

Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

**CONVECÇÃO MISTA EM PAINÉIS
FOTOVOLTAICOS**

João Gabriel Gomes de Oliveira

Orientador: Taygoara Felamingo de Oliveira

Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas

Publicação: ENM-DM 295/2018

Brasília-DF: 08/2018

Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

CONVECÇÃO MISTA EM PAINÉIS FOTOVOLTAICOS

João Gabriel Gomes de Oliveira

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE
ENGENHARIA MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA
UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM
CIÊNCIAS MECÂNICAS.**

Aprovada por:

Taygoara Felamingo de Oliveira, Prof. Dr., UnB

(Orientador)

Antonio Cesar Pinho Brasil Junior, Prof. Dr., UnB

(Examinador Interno)

Aristeu da Silveira Neto, Prof. Dr., UFU

(Examinador Externo)

Mario Benjamim Baptista de Siqueira, Prof. Dr., UnB

(Examinador Suplente)

Brasília-DF, 27 agosto de 2018.

FICHA CATALOGRÁFICA

Oliveira, João Gabriel Gomes

CONVECÇÃO MISTA EM PAINÉIS FOTOVOLTAICOS/ João Gabriel Gomes de Oliveira; orientador Taygoara Felamingo de Oliveira. – Brasília, 2018.

79p.

Dissertação (Mestrado – Mestrado em Ciências Mecânicas) – Universidade de Brasília, 2018.

1. Transferência térmica por convecção. 2. Dinâmica dos fluidos computacional.
3. Painel fotovoltaico. 4. Placa plana inclinada. I. Orientador. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

Gomes, J. G. O. (2018). CONVECÇÃO MISTA EM PAINÉIS FOTOVOLTAICOS. Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas, Publicação ENM-DM 295/2018, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 79p.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: João Gabriel Gomes de Oliveira

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO: CONVECÇÃO MISTA EM PAINÉIS FOTOVOLTAICOS

GRAU/ANO: Mestre/ 2018

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

João Gabriel Gomes de Oliveira

CSB 04, lote 05, ap. 406 – Taguatinga

72015-545, Taguatinga - DF, Brasil

joao_unb_enm@hotmail.com

Dedico este trabalho à minha mãe, Aparecida Gomes, que apesar das dificuldades sempre me apoiou durante todas as etapas da minha vida e proporcionou os meios necessários para que eu pudesse alcançar os meus objetivos.

AGRADECIMENTOS

À minha mãe, Aparecida Gomes, por acreditar em mim e está sempre presente.

Aos meus irmãos, Andrey Gomes e Juan Gomes e aos meus primos, Victor Mateus e André Vidal pela força e parceria em todos os momentos da minha vida.

À minha mãe de consideração, Suely Pereira, pela preocupação e cuidado comigo.

Ao meu pai, João dos Passos, pela ajuda na minha formação mesmo estando distante.

A toda minha família e amigos, especialmente ao Rodrigo Honório, Pedro Paulo e ao Pedro Muarramuassa, pelo apoio e incentivo incondicional.

A todos, que de alguma forma, contribuíram para minha formação.

Ao meu orientador, Professor Taygoara de Oliveira, pela oportunidade, atenção, orientação e incentivo na elaboração do presente trabalho.

Ao Professor Antonio Brasil Junior, pelo suporte na elaboração deste trabalho.

Aos colegas integrantes do Laboratório de Energia e Ambiente (LEA) pelo companheirismo e apoio ao estudo de Dinâmica de Fluidos Computacional.

Ao corpo docente do Programa de Pós-Graduação em Ciências Mecânicas da Universidade de Brasília pelos momentos dedicados e ensinamentos.

À Universidade de Brasília pelo auxílio financeiro na participação dos congressos: 24th ABCM International Congress of Mechanical Engineering (COBEM2017) e XXII Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica (CNIM2018).

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo benefício da bolsa de estudo durante o mestrado.

À Fundação de Apoio a Pesquisa do Distrito Federal (FAPDF) pelo auxílio financeiro na participação dos congressos: Congresso Nacional de Engenharia Mecânica (CONEM2016) e XXII Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica (CNIM2018).

