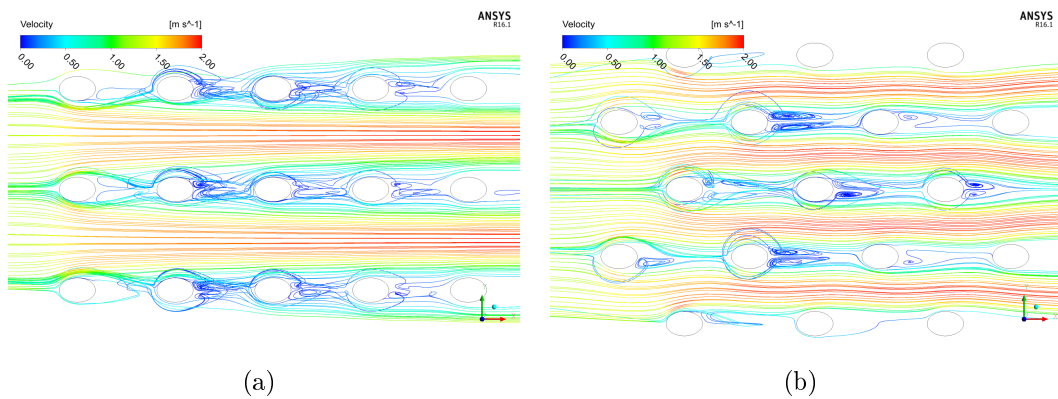


Figura 5.20: Linhas de corrente para caso com 25 pinos e (a) alinhado e (b) arranjo desencontrado, para velocidade de 1 m/s.

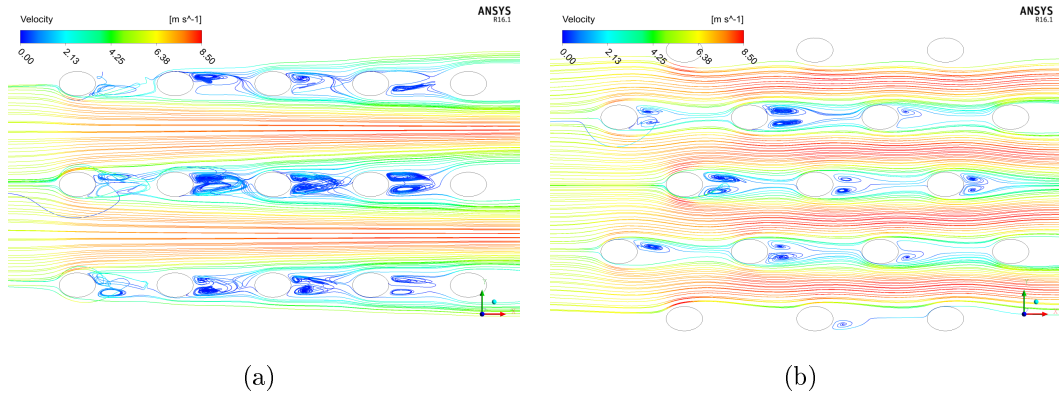


Figura 5.21: Linhas de corrente para caso com 25 pinos e (a) alinhado e (b) arranjo desencontrado, para velocidade de 5 m/s.

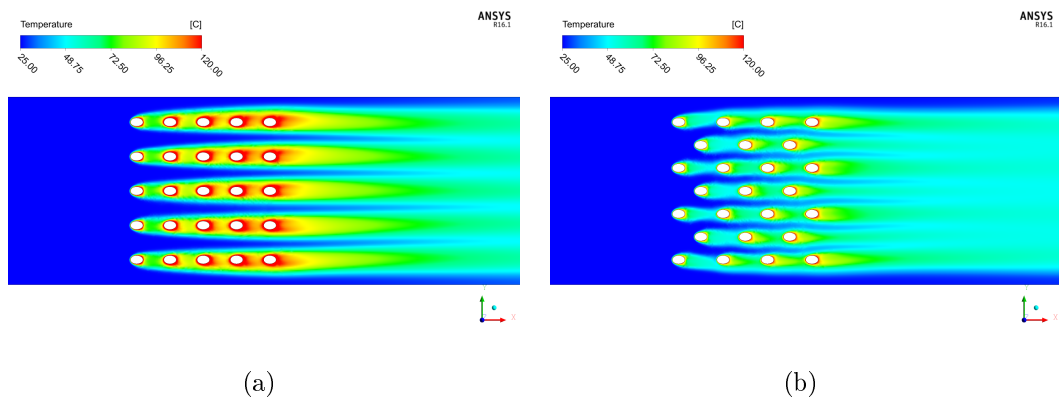


Figura 5.22: Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 25 pinos e (b) desencontrado e 25 pinos, para velocidade de 1 m/s.

os casos com 25 pinos, para ambos os arranjos, e velocidade de 1 e 5 m/s respectivamente. Nota-se que, devido a padrões de escoamento similares e independentemente da velocidade de entrada, os perfis de temperatura são também similares embora com faixas de temperaturas diferentes.

A Tabela 5.9 apresenta a relação $\frac{Gr_d}{Re_d^2}$ para cada um dos casos, mostrando que, apesar da baixa velocidade no experimento, a transferência de calor mais relevante para este experimento se dá por convecção forçada.

A eficiência dos arranjos de aleta foram também avaliados, através do seu valor obtido e da análise dos perfis térmicos no equipamento. A Figura 5.24 ilustra os perfis de temperatura no dissipador de calor para o arranjo alinhado com 25 pinos nas velocidades de entrada de 1 e 5 m/s. Já a Figura 5.25 ilustra o mesmo para o arranjo alinhado com 49 pinos. Destaca-se que os pinos mais próximos da entrada de ar no túnel de vento possuem menores temperaturas devido às menores temperaturas do escoamento envolvidas. Entretanto, verificou-se que os gradientes de temperatura no dissipador térmico foram tais que geraram valores de eficiência superficial acima

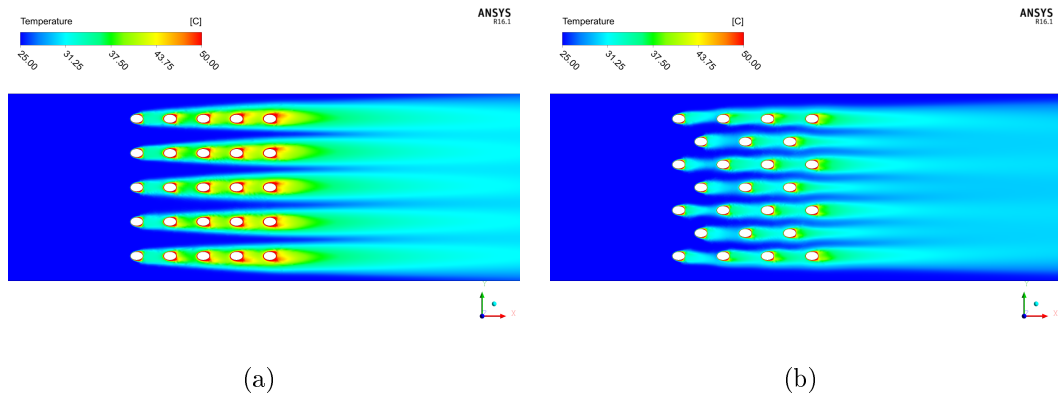


Figura 5.23: Perfil de temperatura para caso com arranjo (a) alinhado e 49 pinos e (b) desencontrado e 41 pinos, para velocidade de 5 m/s .

Tabela 5.9: Transferência de calor sob convecção forçada: Relação entre Gr_d/Re_d^2 para as simulações realizadas.

Caso	Arranjo	Num. de	u_∞ [m/s]	Gr_d/Re_d^2
Caso 1	Alinhado	25	1,0	$7,90 \cdot 10^{-3}$
Caso 2	Alinhado	25	2,0	$1,49 \cdot 10^{-3}$
Caso 3	Alinhado	25	3,0	$5,43 \cdot 10^{-4}$
Caso 4	Alinhado	25	5,0	$1,49 \cdot 10^{-4}$
Caso 5	Alinhado	49	1,0	$4,48 \cdot 10^{-3}$
Caso 6	Alinhado	49	2,0	$8,96 \cdot 10^{-4}$
Caso 7	Alinhado	49	3,0	$3,24 \cdot 10^{-4}$
Caso 8	Alinhado	49	5,0	$8,55 \cdot 10^{-5}$
Caso 9	Desenc.	25	1,0	$6,21 \cdot 10^{-3}$
Caso 10	Desenc.	25	2,0	$1,21 \cdot 10^{-3}$
Caso 11	Desenc.	25	3,0	$4,47 \cdot 10^{-4}$
Caso 12	Desenc.	25	5,0	$1,27 \cdot 10^{-4}$
Caso 13	Desenc.	41	1,0	$3,88 \cdot 10^{-3}$
Caso 14	Desenc.	41	2,0	$7,55 \cdot 10^{-4}$
Caso 15	Desenc.	41	3,0	$2,80 \cdot 10^{-4}$
Caso 16	Desenc.	41	5,0	$7,97 \cdot 10^{-5}$

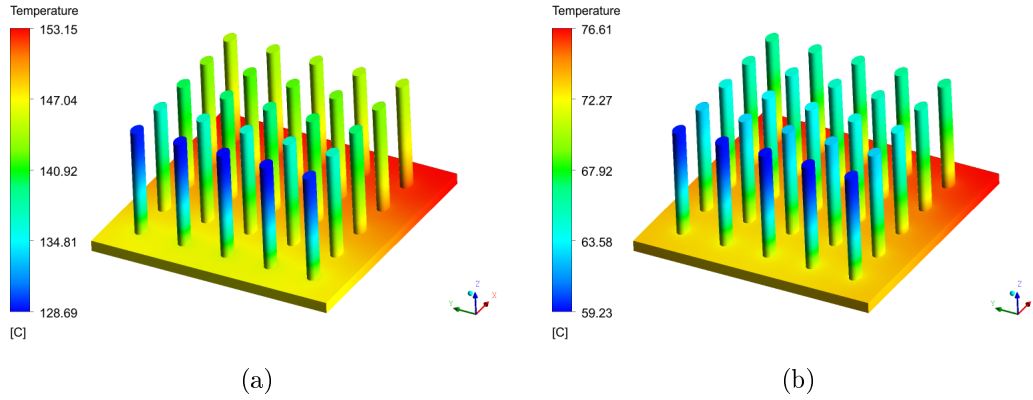


Figura 5.24: Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, com 25 pinos e (a) velocidade de 1 m/s (b) velocidade de 5 m/s.

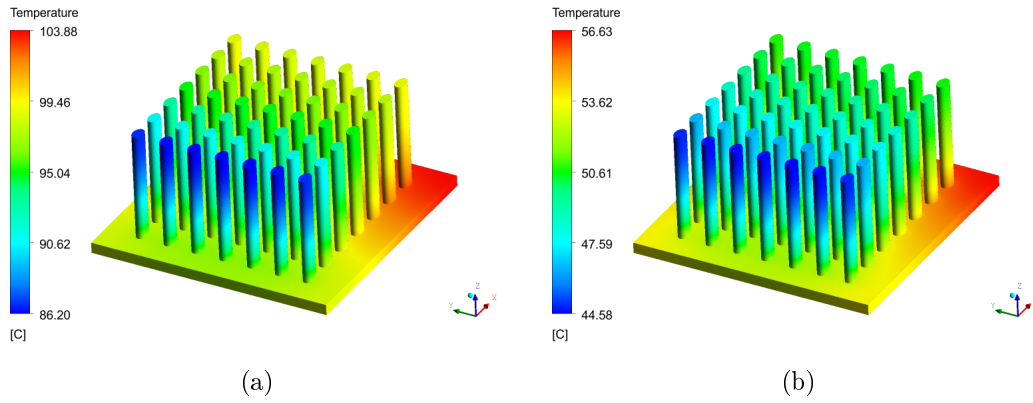


Figura 5.25: Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, com 49 pinos e (a) velocidade de 1 m/s (b) velocidade de 5 m/s.

de 0,9 para todos os casos, exceto para o arranjo desencontrado com 41 pinos e maior velocidade, cuja eficiência foi de 0,88. A Tabela 5.10 ilustra os valores de eficiência térmica do dissipador de calor para todos os casos simulados.

A eficiência das aletas, analisadas por fila, foram avaliadas através da Equação (5.1), considerando que $\overline{T}_f(i)$ é a temperatura média das aletas da fila i , $T_{gas}(i)$ é a temperatura média ponderada pela massa entre os planos com distancia $S_T/2$ das aletas da fila e $T_b(i)$ é a temperatura média na base das aletas da fila i (área das aletas correspondente a intersecção entre a base e os pinos).

A Figura 5.26 mostra os planos utilizados para cálculo das temperaturas médias de mistura no dissipador de calor com o arranjo alinhado com 25 pinos.

$$\eta_{fila}(i) = \frac{\overline{T}_f(i) - T_{gas}(i)}{T_b(i) - T_{gas}(i)} \quad (5.1)$$

Esta equação é baseada da definição de eficiência das aletas, isto é, o fluxo de

Tabela 5.10: Transferência de calor sob convecção forçada: Eficiências das aletas para as simulações realizadas.

Caso	Arranjo	Num. de	u_∞ [m/s]	η_0
Caso 1	Alinhado	25	1,0	0,97
Caso 2	Alinhado	25	2,0	0,95
Caso 3	Alinhado	25	3,0	0,94
Caso 4	Alinhado	25	5,0	0,92
Caso 5	Alinhado	49	1,0	0,96
Caso 6	Alinhado	49	2,0	0,94
Caso 7	Alinhado	49	3,0	0,93
Caso 8	Alinhado	49	5,0	0,90
Caso 9	Desenc.	25	1,0	0,96
Caso 10	Desenc.	25	2,0	0,94
Caso 11	Desenc.	25	3,0	0,93
Caso 12	Desenc.	25	5,0	0,91
Caso 13	Desenc.	41	1,0	0,95
Caso 14	Desenc.	41	2,0	0,93
Caso 15	Desenc.	41	3,0	0,91
Caso 16	Desenc.	41	5,0	0,88

calor das aletas dividido pelo fluxo de calor se toda a superfície aletada estivesse na temperatura da base.

De forma a avaliar uma tendência do fluxo de calor entre uma fila e outra, foi também descrito o fluxo de calor através da variação desta propriedade entre uma linha e a linha posterior, de acordo com a equação dada por:

$$\Delta q_{fila}(i) = q_{fila}(i) - q_{fila}(i - 1) \quad (5.2)$$

onde $q_{fila}(i)$ é o fluxo de calor médio da fila i e $q_{fila}(i - 1)$ é o fluxo de calor médio da fila anterior a fila i .

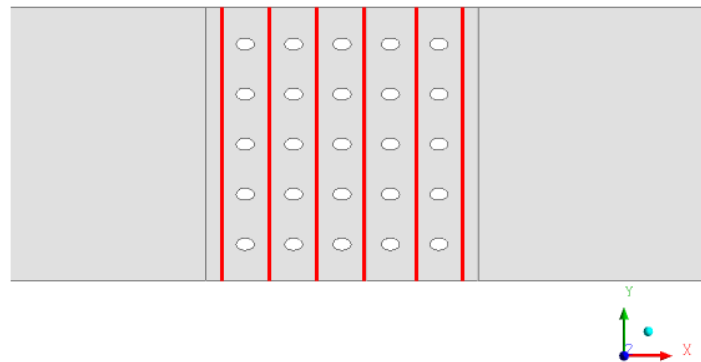


Figura 5.26: Resultados obtidos para número de Nusselt para as quatro geometrias avaliadas em função de $Re_{d,max}$.

Tabela 5.11: Convecção forçada em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado e 25 pinos para $u_\infty = 1$ m/s e $u_\infty = 5$ m/s.

Fila	$u_\infty = 1$ m/s			$u_\infty = 5$ m/s		
	$q_{fila}(i)$ [W/m ²]	Δq_{fila} [W/m ²]	η_{fila}	$q_{fila}(i)$ [W/m ²]	Δq_{fila} [W/m ²]	η_{fila}
Fila 1	8305	-	0,90	6397	-	0,82
Fila 2	5145	3160	0,94	5010	1387	0,86
Fila 3	4527	618	0,94	4786	224	0,86
Fila 4	4030	497	0,95	4612	174	0,86
Fila 5	3726	304	0,95	4504	108	0,87

Tabela 5.12: Convecção forçada em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado e 49 pinos para $u_\infty = 1$ m/s e $u_\infty = 5$ m/s.

Fila	$u_\infty = 1$ m/s			$u_\infty = 5$ m/s		
	$q_{fila}(i)$ [W/m ²]	Δq_{fila} [W/m ²]	η_{fila}	$q_{fila}(i)$ [W/m ²]	Δq_{fila} [W/m ²]	η_{fila}
Fila 1	5102	-	0,90	3804	-	0,81
Fila 2	3118	1984	0,93	2902	903	0,85
Fila 3	2589	530	0,94	2602	299	0,87
Fila 4	2300	289	0,95	2445	158	0,87
Fila 5	2118	182	0,95	2348	97	0,88
Fila 6	1978	140	0,95	2279	69	0,88
Fila 7	1877	101	0,95	2328	-49	0,88

As Tabelas 5.11 e 5.12 apresentam os resultados para o arranjo alinhado nas velocidades de 1 e 5 m/s, para as geometrias de 25 e 49 pinos, respectivamente. Observa-se que em ambas as geometrias, as aletas das primeiras fileiras tem menor eficiência devido ao maior calor trocado pelas mesmas.

Verificou-se que para os casos com menor velocidade, o fluxo de calor trocado pelas aletas das primeiras fileiras é maior em relação ao fluxo de calor trocado pelas demais, em comparação aos casos com maior velocidade.

Além disso, foi observado que a partir da fileira 5, o fluxo de calor não reduziu significativamente em relação as fileiras seguintes. A partir das análises realizadas para as eficiências das aletas por fileiras, observa-se a necessidade da realização das simulações considerando a transferência de calor conjugada, uma vez que diferentes fileiras apresentaram diferentes eficiências, além do gradiente térmico observado entre as fileiras.

Tabela 5.13: Definição dos casos simulados para regime de convecção mista.

Caso	γ	α	u_∞ [m/s]	Re_{tun}	$Re_{d,max}$	
					Alinhado	Desencontrado
Caso 1	8,16	0,702	0,1	607,0	218,6	137,2
Caso 2	8,16	0,702	0,2	1309,5	437,1	274,4
Caso 3	8,16	0,702	0,3	2016,2	655,7	411,7
Caso 4	8,16	0,702	0,4	2724,0	874,3	548,9
Caso 5	8,16	0,702	0,5	3432,4	1092,9	686,1
Caso 6	8,16	0,53	0,3	2016,2	1704,9	854,7
Caso 7	8,16	0,79	0,3	2016,2	465,1	305,9
Caso 8	8,16	0,84	0,3	2016,2	385,0	258,5
Caso 9	8,16	0,88	0,3	2016,2	341,0	243,6
Caso 10	5,1	0,702	0,3	1383,1	655,7	411,7
Caso 11	6,12	0,702	0,3	1611,7	655,7	411,7
Caso 12	7,14	0,702	0,3	1822,0	655,7	411,7
Caso 13	9,18	0,702	0,3	2195,9	655,7	411,7

5.2 Convecção mista em arranjos de aletas piniformes

A Tabela 5.13 descreve os casos simulados para o estudo sob convecção mista em arranjos de aletas elípticas. Um total de 26 simulações foram realizadas para representar a configuração experimental de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], nas quais 13 para a configuração alinhada e 13 para a configuração desencontrada, usando diferentes combinações de valores para u_∞ , α e γ , e conseqüentemente, diferentes valores de $Re_{d,max}$ e Re_{tun} . Para cada configuração, um caso base com $u_\infty = 0,3$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$ foi realizado e as outras 12 configurações foram geradas variando u_∞ ou α ou γ para os outros quatro valores possíveis descritos na Tabela 3.2.

Nota-se que a faixa de valores de Reynolds máximo calculado para a aleta é a mesma que a estudada na seção 5.1 e listada na Tabela 5.1, enquanto os valores de Re_{tun} são para uma faixa de valores um pouco menores para o atual estudo.

Para comparação com os resultados experimentais, devido as observações realizadas na análise de consistência dos dados do trabalho de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], foi decidido que as comparações para validação dos resultados de simulação seriam realizadas através da comparação de número de Nusselt obtido pela simulação de CFD, calculando o coeficiente convectivo de transferência de calor pela Equação (3.19), com os valores de Nusselt das correlações desenvolvidas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] e apresentadas pelas Equações (3.20) e (3.21).

Para organização deste trabalho, esta seção foi dividida em cinco seções distintas.

- análise de independência de malha computacional;

Tabela 5.14: Resultados obtidos para temperatura da base, número de Nusselt e número de Nusselt de correlação para arranjo alinhado.

Caso	T_b [$^{\circ}$ C]	Gr_d/Re_d^2	Gr_d/Re_d	Nu_d	Nu_d^{cor}
Caso 1	102,1	1,49	80,8	2,60	1,47
Caso 2	70,6	0,25	29,2	4,25	3,58
Caso 3	57,4	0,08	14,7	6,00	6,26
Caso 4	50,6	0,04	9,1	7,60	9,26
Caso 5	46,6	0,02	6,3	8,97	12,45
Caso 6	69,8	0,13	22,7	2,67	3,50
Caso 7	64,7	0,11	19,4	5,95	6,42
Caso 8	74,0	0,14	25,3	6,27	6,15
Caso 9	94,2	0,21	38,2	6,15	5,29
Caso 10	75,1	0,12	21,5	5,76	4,04
Caso 11	67,1	0,10	18,5	5,88	4,8
Caso 12	61,4	0,09	16,3	5,98	5,5
Caso 13	53,9	0,07	13,3	6,12	7,01

- validação da metodologia de simulação pseudo-transiente;
- análise das configurações geométricas de arranjos de aletas;
- validação dos resultados de CFD com as correlações do estudo experimental [3];
- desenvolvimento de novas correlações para a aleta de pinos sob convecção mista.

Para este estudo, também utilizou-se a abordagem RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) com o modelo de turbulência SST $k - \omega$ [62, 72], o qual, conforme visto no capítulo 4.2.1, mostrou-se o mais adequado para solução das equações envolvidas para a transferência de calor, em superfícies aletadas em convecção forçada.

As Tabelas 5.14 e 5.15 apresentam os resultados de CFD obtidos, para a malha convergida na análise de independência de malha que será apresentada. Nestas tabelas constam os valores de temperatura da base, T_b , o parâmetro Gr_d/Re_d^2 , número de Nusselt obtido pela simulação de CFD e número de Nusselt obtido pela correlação, para os arranjos alinhado e desencontrado, respectivamente. A análise dos resultados de CFD em comparação com os resultados das correlações será realizado mais a frente neste capítulo.

As Tabelas 5.14 e 5.15 mostram que os valores de Gr_d/Re_d^2 estão na faixa de 0,02 e 1,5, já existindo efeitos de convecção mista.

Tabela 5.15: Resultados obtidos para temperatura da base, número de Nusselt e número de Nusselt de correlação para arranjo desencontrado.

Caso	T_b [$^{\circ}$ C]	Gr_d/Re_d^2	Gr_d/Re_d	Nu_d	Nu_d^{cor}
Caso 1	83,8	0,94	50,9	4,18	2,19
Caso 2	65,9	0,21	24,8	5,03	4,61
Caso 3	55,9	0,08	13,8	6,43	7,67
Caso 4	50,4	0,04	9,0	7,68	11,04
Caso 5	46,8	0,02	6,4	8,82	14,67
Caso 6	52,0	0,06	11,3	5,48	6,02
Caso 7	62,1	0,10	17,8	6,53	7,88
Caso 8	74,9	0,14	25,9	6,12	7,09
Caso 9	96,6	0,22	39,7	5,90	6,03
Caso 10	72,5	0,11	19,9	6,23	5,07
Caso 11	65,0	0,10	17,2	6,34	5,97
Caso 12	59,8	0,09	15,3	6,41	6,84
Caso 13	52,8	0,07	12,6	6,50	8,51

5.2.1 Análise de independência de malha computacional

O estudo de independência de malha teve como objetivo determinar um tamanho de malha para o qual tem-se resultados independentes de um maior refino desta. Para este caso, de forma a ter-se um tamanho de malha que seja adequado para todas as geometrias e condições de velocidade avaliadas, foi utilizado o caso com maior velocidade, para a geometria do caso base.

Para este caso, não tem-se disponível resultados experimentais de h do trabalho original [3] e, portanto, o número de Nusselt foi calculado pela correlação apresentada na Equação (3.20) para comparação. Como mostra a Tabela 5.16, os resultados obtidos para T_b e Nu_d obtidos para todas as malhas computacionais possuem uma diferença de 0,7 %. Porém, os valores preditos para Nusselt variam na ordem de 28 % quando comparados aos resultados da correlação apresentada na Equação (3.20) A razão desta discrepância será discutida neste trabalho.

A partir dos resultados obtidos conclui-se que a malha M1 gerou resultados com acurácia suficiente para a análise para calcular os valores de h e Nu_d , para todas as outras geometrias e condições avaliadas. Entretanto, de forma a capturar mais detalhes do escoamento, o tamanho característico da malha M2 foi adotado, para as outras configurações geométricas.

Na Tabela 5.17 é apresentado os valores de y^+ médio e máximo para o túnel de vento e no dissipador térmico. Todas as malhas computacionais utilizadas atingiram os critérios de y^+ para solução utilizando o modelo $k - \omega$ SST, para solução da subcamada viscosa.

Tabela 5.16: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Análise de independência de malha para o Caso Base.

	Número de elementos	T_b [$^{\circ}C$]	Nu_d
M1	1.378.118	46,44	9,04
M2	3.220.196	46,55	8,98
M3	6.103.410	46,57	8,97
Correlação			12,45

Tabela 5.17: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: y^+ para as malhas computacionais.

	Dissipador térmico		Túnel de vento	
	y^+ médio	y^+ máximo	y^+ médio	y^+ máximo
M1	0,96	3,44	1,76	5,66
M2	0,47	2,76	1,19	4,47
M3	0,24	1,93	0,77	2,89

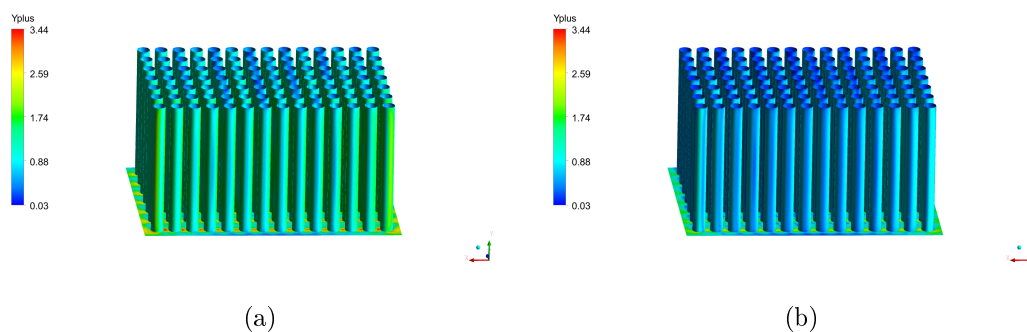


Figura 5.27: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: y^+ nas paredes da aleta para (a) malha M1 e (b) malha M2.

5.2.2 Validação da metodologia de simulação pseudo-transiente

Esta seção apresenta uma verificação da metodologia de simulação empregada no presente trabalho. Conforme foi descrito no capítulo 4, foi utilizado a solução em regime estacionário com método pseudo-transiente e pseudo passo de tempo calculado pela Equação (4.3). Para esta verificação, foi utilizado o caso com maior dificuldade de convergência, ou seja, o que possuiu maiores efeitos da convecção natural: arranjo alinhado, $u_\infty = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$.

Conforme já discutido, com esta metodologia o passo de tempo calculado foi de 0,1 segundos, que corresponde a 0,5 % do tempo de residência do escoamento.

Para cálculo da transferência de calor, o procedimento descrito por MITRE *et al.* [45] calcula os valores médios e variância da taxa de calor trocada aplicando o método pseudo-transiente. Neste trabalho, foram modificadas as equações de forma a se obter a temperatura da base média, pois a variável imposta como condição de contorno foi a taxa de calor. Desta forma, a temperatura média da base e a variância desta grandeza foram calculadas pelas Equações (3.108) e (3.109).

Para utilizar o procedimento de MITRE *et al.* [45], foi simulado novamente o túnel de vento para o caso com arranjo alinhado, $u_\infty = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$, em condições de pseudo passo de tempo fixo no valor de 0,01 segundos. Foi adotado este passo de tempo 10 ordens de grandeza menor, para que fossem capturadas maiores oscilações de temperatura no domínio. Este caso adicional foi inicializado a partir do resultado anterior, e foram rodados o relativo a 140 segundos, tendo sido avaliados somente os último 4 tempos de residência. Neste caso, o passo de tempo do sólido foi mantido como 100 segundos.

A média da temperatura da base T_b medida ao longo das iterações está apresentada na Figura 5.28. Nota-se que, apesar do caso não ter atingido o estado estacionário, o valor da temperatura teve uma variação não significativa ao longo das iterações.

A temperatura média e o desvio padrão, calculados pelas Equações (3.108) e (3.109), respectivamente foram $T_b = 102,07 \pm 0,03$ °C. O valor para a temperatura na metodologia adotada no presente trabalho, isto é, o uso do valor de T_b do instante final da simulação, foi de $T_b = 102,10$ °C, a qual está dentro da variância estimada. Verificou-se que a dificuldade de convergência encontrada em alguns casos se dá em função da pluma formada pelo ar na região após o dissipador de calor. Porém, como o regime de escoamento é de convecção mista assistida, as plumas não influenciaram significativamente a troca térmica nas aletas e a temperatura da base manteve-se praticamente constante.

A Figura 5.29 apresenta a medida de temperatura média nos planos (a) logo

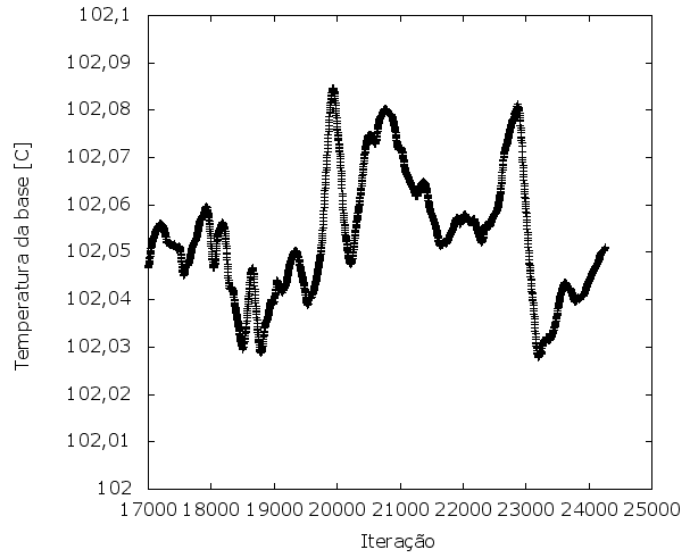


Figura 5.28: Temperatura média ao longo das iterações na base do dissipador de calor (arranjo alinhado, $u_{\infty} = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$).

a jusante do dissipador térmico e (b) na saída do túnel de vento. Observou-se que a temperatura logo após o dissipador de calor também tem pouca variação, porém na região de saída a oscilação de temperatura é grande. Como a medição de temperatura por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] foi realizada logo a jusante da aleta, tem-se um forte indicativo do porque não foi reportada a ocorrência de oscilações da temperatura medida em seu trabalho.

Uma simulação em regime transiente foi também realizada com o objetivo de avaliar a variação das temperaturas ao longo do tempo. Destaca-se que, de acordo com as boas práticas de simulação descritas no manual do software [4], para problemas de transferência de calor conjugada onde se está interessado em analisar uma solução estacionária ou periódica final, a massa específica e calor específico do sólido foram divididos por 1000, para acelerar a simulação.

O custo computacional necessário para simulação de 80 segundos físicos, referente a 4 tempos de residência, foi de 1 semana de simulação, 7 vezes maior que a simulação utilizando a solução pseudo-transiente. O passo de tempo adotado foi de 0,01 segundos. A condição inicial utilizada foi a iteração final da simulação com solução em pseudo-transiente.

A Figura 5.30 ilustra a temperatura na base do dissipador ao longo do tempo. Os resultados obtidos mostraram que a temperatura média da aleta ao longo do tempo na base do dissipador de calor foi de $T_b = 102,06 \pm 0,02$ ° C, valores condizentes ao calculado utilizando o procedimento de MITRE *et al.* [45].

A Figura 5.31 mostra contornos de temperatura no plano central do túnel de vento para os casos com solução em regime transiente, o qual mostra o valor médio temporal (médio ao longo do tempo), e o valor de temperatura obtido para a solução

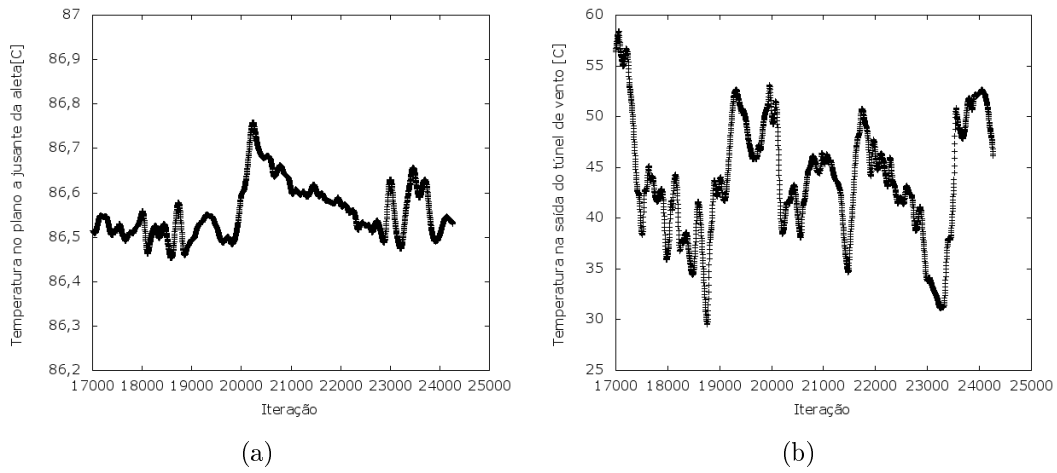


Figura 5.29: Temperatura média ponderada por área ao longo das iterações para (a) logo a jusante do dissipador térmico e (b) na saída do túnel de vento (arranjo alinhado, $u_\infty = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$).

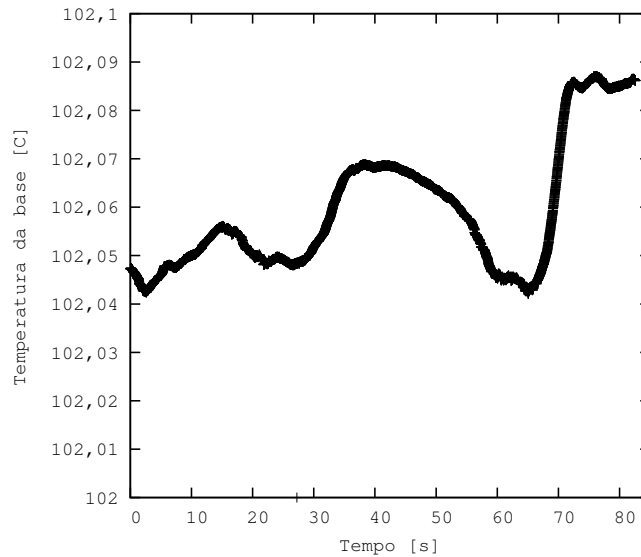


Figura 5.30: Temperatura média ao longo do tempo na base do dissipador de calor (arranjo alinhado, $u_\infty = 0,1$ m/s, $\alpha = 0,7$ e $\gamma = 8,16$).

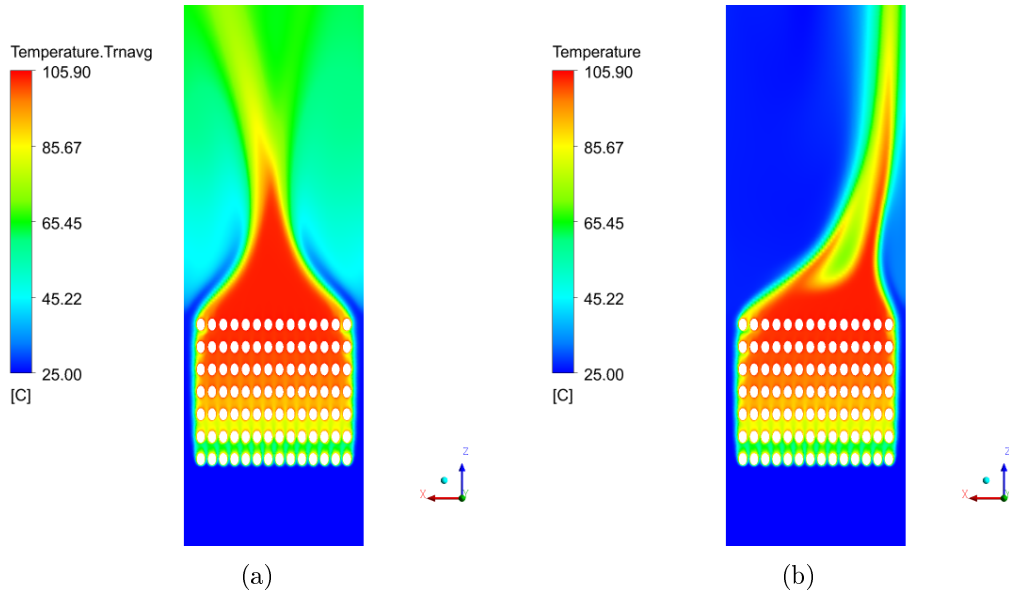


Figura 5.31: Contornos de temperatura no plano central para arranjo alinhado, $\alpha = 0,53$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s, com solução em (a) regime transiente (média ao longo do tempo) e (b) estacionário com solução pseudo-transiente.

estacionária utilizando a pseudo-transiente. Verifica-se que os perfis de temperatura são idênticos na zona da região do dissipador de calor, porém, devido a oscilação da pluma formada, após o dissipador térmico são verificadas maiores diferenças.

A Figura 5.31(a) mostra que o campo de temperatura médio ainda não é totalmente simétrico em relação ao plano central do canal. Isto indica que o período de oscilação da pluma deve ser superior ao tempo de residência hidrodinâmico.

Entretanto, como a medida da temperatura da base não oscila ao longo do tempo, como mostrou a Figura 5.30, a simulação pseudo transiente pode ser adotada para reduzir o custo computacional necessário para as análises.

5.2.3 Análise das configurações geométricas de aleta de pinos

As Figuras 5.32, 5.33 e 5.34 apresentam os resultados de resistência térmica da aleta em ambos os arranjos para a configuração do caso base ($\alpha = 0,7$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s), variando um dos parâmetros para análise deste efeito e mantendo os outros fixos. Esta seção visa avaliar os efeitos dos parâmetros geométricos e de operação, comparando com os observados experimentalmente e descritos por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3].

Assim como observado por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], os resultados obtidos nas simulações, os quais foram apresentados nas Figuras 5.32, 5.33 e 5.34 implicam que há uma diferença no desempenho de transferência de calor entre os dois arranjos de aleta de pinos para as simulações com baixa velocidade ou baixa fração de vazios, mesmo que todos os valores de $Re_{d,max}$ para os casos estudados

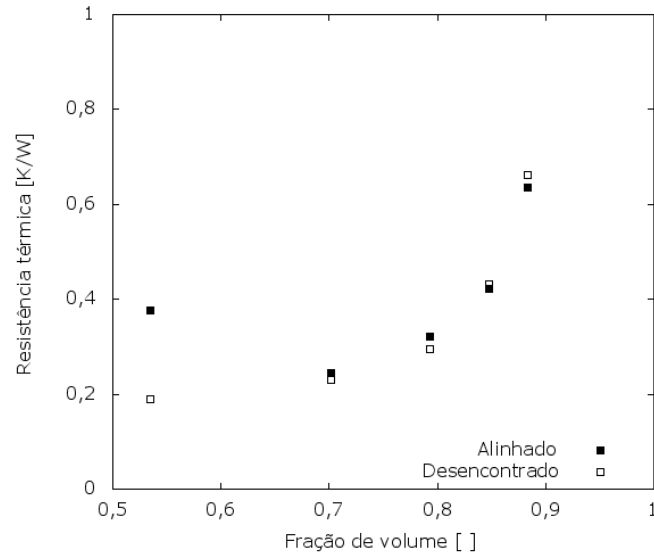


Figura 5.32: Resistência térmica da aleta para arranjos alinhado e desencontrado em função da fração de vazios, α ($u_\infty = 0,3$ m/s, $\gamma = 8,16$).

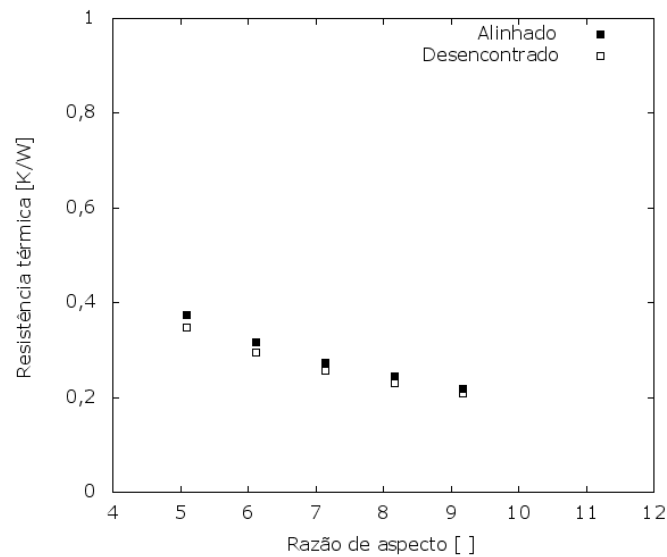


Figura 5.33: Resistência térmica da aleta para arranjos alinhado e desencontrado em função da razão de aspecto, γ ($u_\infty = 0,3$ m/s, $\alpha = 0,702$).

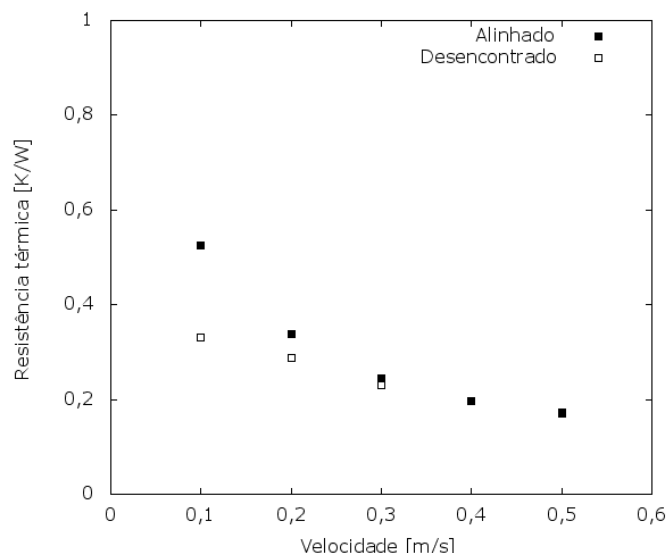


Figura 5.34: Resistência térmica da aleta para arranjos alinhado e desencontrado em função da velocidade de entrada, u_∞ ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).

estão no intervalo em que cada pino pode ser considerado como um cilindro isolado em fluxo cruzado ($100 < Re_{d,max} < 1000$), de acordo com a correlação de Zukauskas [1, 11].

Para os parâmetros geométricos analisados (fração de vazios, α , e razão de aspecto, γ), comparando as Figuras 5.32 e 5.33, observou-se que o parâmetro geométrico mais importante para a aleta de pinos é a fração de vazios, α .

No cálculo da resistência térmica, DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] reportaram que um valor mínimo é observado para $\alpha = 0,702$ para ambos os arranjos de aleta. A Figura 5.32 mostra os resultados obtidos para simulação para resistência térmica da aleta em ambos os arranjos para $u_\infty = 0,3$ m/s e $\gamma = 8,16$, na qual pode-se observar que um valor mínimo para a resistência térmica foi observado para a configuração alinhada em $\alpha = 0,702$, porém, para a configuração desencontrada, não foi verificado um mínimo local, sendo que a menor resistência térmica foi obtida para o menor valor de α .

Isso pode ser melhor explicado através da análise dos perfis de temperatura e velocidade. A Figura 5.35 mostra um perfil de temperatura no plano central do túnel de vento para ambos os arranjos geométricos da aleta, para os valores de $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s, mostrando que o perfil de temperatura é similar entre os arranjos, mesmo que o arranjo alinhado tenha apresentado temperaturas ligeiramente mais elevadas. Isto era esperado, uma vez que a Figura 5.32 mostrou que estas duas geometrias tem desempenho similar para a troca térmica para $\alpha \geq 0,702$.

Por outro lado, a Figura 5.36 ilustra os perfis de temperatura no plano central do túnel de vento para ambos os arranjos para $\alpha = 0,53$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$

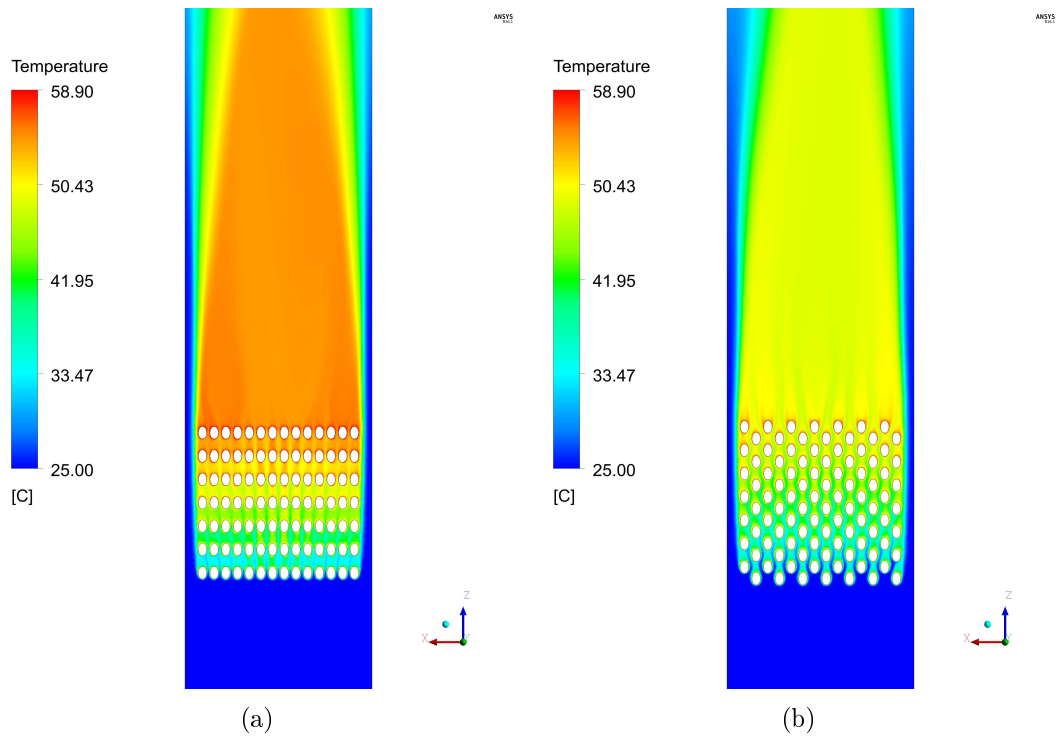


Figura 5.35: Contornos de temperatura no plano central para (a) alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.

m/s, ou seja, na configuração de menor fração de vazios analisada neste trabalho. Comparando as Figura 5.35 e 5.36, verifica-se que há uma diferença significativa no campo de temperatura entre as duas configurações geométricas de arranjos de aletas.

Para avaliar as origens deste comportamento, a Figura 5.37 ilustra perfis de velocidade para as duas configurações geométricas da aleta para $\alpha = 0,702$ e a Figure 5.38 apresenta o perfil de velocidade para $\alpha = 0,53$ no plano central do túnel de vento. Verificou-se, pelos resultados da simulação, que há uma diferença no perfil de velocidade entre estas duas simulações, quando se compara ambos os valores fração de vazios, principalmente na aceleração do ar na região próximas às paredes.

Para o menor valor de α e arranjo alinhado, pode-se observar uma grande quantidade de fluido contornando o arranjo de aletas e passando próximo às paredes laterais do túnel de vento, caracterizando um *bypass*. Já para o arranjo desencontrado, existe *bypass*, porém em menor quantidade em relação ao arranjo alinhado, implicando em um maior resfriamento do arranjo de aletas. Para os maiores valores de fração de vazios, os perfis de velocidade são mais similares, quando comparados os arranjos alinhado e desencontrado, e, portanto, a troca térmica também é semelhante.

Estas observações explicam o comportamento observado na Figure 5.32, na qual

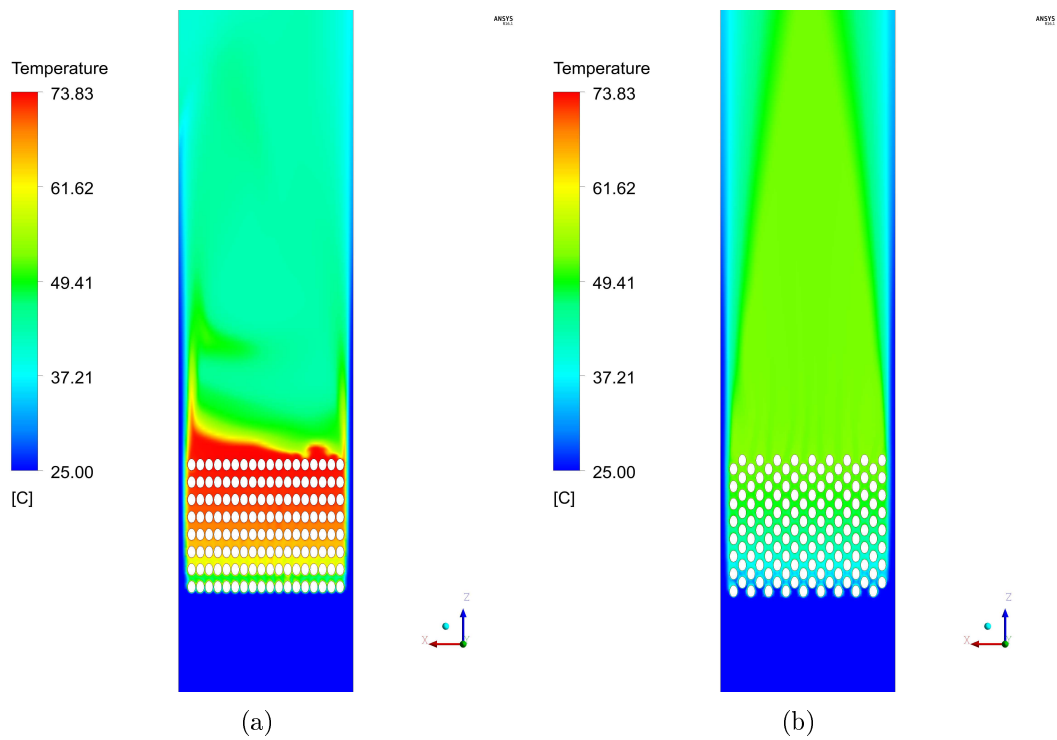


Figura 5.36: Contornos de temperatura no plano central para (a) alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,53$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s

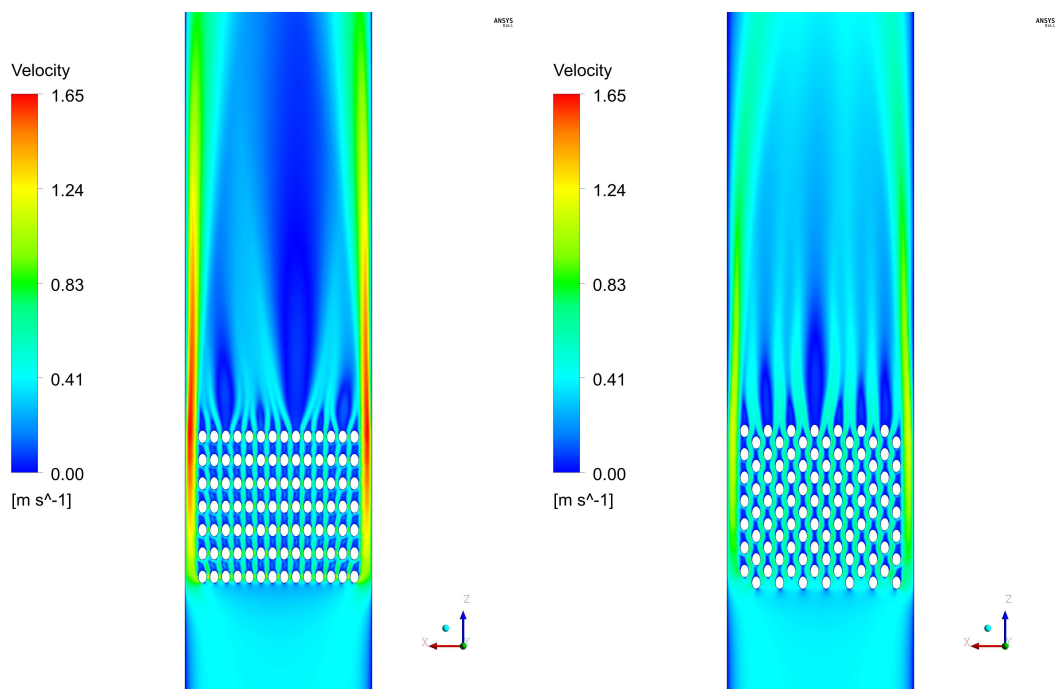


Figura 5.37: Contorno de magnitude de velocidade no plano central para (a) arranjo alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.

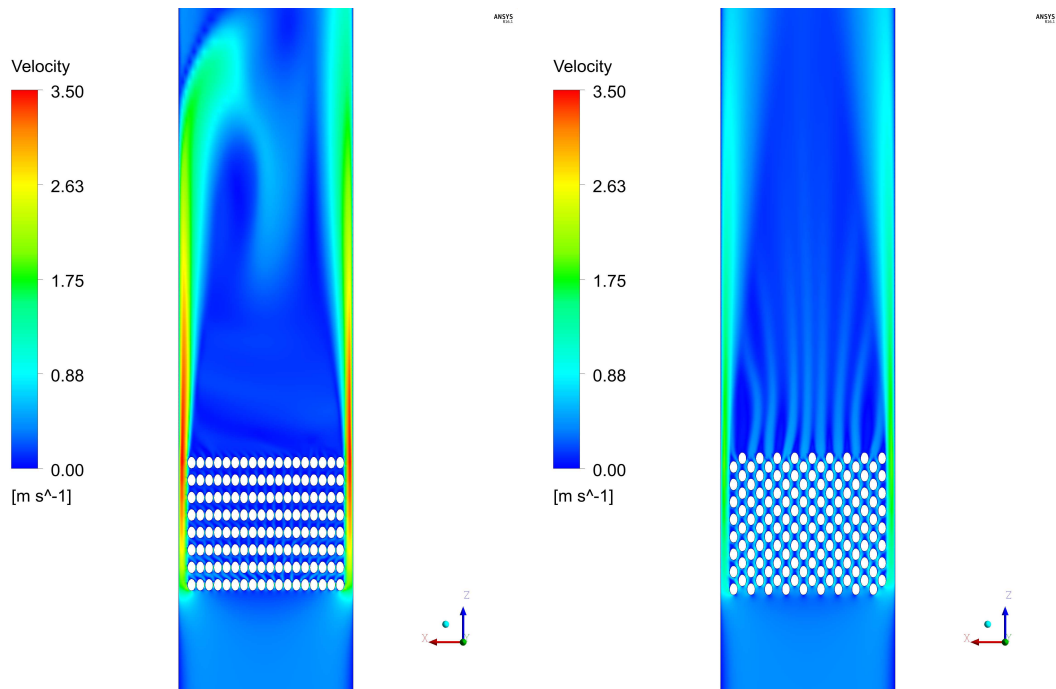


Figura 5.38: Contorno de magnitude de velocidade no plano central para (a) arranjo alinhado e (b) desencontrado para $\alpha = 0,53$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.

foi identificado um mínimo local para a resistência térmica do arranjo de aletas apenas para o arranjo alinhado no intervalo de fração de vazios analisado nas simulações. Verificou-se que, para o caso alinhado, a maior densidade de pinos aumentou a resistência ao escoamento e forçou o ar a passar ao redor do dissipador de calor. Portanto, para o arranjo alinhado, baixos valores de fração de vazios não são recomendados, enquanto que para o arranjo desencontrado e o intervalo analisado, a resistência térmica aumentou com o aumento da fração de vazios, pois o efeito do ar passando ao redor da aleta não foi tão significativo quanto o aumento da área de transferência de calor dado por uma maior concentração de pinos.

Conforme descrito no experimento de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], a base do dissipador de calor tem dimensão de 164 mm, e a largura total do túnel de vento é de 180 mm, e, portanto, gera uma região entre a aleta de pinos e as paredes externas de largura de 8 mm de cada lado (16 cm no total), a qual pode ser o motivo de uma menor resistência ao escoamento nesta região aumentando a quantidade de fluxo de ar. Para uma análise quantitativa do *bypass*, a fração da vazão que passa na região entre o arranjo de aletas e as paredes, foi avaliada e seus valores são apresentados na Figura 5.39 em função da fração de vazios.

Verificou-se que quando a fração de vazios é alta, o escoamento é dividido mais uniformemente e ambos os arranjos tiveram um percentual da vazão que passa pela lateral da aleta semelhante. Já para os menores valores de fração de vazios, verificou-se que no arranjo desencontrado o fluxo percentual que passa pela região entre o

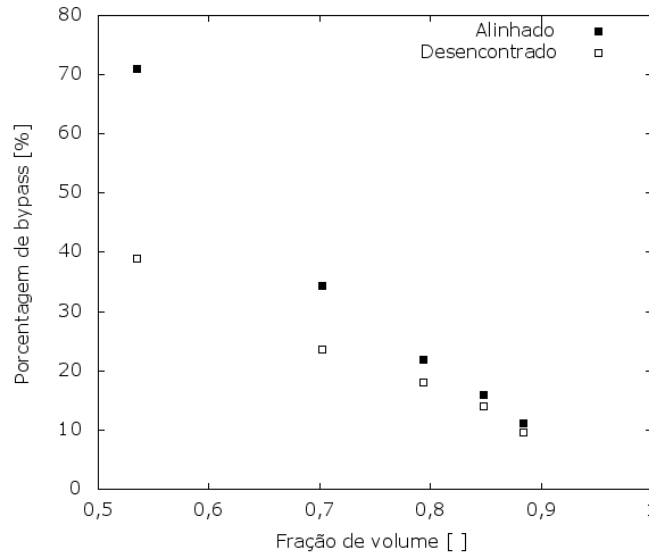


Figura 5.39: Porcentagem da vazão de ar passando pela região fora da seção de testes, para arranjos alinhado e desencontrado em função da fração de vazios, α ($u_\infty = 0,3 \text{ m/s}$, $\gamma = 8,16$).

arranjo de aletas e as paredes é significativamente menor em relação ao arranjo alinhado. Isto se deve ao fato de que, para menores valores de α , a resistência ao escoamento no dissipador de calor para o arranjo alinhado é tão elevada que a vazão mássica do *bypass* aumenta muito.

Realizou-se essa mesma análise para quantificar se há efeitos de *bypass* em função da velocidade de escoamento no interior do túnel de vento. A Figura 5.40 apresenta esta análise para a geometria do caso base ($\alpha = 0,702$ e $\gamma = 8,16$).

A Figura 5.40 mostra que as principais diferenças encontradas são para as menores velocidades de entrada. A partir de $0,2 \text{ m/s}$, para a geometria analisada, o percentual de *bypass* de ar é constante, comportamento que foi observado para ambos os arranjos. Quando a velocidade é igual a $0,1 \text{ m/s}$, o efeito observado é uma redução do percentual de *bypass*. Este efeito pode ser explicado pela baixa perda de carga ao escoamento para esta velocidade, aliado às maiores temperaturas da superfície que, conseqüentemente, acelera o escoamento na região do arranjo de aletas devido a um maior efeito da convecção natural. Como consequência disto, tem-se uma maior fração de fluido passando pelo dissipador de calor.

DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] experimentalmente determinaram que o arranjo de pinos desencontrado é 63 % mais efetivo que o arranjo alinhado, indicando que deve existir uma diferença considerável no padrão de escoamento entre estas duas configurações geométricas. Eles sugeriram que as diferenças obtidas estariam associadas ao efeito Coanda, causando uma deflexão do escoamento na região do pino para esquerda ou para direita, mudando a estrutura do vórtice atrás dos pinos.

O padrão de escoamento obtido na simulação pode ser visualizado nas Fig-

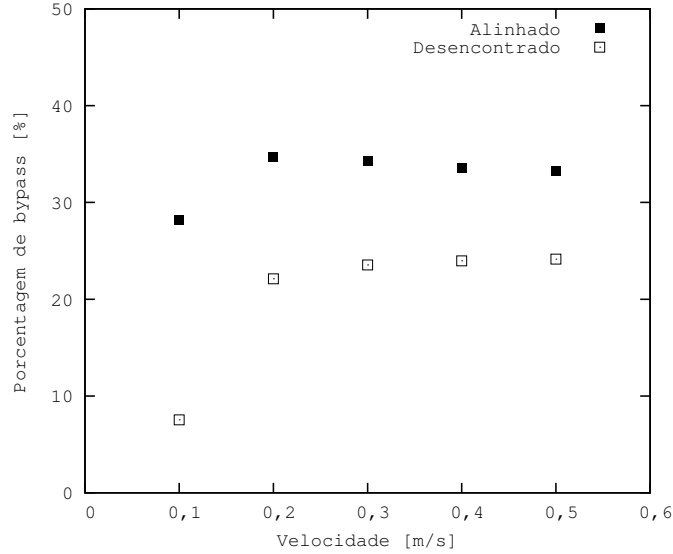


Figura 5.40: Porcentagem da vazão de ar passando pela região de *bypass*, para arranjos alinhado e desencontrado em função da velocidade de entrada, u_∞ ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).

ras 5.41 e 5.42, as quais mostram os perfis de velocidade através de linhas de corrente no túnel de vento para $u_\infty = 0,3$ e $0,1$ m/s, para ambas as configurações da aleta, respectivamente.

Foi observado que existem poucas diferenças no padrão de escoamento entre os arranjos de pinos para o caso com velocidade de entrada igual a $0,3$ m/s, ilustrado na Figura 5.41, e conseqüentemente a transferência de calor é similar entre estes dois casos, assim como observado na análise de resistência térmica em função da velocidade, apresentado pela Figura 5.34. Entretanto, para a menor velocidade analisada, a Figura 5.42 mostrou que existe uma diferença significativa no escoamento entre os dois arranjos, assim como foram observadas diferentes desempenhos para a transferência de calor para as menores velocidades (Figura 5.34).

Comparando as linhas de corrente para as maiores velocidades, nota-se que se formam vórtices atrás dos pinos em ambos os arranjos da aleta, os quais se estendem até o próximo pino adjacente. Entretanto, este comportamento muda quando a velocidade de entrada é menor, e os vórtices atrás dos pinos não foram observados para o arranjo desencontrado. Para a menor velocidade analisada, assim como mostrou a Figura 5.42, para o arranjo alinhado, os espaçamentos entre dois pinos adjacentes geram uma grande velocidade que acelera o escoamento nesta região e, conseqüentemente, levam a zonas de recirculação atrás dos pinos. Para o arranjo desencontrado, o espaçamento entre pinos adjacentes é maior e as recirculações, portanto, foram menores, gerando um padrão de deflexões de escoamento.

As simulações mostraram que, para a menores velocidades e arranjo desencontrado, o escoamento é caracterizado por deflexões de escoamento. Para o mesmo

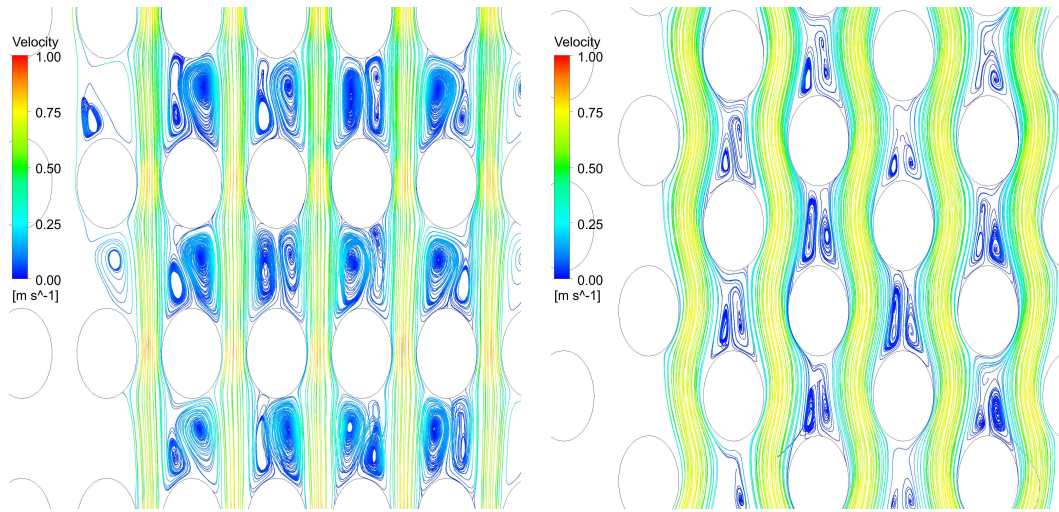


Figura 5.41: Linhas de corrente para arranjos alinhado e desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e $u_\infty = 0,3$ m/s.

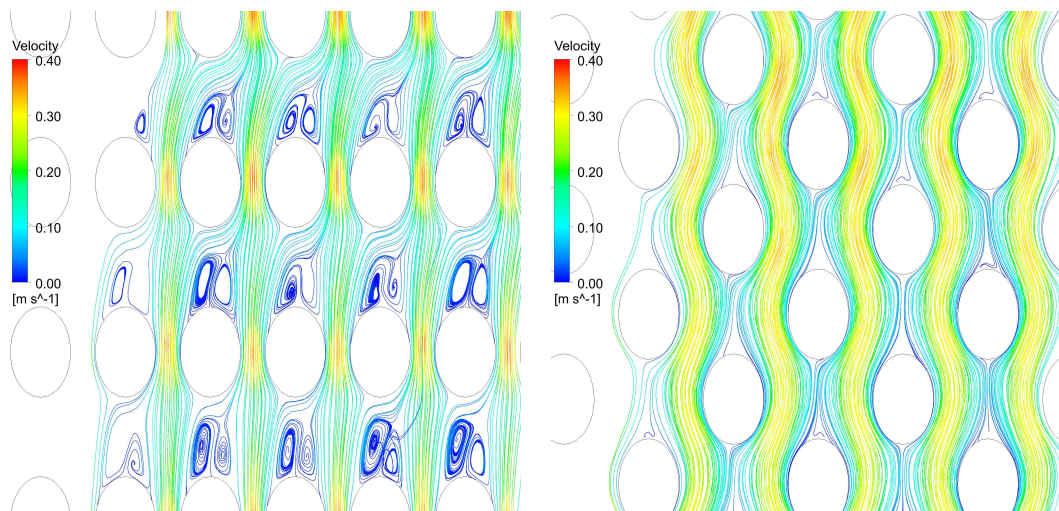


Figura 5.42: Linhas de corrente para arranjos alinhado e desencontrado para $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ and $u_\infty = 0,1$ m/s.

valor de fração de vazios e arranjo alinhado, nota-se a deflexão de escoamento não é significativa e resultou na formação de grandes vórtices atrás dos pinos. Portanto, assim como sugerido por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], a presença de deflexões previne a formação de vórtices, causando um aumento no coeficiente de transferência de calor.

DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] observaram que, com o aumento da razão de aspecto, a transferência de calor aumenta para ambos os arranjos. O mesmo comportamento foi observado para a análise de CFD, como pode ser observado na Figura 5.33. A Figura 5.43 ilustra o perfil de temperatura para $\alpha = 0,7$ e $u_\infty = 0,3$ m/s, para o menor e o maior valor da razão de aspecto avaliada, γ igual a 5,1 e 9,18, respectivamente. Os resultados são apresentados somente para o arranjo alinhado, em função da discussão acima de que, para estas condições de velocidade (acima de 0,3 m/s) e fração de vazios (acima de 0,7), não se tem diferenças significativas entre os arranjos da aleta.

Quando se aumenta a razão de aspecto dos pinos, tem-se dois efeitos associados: uma maior vazão de ar passando pelo túnel de vento (conserva-se a velocidade de entrada, para uma maior área de escoamento) e uma maior área de transferência de calor, para o mesmo fluxo térmico. Ambos os efeitos aumentam a transferência de calor, pois com um maior fluxo de ar tem-se menores temperaturas deste na região da aleta, além da maior área de superfície disponível. Além disto os casos com maiores razões de aspecto apresentam escoamento no interior do túnel de vento com maior efeito de turbulência (ver valores de Reynolds na Tabela 5.13), o que aumenta a mistura do fluido e os coeficientes convectivos de transferência de calor.

Portanto, observou-se que, para a faixa de razão de aspecto estudada, não se perde eficiência do dissipador de calor nas condições avaliadas em ambos os arranjos ($\alpha = 0,7$ e $u_\infty = 0,3$ m/s). Para estas condições, a eficiência foi calculada de 0,94 para a menor razão de aspecto até 0,99 para a maior razão de aspecto.

As Figuras 5.44 e 5.45 apresentam os perfis de temperatura no dissipador de calor para com $\alpha = 0,7$ e $u_\infty = 0,3$ m/s nos menores e maiores valores de razão de aspecto para o arranjo alinhado e desencontrado, respectivamente.

A Figura 5.46 ilustra o perfil de temperatura no arranjo de aletas para a configuração de pinos alinhados, com $\alpha = 0,7$, $\gamma = 8,16$ para o menor e maior valor da velocidade de escoamento ($u_\infty = 0,1$ e 0,5 m/s). Observa-se que para o caso com menor velocidade, devido à existência de um forte *bypass*, os pinos localizados próximos às paredes do túnel de vento tiveram um resfriamento ligeiramente maior em relação aos pinos centrais. Para os maiores valores de velocidade, devido à menor intensidade do *bypass*, os pinos posicionados mais próximos da entrada foram os pinos com menor temperatura.

Observou-se pelos resultados obtidos no estudo de fluidodinâmica computacional

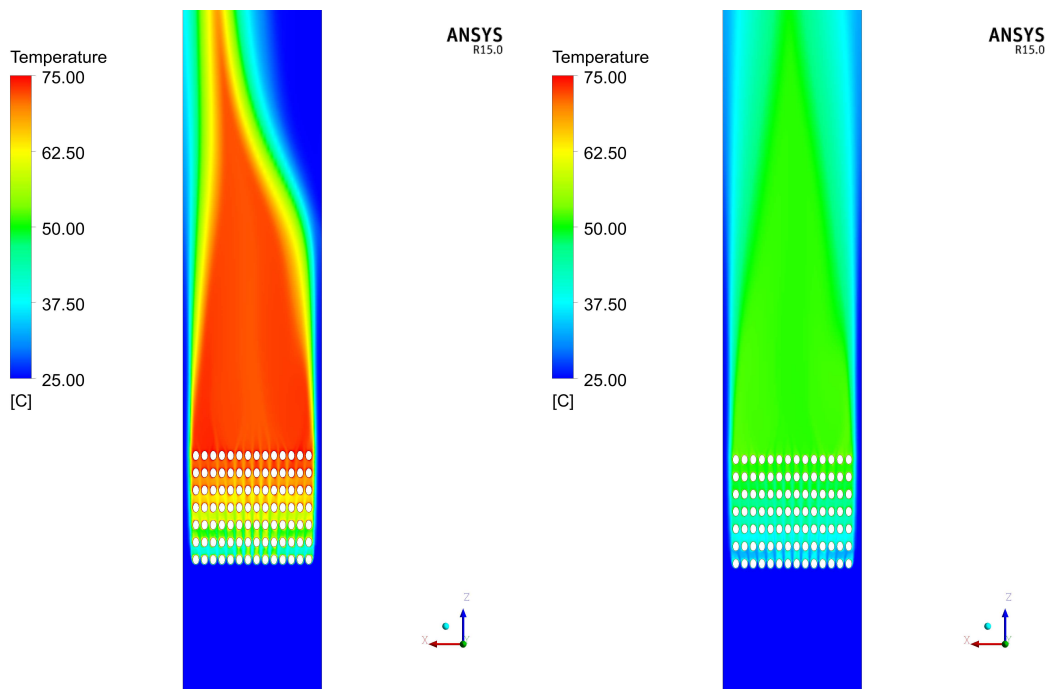


Figura 5.43: Contornos de temperatura no plano central de cada configuração para (a) $\gamma = 5,1$ e (b) $\gamma = 9,18$ para $\alpha = 0,53$, $u_\infty = 0,3$ m/s e arranjo alinhado.

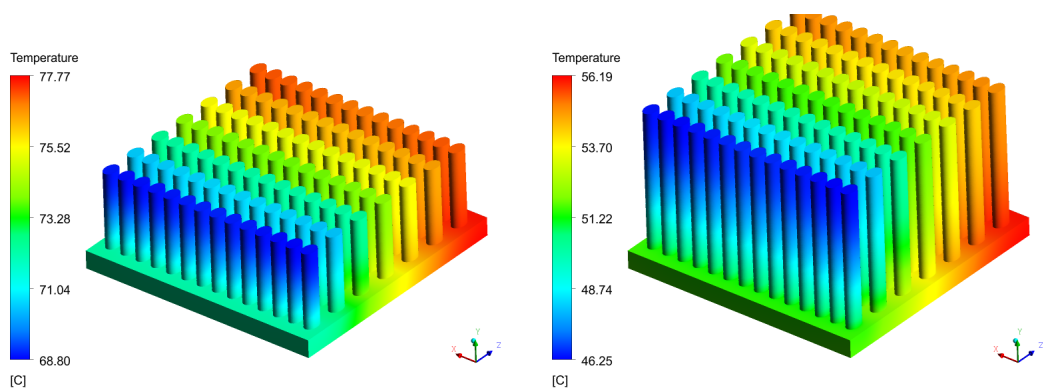


Figura 5.44: Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e (a) $\gamma = 5,1$ (b) $\gamma = 9,18$.

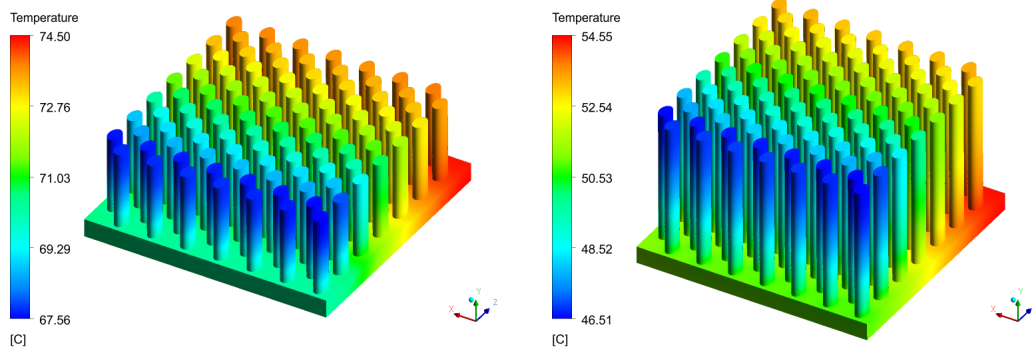


Figura 5.45: Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo desencontrado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e (a) $\gamma = 5,1$ (b) $\gamma = 9,18$.

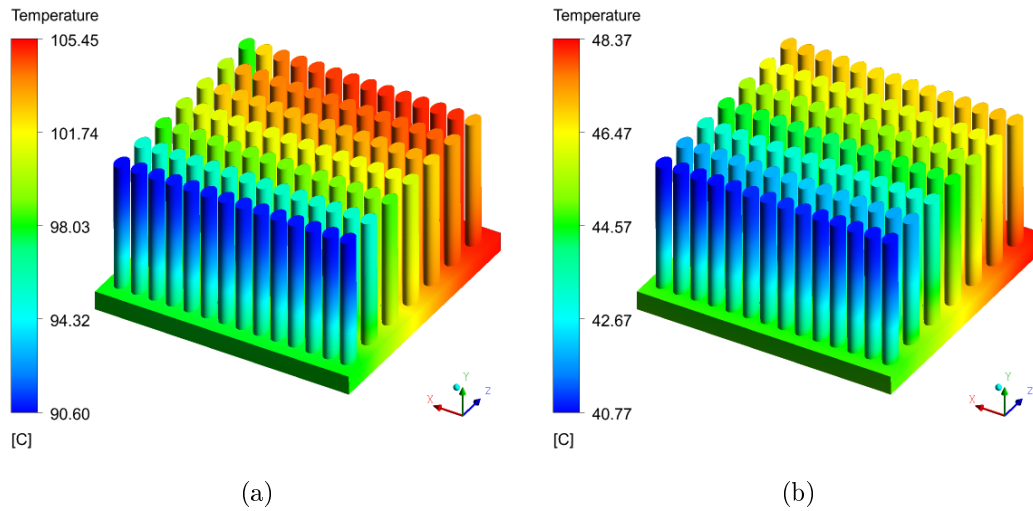


Figura 5.46: Perfil de temperatura no dissipador de calor para arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $\gamma = 8,16$ e (a) $u_\infty = 0,1$ m/s e (b) $u_\infty = 0,5$ m/s.

que os gradientes de temperatura ao longo do comprimento das aletas é pequeno, o que explica as altas eficiências superficiais mostradas na Tabela 5.18, que apresenta seus valores para todas as simulações realizadas.

Utilizando a Equação (5.1), foram calculadas as eficiências médias das aletas por fila no arranjo de aletas, utilizando o mesmo procedimento descrito na seção 5.1, isto é, calculando a temperatura média das aletas da fila i , a temperatura média de mistura do ar $T_{gas}(i)$ entre os planos a distancia $S_T/2$ a montante e a jusante da fila i e a temperatura da base das aletas da fila i , $T_b(i)$.

As Tabelas 5.19 e 5.20 apresentam as eficiências médias por fila dos arranjos de aleta para a configuração com arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ e $\gamma = 5,1$ e $9,18$, respectivamente. Também são apresentadas os fluxos de calor médios por filas e a variação da fila i para a fila $i - 1$, de acordo com a Equação (5.2)

Tabela 5.18: Transferência de calor sob convecção mista: Eficiências superficiais para as simulações realizadas.

Caso	γ	α	u_∞ [m/s]	η_0	
				Alinhado	Desencontrado
Caso 1	8,16	0,702	0,1	0,99	0,98
Caso 2	8,16	0,702	0,2	0,98	0,97
Caso 3	8,16	0,702	0,3	0,96	0,96
Caso 4	8,16	0,702	0,4	0,95	0,95
Caso 5	8,16	0,702	0,5	0,94	0,94
Caso 6	8,16	0,53	0,3	0,99	0,97
Caso 7	8,16	0,79	0,3	0,96	0,96
Caso 8	8,16	0,84	0,3	0,96	0,96
Caso 9	8,16	0,88	0,3	0,96	0,96
Caso 10	5,1	0,702	0,3	1,0	0,99
Caso 11	6,12	0,702	0,3	0,99	0,98
Caso 12	7,14	0,702	0,3	0,97	0,97
Caso 13	9,18	0,702	0,3	0,95	0,94

Tabela 5.19: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e $\gamma = 5,1$.

Fila	$q_{fila}(i)$ [W/m^2]	$q_{fila}(i+1) - q_{fila}(i)$ [W/m^2]	η_{fila}
Fila 1	1266	-	0,95
Fila 2	896	370	0,96
Fila 3	625	270	0,96
Fila 4	458	167	0,97
Fila 5	332	126	0,97
Fila 6	250	82	0,98
Fila 7	174	76	0,99

Tabela 5.20: Convecção mista em arranjos de aletas piniformes: Análise do fluxo de calor e eficiência térmica das aletas por fila para caso com arranjo alinhado, $\alpha = 0,7$, $u_\infty = 0,3$ m/s e $\gamma = 9,18$.

Fila	$q_{fila}(i)$ [W/m^2]	$q_{fila}(i+1) - q_{fila}(i)$ [W/m^2]	η_{fila}
Fila 1	656	-	0,86
Fila 2	486	171	0,88
Fila 3	366	120	0,89
Fila 4	281	85	0,91
Fila 5	218	63	0,93
Fila 6	168	51	0,94
Fila 7	129	38	0,95

Verifica-se que, para o caso com menor razão de aspecto, as eficiências de todas as fileiras foram acima de 0,95, ou seja, com temperaturas homogêneas ao longo do comprimento das aletas. Entretanto, o fluxo de calor trocado teve uma grande diferença ao longo das fileiras, onde as primeiras fileiras trocam até 10 vezes mais que as fileiras mais afastadas da posição de entrada de ar, devido ao menor gradiente térmico nesta região.

No caso com maior razão de aspecto, as eficiências médias das aletas mais próximas da entrada foram de 0,86, enquanto que as fileiras mais afastadas da entrada de 0,95, mostrando uma diferença significativa de eficiência térmica ao longo do comprimento do túnel de vento. Para esta geometria, o fluxo de calor trocado pelas aletas mais próximas da entrada foi 5 vezes maior que o fluxo de calor das fileiras mais afastadas, por terem menor diferença de temperatura entre as aletas e o ar.

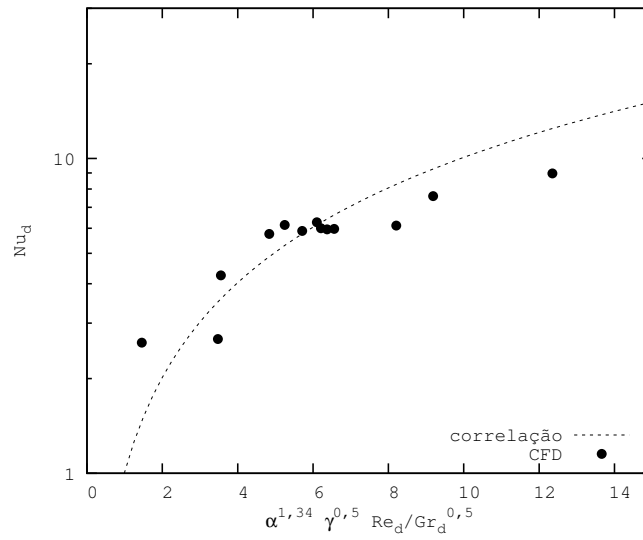
De acordo com os resultados simulados, em ambas as geometrias, a partir da quinta fileira de aletas que se observa o fluxo de calor tendendo a um comportamento assintótico ao longo do comprimento do túnel de vento.

5.2.4 Validação dos resultados de CFD com as correlações do estudo experimental

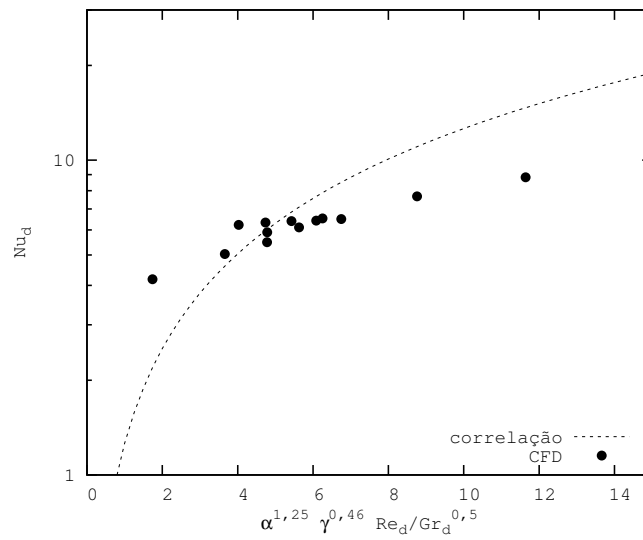
A Figura 5.47 compara os resultados simulados para Nu_d e os valores obtidos das correlações desenvolvidas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] para ambos os arranjos de aletas piniformes descritas nas equações (3.20) e (3.21). Observou-se que a maioria das diferenças entre correlações e resultados simulados estiveram dentro de um erro de 20 %.

Entretanto, nota-se que os resultados simulados para Nu_d foram menores que os resultados dados pelas correlações de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] para as menores velocidades de entrada (menores valores da abscissa), enquanto que foram maiores que os resultados da correlação para as maiores velocidades de entrada (maiores valores da abscissa). Este comportamento foi observado para ambos os arranjos.

Esta discrepância observada entre resultados simulados e das correlações para valores de Nu_d podem ser atribuídas ao procedimento experimental empregado por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor dado pela Equação (3.19). Para esta determinação, DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] usaram a temperatura a jusante da aleta baseado em medições locais logo após a aleta de pinos, posições as quais não foram reportadas pelos autores. No procedimento numérico a temperatura a jusante da aleta foi medida como uma média ponderada pela vazão mássica na área de saída, a qual representa a temperatura considerando o ganho de calor sensível ao passar pela aleta, o qual é



(a)



(b)

Figura 5.47: Comparação entre resultados simulados com resultados de Nu_d da correlação de [3] para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.

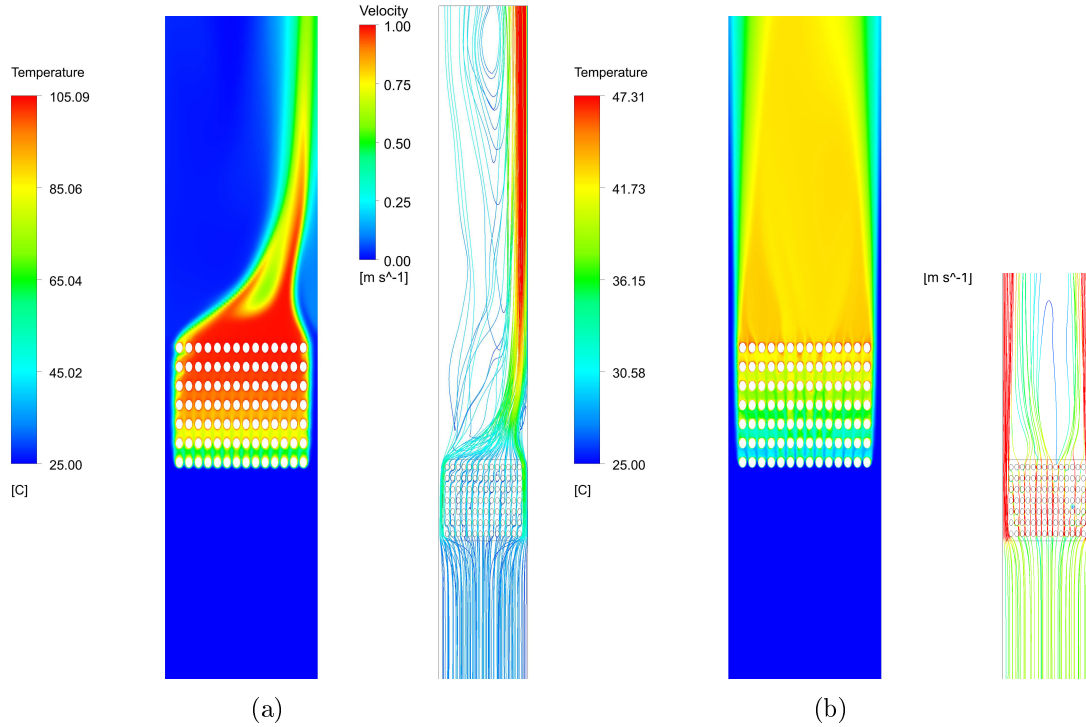


Figura 5.48: Contornos de temperatura no plano central e linhas de corrente para arranjo alinhado, $\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$ e (a) $u_\infty = 0,1 \text{ m/s}$ e (b) $u_\infty = 0,5 \text{ m/s}$.

sempre igual ao valor de fluxo de calor imposto na condição de contorno.

A Figura 5.48 mostra o perfil de temperatura no plano central do túnel de vento e linhas de corrente para o arranjo alinhado nas simulações com $u_\infty = 0,1$ e $0,5 \text{ m/s}$. Pode-se observar que, devido ao baixo valor do número de Reynolds, o escoamento tem pouca mistura de fluido neste experimento. Devido a estas características do escoamento resultante, a temperatura a jusante do experimento pode ser afetada pela posição escolhida para a sua medição, fazendo com que o valor experimental calculado para h seja dependente da posição a jusante na qual T_o é medida.

Assim como mostrado na Figura 5.34, quanto menor o valor da velocidade de entrada, maior o valor da resistência térmica da aleta e, conseqüentemente, maior é a temperatura da superfície da aleta. Para $u_\infty = 0,1 \text{ m/s}$, quando se tem a maior temperatura das aletas e a menor a velocidade do escoamento (maiores valores de Gr_d/Re_d^2), as forças de empuxo se tornam mais significantes, resultando na formação de uma pluma atrás da aleta, a qual gera uma grande zona de recirculação que se estende até a saída. Este comportamento pode ser visualizado na Figura 5.48(a).

Para os casos com maior velocidade de entrada, a temperatura das aletas é menor e as forças inerciais existentes são mais relevantes em relação às forças de empuxo (menores valores de Gr_d/Re_d^2), gerando uma menor zona de recirculação atrás do dissipador térmico. A Figura 5.48(b) ilustra o perfil de velocidades para este caso.

A Equação (5.3) [73] descreve um coeficiente de variância do perfil de tempera-

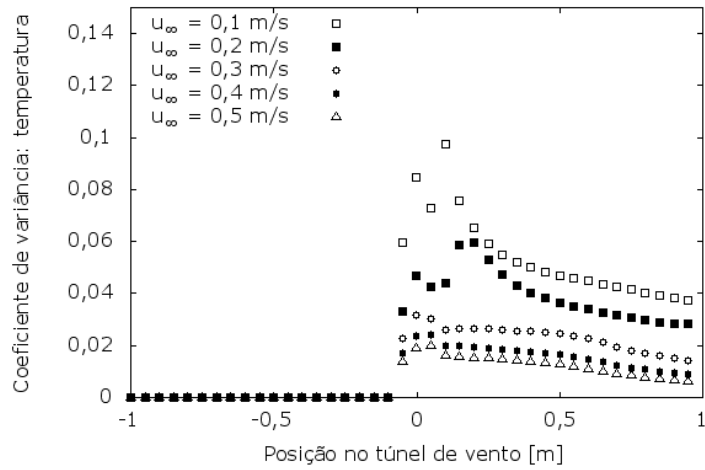
tura medido em uma seção reta do escoamento. Quando o perfil de temperatura for completamente homogêneo no plano, o valor de C_V é zero e, quanto maior for a não uniformidade, maior o valor de C_V . Para avaliar a uniformidade do perfil de temperatura ao longo do comprimento do túnel de vento, para os casos apresentados em função da velocidade de entrada, foram calculados os valores de C_V em seções retas em diferentes posições axiais. A Figura 5.49 apresenta esta análise para ambos os arranjos de aleta.

$$C_V = \left[\frac{1}{A} \int_A \left(\frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} \right)^2 dA \right]^{0,5} \quad (5.3)$$

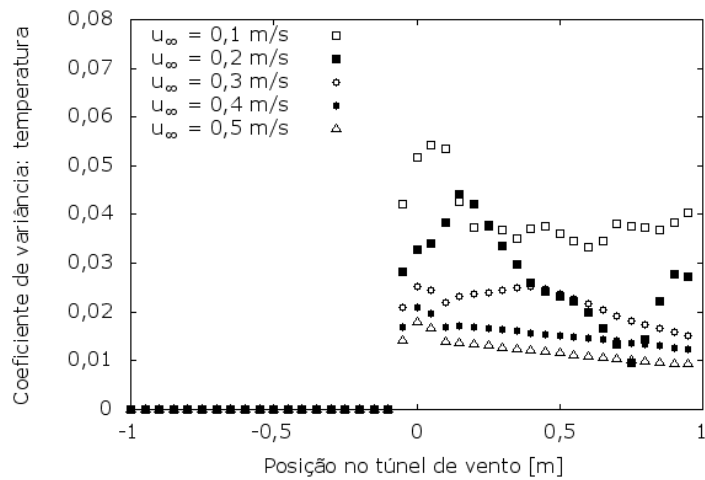
Nota-se que, conforme esperado, quanto maior o valor da velocidade de entrada, maior a uniformidade. Isto era esperado pois, quanto maior a velocidade, maior o número de Reynolds e maiores são os efeitos da turbulência no escoamento. Uma das características da turbulência é o aumento da difusão e, desta maneira, tem-se uma maior homogeneidade da temperatura. Além disto, devido aos efeitos de convecção natural para os casos de menor velocidade, foi observada uma pluma com maior temperatura (pode ser observada na Figura 5.48), a qual acarreta em grande heterogeneidade do perfil de temperatura em cada posição axial no túnel de vento. Portanto, conclui-se que a posição da medição de temperatura da jusante da aleta é uma informação crítica para a análise deste sistema.

Para melhor analisar os efeitos da posição de medida da temperatura de saída do ar, de forma a avaliar a influência desta de maneira quantitativa, foram calculados os coeficientes convectivos de transferência de calor utilizando a Equação 3.19, porém utilizando a temperatura a jusante como uma temperatura média na área transversal em diferentes posições axiais ao longo do túnel de vento. A Figura 5.50 mostra esta análise para ambos os arranjos.

A Figura 5.50 claramente mostra que o valor de Nu_d aparente, calculado usando uma temperatura local a jusante da aleta, depende da posição em que esta temperatura média está sendo avaliada. Esta dependência é maior para o menor valor de velocidade de entrada de ar (menores valores da abcissa) devido à pior mistura nestas condições, na qual os valores de Nu_d foram subestimados, ou seja, pode ser interpretado como um menor ganho aparente de calor sensível pela corrente de ar quando calculado utilizando uma média na área. Para as maiores velocidades do ar, o escoamento depois do arranjo de aleta é não-uniforme (ver variância na Figura 5.49) e as diferenças entre as temperaturas média na área ou média ponderada pela vazão mássica são as responsáveis por superestimar os valores de Nu_d para estas condições, o que pode ser interpretado como um maior ganho de calor sensível pela corrente de ar.

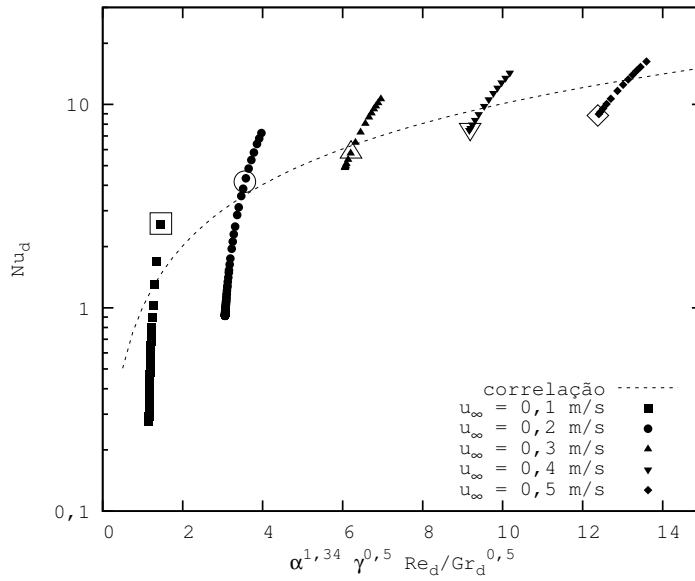


(a)

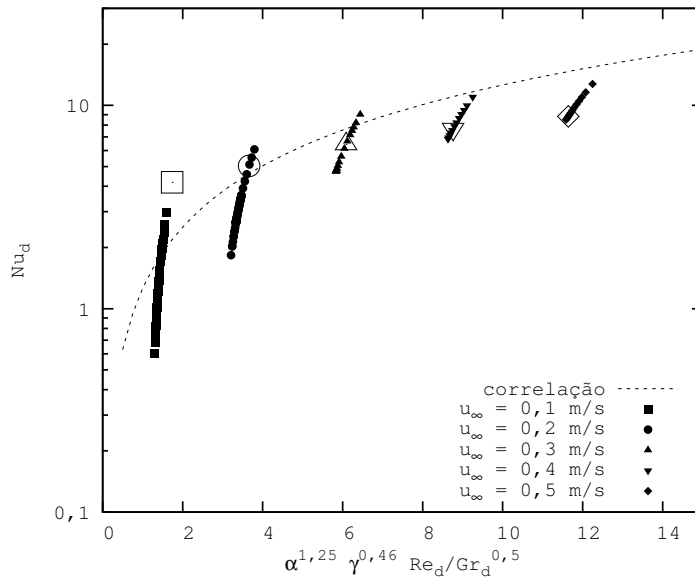


(b)

Figura 5.49: Coeficiente de uniformidade para a temperatura ao longo do comprimento do túnel de vento para (a) alinhado e (b) desencontrado ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).



(a)



(b)

Figura 5.50: Comparação entre valores de Nu_d estimados das correlações de [3] e valores de Nu_d calculados utilizando temperaturas a jusante calculadas como médias na área em diferentes posições axiais para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).

A grande variação observada para os valores de Nu_d em relação à diferentes posições axiais pode explicar as principais diferenças na predição de Nu_d entre o modelo numérico e as correlações desenvolvidas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3]. As diferentes tendências observadas para os resultados mostrados na Figura 5.50, podem ser explicadas pela Figura 5.51, a qual ilustra a transferência de calor calculada por $\dot{m}c_p(T_o - T_i)$ ao longo do comprimento do túnel de vento usando T_o como a média em área, em comparação com a taxa de calor incluída na condição de contorno.

Pode-se observar que, para as simulações em que a velocidade de entrada é menor que $u_\infty = 0,3$ m/s o valor da taxa de calor calculada é superior ao imposto na condição de contorno, devido a uma temperatura média sempre menor que o valor calculado pela média ponderada pela vazão mássica. Além disto, verificou-se que para as simulações quando a velocidade de entrada é maior que $u_\infty = 0,3$ m/s, o calor resultante é inferior ao prescrito no modelo, pois as temperaturas medidas localmente são superiores à média mássica.

5.2.5 Desenvolvimento de novas correlações para a aleta de pinos sob convecção mista

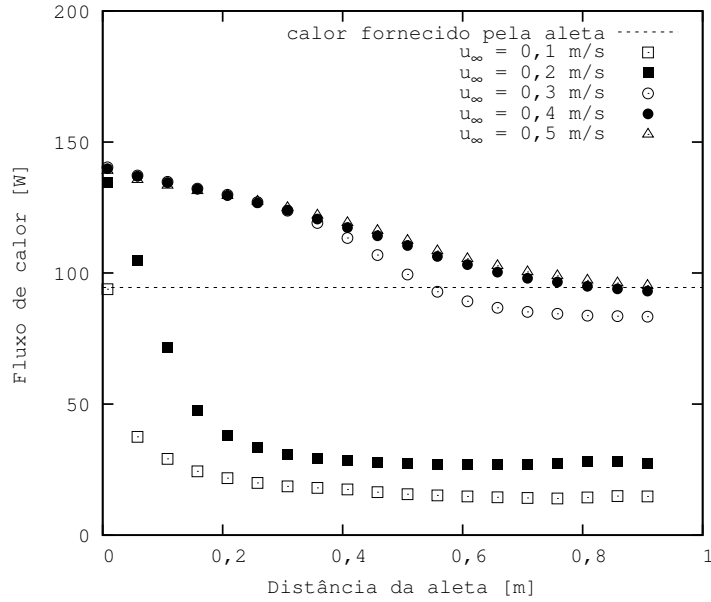
De acordo com as discussões apresentadas, acredita-se que os resultados de Nu_d usados para propor as correlações apresentadas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] pode ter sido influenciado pelo procedimento utilizado para medida de T_o , o qual foi avaliado como de suma importância para cálculo da taxa de calor fornecida ao sistema, em regime de convecção mista.

Apesar do pequeno número de simulações de CFD, os resultados obtidos satisfazem o balanço de energia global do sistema. Portanto, novas correlações foram propostas para prever os valores de Nusselt sob convecção mista, tendo em conta os parâmetros geométricos (γ e α) e números de Reynolds e Grashof. Para estas correlações, foram levadas em consideração os resultados de simulação utilizando valores de temperaturas médias mássicas na saída do túnel de vento, o qual corresponde ao mesmo calor incluído na condição de contorno. De acordo com os resultados obtidos pelas simulações, as correlações propostas estão apresentadas na seguinte forma:

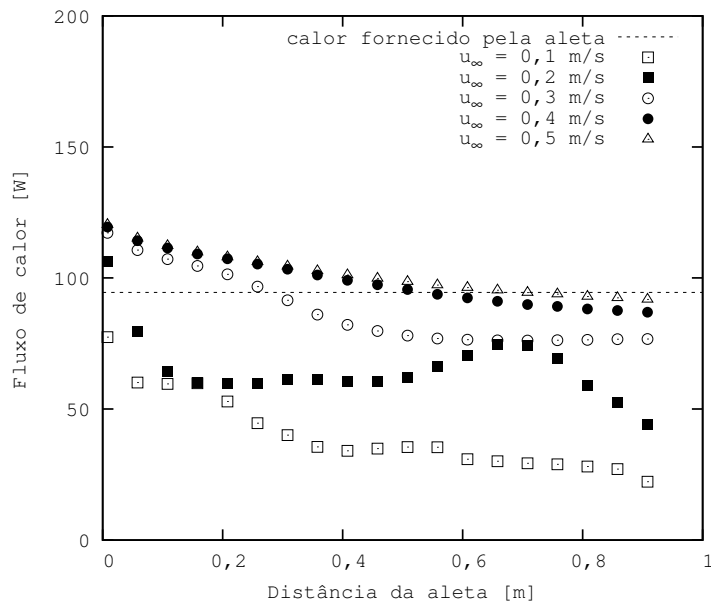
$$Nu_d = c_1 + \gamma^{c_2}(1 - \alpha)^{c_3} \frac{Re_d}{Gr_d^{0,5}} \quad (5.4)$$

que mantém a relação $\frac{Re_d}{Gr_d^{0,5}}$ como parâmetro. Além disso, devido ao erro observado no experimento, não há a curvatura da correlação e um valor para Reynolds tendendo a zero é necessário para o ajuste.

Para obter a estimativa dos valores dos parâmetros da Equação (5.4), o método



(a)



(b)

Figura 5.51: Transferência de calor calculada por $\dot{m}c_p(T_o - T_i)$ versus distância da aleta para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado ($\alpha = 0,702$, $\gamma = 8,16$).

Tabela 5.21: Constantes da correlação desenvolvida para os arranjos alinhado e desencontrado na equação (5.4).

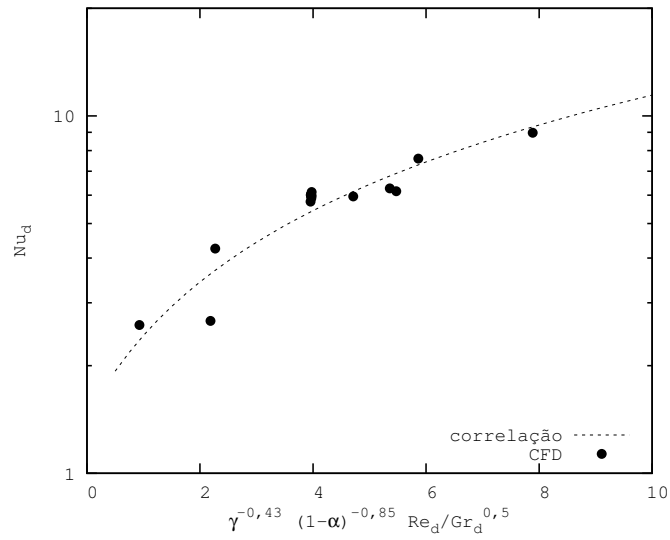
Parametro	Alinhado	Desencontrado
c_1	$1,43 \pm 0,89$	$3,30 \pm 0,33$
c_2	$-(0,43 \pm 0,28)$	$-(0,38 \pm 0,10)$
c_3	$-(0,85 \pm 0,31)$	$-(0,49 \pm 0,12)$

dos mínimos quadrados foi utilizado, minimizando a diferença dos erros relativos entre os valores preditos e simulados, usando o software Statistica®.

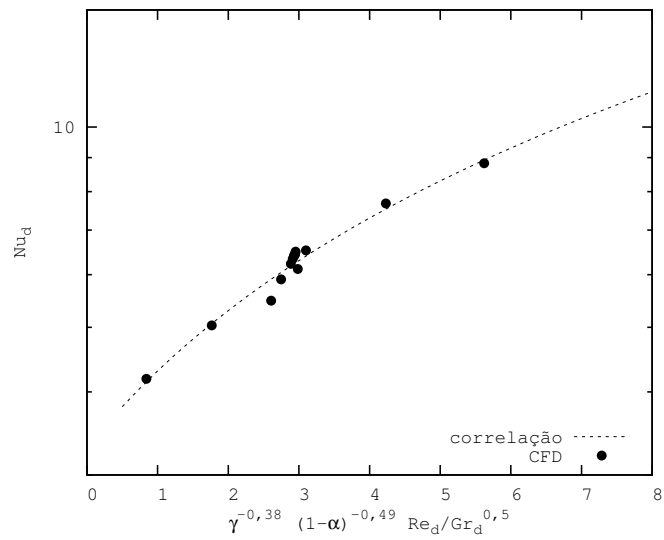
A Tabela 5.21 apresenta os parâmetros da correlação apresentada na Equação (5.4) para ambos os arranjos, com intervalo de confiança de 95 %. Para o arranjo alinhado, a correlação obtida teve um coeficiente de determinação (R^2) de 0,88, enquanto que para o arranjo desencontrado o coeficiente de determinação obtido é de 0,97. Estas correlações são válidas para $0,02 \leq Gr_d/Re_d^2 \leq 1,50$ ($0,8 \leq Re_d/Gr_d^{0,5} \leq 7,1$) e $Pr \approx 0,7$.

Estes valores de coeficiente de determinação relativamente baixos são devidos ao pequeno número de dados simulados nesta análise. Destaca-se a importância de realizar um planejamento de experimentos de forma que os dados dos parâmetros de entrada (α , γ e u_∞) tenham coeficientes de correlação entre si baixos. Ressalta-se que o planejamento das simulações neste trabalho foi elaborado para obter informações fluidodinâmicas do escoamento para análise da transferência de calor, sem preocupação com a obtenção de novas correlações.

A Figura 5.52 apresenta comparações entre resultados de CFD e resultados da correlação proposta.



(a)



(b)

Figura 5.52: Comparação entre resultados simulados com resultados de Nu_d das correlações desenvolvidas para arranjo (a) alinhado e (b) desencontrado.

Capítulo 6

Conclusões e sugestões

6.1 Conclusões

Um modelo de fluidodinâmica computacional foi proposto para prever a transferência de calor em superfícies com aletas na forma de pinos elípticos, em diferentes configurações geométricas, sob regime de convecção forçada e convecção mista. Os valores experimentais de YANG *et al.* [2] para o coeficiente convectivo de transferência de calor e as correlações desenvolvidas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] para os valores de número de Nusselt foram utilizados para a validação do modelo numérico proposto. Destaca-se que ambos os casos apresentaram valores similares para $Re_{d,max}$, porém nos experimentos de YANG *et al.* [2] tem-se o regime de convecção forçada, enquanto que DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] os experimentos foram realizados em condições de convecção mista.

Para o estudo realizado com arranjos de aletas piniformes de seção reta elíptica sob convecção forçada, baseado no experimento de YANG *et al.* [2], tem-se que:

- Considerando a abordagem RANS, entre os modelos de turbulência e leis de parede avaliados para análise de transferência de calor, o modelo SST foi o que apresentou melhores resultados em comparação com resultados experimentais.
- Para casos onde o escoamento no interior do túnel de vento é laminar, foi realizada uma comparação entre o modelo SST e laminar, verificando que não houve diferenças significativas entre os casos.
- Os valores numéricos obtidos para o coeficiente convectivo de transferência de calor da aleta mostraram boa concordância com os dados experimentais de YANG *et al.* [2]. As piores concordâncias ocorreram para o menor valor da velocidade de entrada, a qual corresponde a uma condição de escoamento laminar no túnel de vento, o qual leva a uma transição para turbulência na região da aleta.

- Assim como observado no estudo experimental [2], a configuração da aleta com pinos desencontrado gerou maiores valores para o coeficiente convectivo de transferência de calor em relação à configuração alinhada. Isto se deve ao padrão de escoamento formado para esta configuração, na qual observa-se deflexões do escoamento e conseqüentemente melhor mistura do fluido. Além disso, para ambos os arranjos, uma maior densidade de pinos aumentou o número de Nu_d do arranjo de aletas. Isto pode ser explicado pelas maiores velocidades na região da aleta (maiores $Re_{d,max}$) e devido ao escoamento do ar passando entre os pinos com pouca mistura para os casos com menor densidade de pinos.

Com a validação do modelo de fluidodinâmica computacional, foi realizado uma análise com objetivo de comparação dos resultados de CFD com dados das correlações desenvolvidas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3]. A partir dos resultados obtidos, foi concluído que:

- Para as condições experimentais de convecção mista assistida analisadas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], os resultados de simulação mostram um valor mínimo de resistência térmica da aleta para um dado valor de fração de vazios somente para o arranjo alinhado. Foi observado pelos resultados de CFD que isto se deve a uma diminuição da razão do escoamento através do arranjo de aletas para o maior valor de densidade de pinos, aumentando a vazão de ar que contorna o arranjo (*bypass*). Para a geometria com arranjo desencontrado, *bypass* de ar foi observado como sendo menos intenso, e não foi verificado um valor mínimo para a resistência térmica da superfície aletada para a faixa de fração de vazios estudada.
- As simulações de CFD mostraram a ocorrência de deflexões do escoamento para o arranjo desencontrado para baixas velocidades, confirmando este fenômeno como responsável por um melhor desempenho na transferência de calor em comparação com o arranjo alinhado, para menores valores de velocidade.
- A concordância entre os resultados para o número de Nusselt obtidos pelo modelo numérico e os valores das correlações desenvolvidas por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] foi razoável. Observou-se que o uso de uma temperatura logo a jusante da aleta para cálculo do fluxo de calor, conforme descrito no procedimento experimental de DESHMUKH e WARKHEDKAR [3], além de possuir elevada variância para uma mesma posição axial, gera valores incorretos para a taxa de calor dissipado.
- Observou-se que a discrepância observada deve ser devido ao uso por DESHMUKH e WARKHEDKAR [3] desta temperatura local a jusante na deter-

minação experimental do coeficiente de transferência de calor. Esta provável falha na técnica experimental poderia ter sido evitada caso os experimentos fossem desenhados utilizando fluidodinâmica computacional. Portanto, os dados simulados foram utilizados para propor novas correlações para número de Nusselt, Nu_d , para as condições testadas.

6.2 Sugestões

De acordo com as observações realizadas no presente trabalho, são sugeridos trabalhos futuros relacionados ao tema estudado.

- Avaliação da discrepância na predição de Nu_d pelo modelo numérico para baixos valores de Re_{tum} no regime de convecção forçada.
- Simulação de CFD a partir do modelo proposto sob diferentes condições de fração de vazios, razão de aspecto e velocidade de entrada, para desenvolvimento de correlações a partir de um maior volume de dados.
- Estudo do mesmo problema de transferência de calor com diferentes modelos de turbulência: simulação de grandes escalas (LES), modelos de transição, etc.

Referências Bibliográficas

- [1] INCROPERA, F. P., DEWITT, D. P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley and Sons, 2007.
- [2] YANG, K. S., CHU, W. H., CHEN, I. Y., et al. “A comparative study of the airside performance of heat sinks having pin fin configurations”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, pp. 4661–4667, 2007.
- [3] DESHMUKH, P. A., WARKHEDKAR, R. M. “Thermal performance of elliptical pin fin heat sink under combined natural and forced convection”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 50, pp. 61–68, 2013.
- [4] ANSYS. *ANSYS Documentation, Release 15.0*. ANSYS Inc., 2014.
- [5] BEJAN, A., KRAUS, A. D. *Heat transfer handbook*. John Wiley and Sons, 2003.
- [6] PIERSON, O. L. “Experimental Investigation of the Influence of Tube Arrangement on Convection Heat Transfer and Flow Resistance in Cross Flow of Gases Over Tube Banks”, *Transactions of ASME*, v. 59, pp. 563–572, 1937.
- [7] HUGE, E. C. “Experimental Investigation of Effects of Equipment Size on Convection Heat Transfer and Flow Resistance in Cross Flow of Gases Over Tube Banks”, *Transactions of ASME*, v. 59, pp. 573–581, 1937.
- [8] KHAN, W. A. “Modeling of Fluid Flow and Heat Transfer for Optimization of Pin-Fin Heat Sinks”. .
- [9] NAGARANI, N., MAYILSAMY, K., MURUGESAN, A., et al. “Review of utilization of extended surfaces in heat transfer problems”, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 29, pp. 604–613, 2014.
- [10] TAHSEEN, T. A., ISHAK, M., RAHMAN, M. M. “An overview on thermal and fluid flow characteristics in a plain plate finned and un-finned tube banks heat exchanger”, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 43, pp. 363–380, 2015.

- [11] ZUKAUSKAS, A. “Heat Transfer from Tubes in Crossflow”, *Advances in Heat Transfer*, v. 8, pp. 93–160, 1972.
- [12] BRIGHAM, B. A., VANFOSSSEN, G. J. “Length-to-Diameter Ratio and Row Number Effects in Short Pin Fin Heat Transfer”, *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines*, v. 106, pp. 241–245, 1984.
- [13] CHAPMAN, C. L., LEE, S. “Thermal performance of an elliptical pin fin heat sink”. In: *10th IEEE Semi-Therm*, pp. 25–31, San Jose, June 1994. IEEE.
- [14] LI, Q., CHEN, Z., FLECHTNER, U., et al. “Heat transfer and pressure drop characteristics in rectangular channels with elliptic pin fins”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 19, pp. 245–250, 1998.
- [15] DOGRUOZ, M. B., URDANETA, M., ORTEGA, A. “Experiments and modeling of the hydraulic resistance and heat transfer of in-line square pin fin heat sinks with top by-pass flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 48, pp. 5058–5071, 2005.
- [16] KHAN, W. A., CULHAM, J. R., YOVANOVICH, M. M. “Effect of Bypass on Overall Performance of Pin-Fin Heat Sinks”. In: *9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, pp. 1–1, San Francisco, June 2006. AIAA.
- [17] LAWSON, S. A., THRIFT, A. A., THOLE, K. A., et al. “Heat transfer from multiple row arrays of low aspect ratio pin fins”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 54, pp. 4099–4109, 2011.
- [18] MOUSA, M. G. “Thermal performance of pin fin heat sink subject in magnetic field inside rectangular channels”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 44, pp. 138–146, 2013.
- [19] JOO, Y., KIM, S. J. “Comparison of thermal performance between plate-fin and pin-fin heat sinks in natural convection”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 83, pp. 345–356, 2015.
- [20] CHINGULPITAK, S., WONGWISES, S. “A review of the effect of flow directions and behaviors on the thermal performance of conventional heat sinks”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 51, pp. 10–18, 2015.
- [21] GRIMISON, E. D. “Correlation and Utilization of New Data on Flow Resistance and Heat Transfer for Crossflow of Gases Over Tube Banks”, *Transaction of the ASME*, v. 59, pp. 583–594, 1937.

- [22] JACOB, M. “Heat Transfer and Flow Resistance in Crossflow of Gases Over Tube Banks”, *Transaction of ASME*, v. 60, pp. 384–386, 1938.
- [23] CHYU, M., HSING, Y. C., SHIH, T. I. P. “Heat Transfer Contributions of Pins and EndWall in Pin-Fin Arrays: Effects of Thermal Boundary Condition Modeling”, *Journal of Turbomachinery*, v. 121, pp. 257–263, 1999.
- [24] TAHAT, M., KODAH, Z. H., JARRAH, B. A., et al. “Heat transfers from pin-fin arrays experiencing forced convection”, *Applied Energy*, v. 67, pp. 419–442, 2000.
- [25] JENG, T. M., TZENG, S. C. “Pressure drop and heat transfer of square pin-fin arrays in in-line and staggered arrangements”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, pp. 2364–2375, 2007.
- [26] DESHMUKH, P. A., WARKHEDKAR, R. M. “Thermal performance of pin fin heat sinks: a review of literature”, *International Review of Mechanical Engineering*, v. 4, pp. 726–732, 2011.
- [27] KOBUS, C. J., OSHIO, T. “Development of a theoretical model for predicting the thermal performance characteristics of a vertical pin-fin array heat sink under combined forced and natural convection with impinging flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 48, pp. 1053–1063, 2005.
- [28] KOBUS, C. J., OSHIO, T. “Predicting the thermal performance characteristics of staggered vertical pin fin array heat sinks under combined mode radiation and mixed convection with impinging flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 48, pp. 2684–2696, 2005.
- [29] HUANG, R. T., SHEU, X. W. J., WANG, C. C. “Orientation effect on natural convective performance of square pin fin heat sinks”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 51, pp. 2368–2376, 2008.
- [30] PANDIT, J., THOMPSON, M., EKKAD, S. V., et al. “Effect of pin fin to channel height ratio and pin fin geometry on heat transfer performance for flow in rectangular channels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 77, pp. 359–368, 2014.
- [31] BHUTTA, M. M. A., HAYAT, N., BASHIR, M. H., et al. “CFD applications in various heat exchangers design: A review”, *Applied Thermal Engineering*, v. 32, pp. 1–12, 2012.

- [32] ROLLET-MIET, P., LAURENCE, D., FERZIGER, J. “LES and RANS of turbulent flow in tube bundles”, *International Journal Heat Fluid Flow*, v. 20, pp. 241–254, 1999.
- [33] BENHAMADOUCHE, S., LAURENCE, D. “LES, coarse LES and transient RANS comparisons of the flow across a tube bundle”, *International Journal of Heat Fluid Flow*, v. 24, pp. 470–479, 2003.
- [34] MOULINEC, C., POURQUIE, M. J., BOERSMA, B. J., et al. “Direct numerical simulation on a Cartesian mesh of the flow through a tube bundle”, *International Journal of Computational Fluid Mechanical*, v. 18, pp. 1–14, 2004.
- [35] RIDLUAN, A., TOHUHIRO, A. “Benchmark simulation of a turbulent flow through a staggered tube bundle to support CFD as a reactor design tool. Part II: URANS CFD simulation”, *Nuclear Science Technology*, v. 45, pp. 1305–1315, 2008.
- [36] JANG, J. Y., WU, M. C. “Numerical and experimental studies of threedimensional plate-fin and tube heat exchangers”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 39, pp. 3057–3066, 1996.
- [37] SOODPHAKDEE, D., BEHNIA, M., COPELAND, D. W. “A Comparison of Fin Geometries for Heatsinks in Laminar Forced Convection: Part I - Round, Elliptical, and Plate Fins in Staggered and In-Line Configurations”, *The International Journal of Microcircuits and Electronic Packaging*, v. 24, pp. 68–76, 2014.
- [38] SAHITI, N., DURST, F., GREMIA, P. “Selection and Optimization of Pin Cross-Section for Electronics Coolings”, *Applied Thermal Engineering*, v. 27, pp. 111–119, 2007.
- [39] DELIBRA, G., HANJALIC, K., BORELLO, D., et al. “Vortex structures and heat transfer in a wall-bounded pin matrix: LES with a RANS wall-treatment”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 31, pp. 740–753, 2010.
- [40] NAPHON, P., SOOKKASEM, A. “Investigation on heat transfer characteristics of tapered cylinder pin fin heat sinks”, *Energy Conversion and Management*, v. 48, pp. 2671–2679, 2007.
- [41] YANG, Y. T., PENG, H. S. “Numerical study of the heat sink with un-uniform fin width designs”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 52, pp. 3473–3480, 2009.

- [42] SHIH, T. I. P., RAMACHANDRAN, S. G., CHYU, M. “Time-accurate CFD conjugate analysis of transient measurements of the heat-transfer coefficient in a channel with pin fins”, *Propulsion and Power Research*, v. 2, pp. 10–19, 2013.
- [43] YANG, Y. T., LIN, S. C., WANG, Y. H., et al. “Numerical simulation and optimization of impingement cooling for rotating and stationary pin-fin heat sinks”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 44, pp. 383–393, 2013.
- [44] BILIRGEN, H., DUNBAR, S., LEVY, E. K. “Numerical modeling of finned heat exchangers”, *Applied Thermal Engineering*, v. 61, pp. 278–288, 2013.
- [45] MITRE, J. F., SANTANA, L. M., DAMIAN, R. B., et al. “Numerical study of turbulent heat transfer in 3D pin-fin channels: Validation of a quick procedure to estimate mean values in quasi-periodic flows”, *Applied Thermal Engineering*, v. 30, pp. 2796–2803, 2010.
- [46] RAO, Y., XU, Y., WAN, C. “An experimental and numerical study of flow and heat transfer in channels with pin fin-dimple and pin fin arrays”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 38, pp. 237–247, 2012.
- [47] DIANI, A., MANCIN, S., ZILIO, C., et al. “An assessment on air forced convection on extended surfaces: Experimental results and numerical modeling”, *International Journal of Thermal Sciences*, v. 67, pp. 120–134, 2013.
- [48] TALER, D., OCLON, P. “Determination of heat transfer formulas for gas flow in fin-and-tube heat exchanger with oval tubes using CFD simulations”, *Chemical Engineering and Processing*, v. 83, pp. 1–11, 2014.
- [49] TALER, D., OCLON, P. “Thermal contact resistance in plate fin-and-tube heat exchangers, determined by experimental data and CFD simulations”, *International Journal of Thermal Sciences*, v. 84, pp. 309–322, 2014.
- [50] LANGTRY, R. B., MENTER, F. R. “Transition modeling for general CFD applications in aeronautics”, *AIAA-Journal*, 2005.
- [51] BHUIYAN, A. A., AMIN, M. R., ISLAM, A. K. M. S. “Three-dimensional performance analysis of plain fin tube heat exchangers in transitional regime”, *Applied Thermal Engineering*, v. 50, pp. 445–454, 2013.
- [52] WANG, C. C., CHANG, Y., HSIEH, Y. C., et al. “Sensible heat and friction characteristics of plate fin-and-tube heat exchangers having plane fins”, *International Journal of Refrigeration*, v. 19, pp. 223–230, 1996.

- [53] AL-DAMOOK, A., KAPUR, N., SUMMERS, J. L., et al. “An experimental and computational investigation of thermal air flows through perforated pin heat sinks”, *Applied Thermal Engineering*, v. 89, pp. 365–376, 2015.
- [54] ROUTA, S. K., THATOIA, D. N., ACHARYAA, A. K., et al. “CFD supported performance estimation of an internally finned tube heat exchanger under mixed convection flow”, *Procedia Engineering*, v. 38, pp. 585–597, 2012.
- [55] LI, X., WU, X., HE, S. “Numerical investigation of the turbulent cross flow and heat transfer in a wall bounded tube bundle”, *International Journal of Thermal Sciences*, v. 75, pp. 127–139, 2014.
- [56] STANDARD, A. *Standard Methods for Laboratory Air-flow Measurement*. American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers Inc, 1987.
- [57] MOFFAT, R. J. “Describing the uncertainties in experimental results”, *Exp. Thermal and Fluid Sci*, v. 1, pp. 3–17, 1988.
- [58] POPE, S. B. *Turbulent Flows*. 1 ed. Cambridge, Cambridge University Press, 2000.
- [59] WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. 2 ed. La Cañada, California, DCW Industries, 2000.
- [60] LAUDER, B. E., SPALDING, B. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press, 1972.
- [61] SHIH, T. H., W W LIOU, A. S., YANG, Z., et al. “A New k-epsilon Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation”, *Computers Fluids*, v. 24, n. 3, pp. 227–238, 1995.
- [62] MENTER, F. R. “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications”, *AIAA-Journal*, v. 32, n. 8, pp. 1598–1605, 1994.
- [63] MENTER, F. “Elements of Industrial Heat Transfer Predictions”. In: *XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp. 1–1, Uberlandia, November 2001. COBEM.
- [64] MENTER, F. R., KUNTZ, M., LANGTRY, R. “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”, *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, v. 4, 2003.

- [65] MENTER, F. R., LANGTRY, R. B., LIKKI, S. R., et al. “A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables: Part I ? Model Formulation”. In: *ASME Turbo Expo 2004: Power for Land, Sea, and Air*, pp. 57–67, Vienna, June 1994. ASME.
- [66] LAUNDER, B. E., SPALDING, D. B. “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 3, 1974.
- [67] WOLFSHTEIN, M. “The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 12, pp. 301–318, 1969.
- [68] CHEN, C. H., PATEL, V. C. “Near Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation”, *AIAA Journal*, v. 26, pp. 641–648, 1988.
- [69] KADER, B. “Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 24, pp. 1541–1544, 1993.
- [70] JORGEN, T. “Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows”. .
- [71] MALISKA, C. *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional*. LTC, 2004.
- [72] MENTER, F. R., VIESER, W., ESCH, T. *Heat Transfer Predictions using Advanced Two-Equation Turbulence Models*. Cfx-validation report, CFX-VAL10/0602, 2002.
- [73] OLUJIC, Z., ALI, A. M., JANSENS, P. J. “Effect of the initial gas maldistribution on the pressure drop of structured packings”, *Chemical Engineering and Processing*, v. 43, pp. 465–476, 2004.