RESUMO

Um estudo numérico da transferência térmica por convecção natural, forçada e mista em um painel fotovoltaico inclinado, em regime laminar e turbulento, foi realizado. Este painel é formado por um conjunto de 16 módulos solares de 1 m (comprimento) x 0,5 m (largura). As equações do modelo matemático foram resolvidas numericamente pelo Método dos Volumes Finitos, utilizando ferramentas CFD. A metodologia RANS foi aplicada para realizar as simulações numéricas do escoamento em regime turbulento, utilizando o modelo de turbulência SST. O modelo numérico foi validado por meio de ensaios experimentais e correlações empíricas presentes na literatura que estimam a transferência térmica em placas planas inclinadas. Os resultados numéricos da transferência térmica por convecção natural, forçada e mista nas superfícies (superior e inferior) do painel fotovoltaico são apresentados relacionando o número de Nusselt com os números de Rayleigh, Reynolds e de Richardson, respectivamente. Foi observado que as correlações empíricas de placa plana vertical em regime de convecção natural (condições de vento nulo) e escoamento laminar podem ser utilizadas para uma placa inclinada até 80° com relação a vertical se a componente da gravidade paralela à placa for usada no cálculo do número de Rayleigh. Entretanto, para escoamento turbulento apresentam incerteza de até 25% devido à amplificação de instabilidades térmicas e fluidodinâmicas na superfície superior do painel que não são previstas por tais correlações. Também foi verificado que, para placa plana inclinada, os efeitos da convecção mista devem ser considerados para $1 \lesssim Ri \lesssim 60$. Correlações numéricas para estimar a transferência térmica por convecção forçada e mista são propostas para escoamentos com características típicas encontradas em aplicações de painéis fotovoltaicos.

Palavras-chaves: Dinâmica dos fluidos computacional, painel fotovoltaico, placa plana inclinada, transferência térmica por convecção.

ABSTRACT

A numerical study of heat transfer by natural, forced and mixed convection in an inclined photovoltaic panel was accomplished for laminar and turbulent flows. This panel consists of 16 solar modules of 1 m (length) x 0,5 m (width). The mathematical model equations were numerically solved by the Finite Volume Method using CFD tools. The RANS methodology was applied to perform numerical simulations of turbulent flow with the SST turbulence model. The numerical model was validated through experimental assays and comparison with available empirical correlations in the literature that estimate heat transfer in inclined plates. The numerical results of the heat transfer by natural, forced and mixed convection from the upper and bottom surfaces of the photovoltaic panel are presented by relating the Nusselt number to the Rayleigh, Reynolds and Richardson numbers, respectively. It was observed that the empirical correlations of a vertical flat plate in natural convection (zero wind conditions) and laminar flow may be used for a plate inclined up to at least 80° from the vertical position if the component of gravity parallel to the plate is used in the Rayleigh number. However, these empirical correlations might reach up to 25% of uncertainty for turbulent flows due to the amplification of thermal and fluid dynamic instabilities in the upper surface of the panel that are not predicted by such correlations. Furthermore, it was verified for the inclined flat plate that the effects of mixed convection shall be considered for $1 \lesssim Ri \lesssim 60$. Numerical correlations for estimating forced and mixed convection heat transfers are suggested for the flows with typical characteristics encountered in photovoltaic panel applications.

Keywords: Computational Fluid Dynamics, photovoltaic panel, inclined flat plate, convective heat transfer.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1. Potência gerada como função da voltagem de uma célula solar de silício nas temperaturas: 28°C, 40°C, 60°C e 80°C, retirado de Radziemska (2003).	1
Figura 1.2. Balanço de energia em um painel fotovoltaico.	2
Figura 2.1. Desenvolvimento da camada limite térmica e fluidodinâmica sobre uma placa plana isotérmica. Adaptado de Bejan (2003).	10
Figura 2.2. Camada limite laminar sobre uma placa plana vertical aquecida.	13
Figura 2.3. Transição da camada limite de convecção natural em uma placa vertical. Adaptado de Incropera e DeWitt (1998).	16
Figura 2.4. Sistema de coordenadas para placa plana inclinada. Adaptado de Holman (1983).	17
Figura 2.5. Escoamentos gerados pelo empuxo em uma placa inclinada aquecida. Adaptado de Bejan (2003).	17
Figura 2.6. Escalas de comprimento da camada limite ao longo de uma placa vertical aquecida. (a) $Pr \ll 1$, (b) $Pr \gg 1$. Adaptado de Bejan (2003).	20
Figura 2.7. Tipos de escoamento.	24
Figura 3.1. Flutuações de uma grandeza qualquer com o tempo. Adaptado de Holman (1983).	25
Figura 3.2. Ilustração da abordagem do modelo SST. Adaptado de ANSYS (2009).	29
Figura 3.3. Perfil de velocidade junto a uma parede, retirado de Souza et al. (2011).	32
Figura 4.1. Monitoramento de h para simulação da troca convectiva natural em regime turbulento para $T_w = 80^\circ\text{C}$ e $\phi = 20^\circ$	33
Figura 4.2. Objeto de estudo. (a) Módulo fotovoltaico, (b) Painel fotovoltaico.	34
Figura 4.3. Domínio computacional para escoamento laminar.	35
Figura 4.4. Domínio computacional para escoamento turbulento.	35
Figura 4.5. Condições de contorno para convecção natural. (a) Escoamento 2D, (b) Escoamento 3D.	37
Figura 4.6. Condições de contorno para convecção forçada e mista.	38
Figura 4.7. Estudo de malha para escoamento 2D em regime laminar.	38
Figura 4.8. Malha computacional 2D.	39
Figura 4.9. Estudo de malha para escoamento 3D em regime laminar e turbulento.	39

Figura 4.10. Malha computacional para escoamento 3D em regime turbulento. (a) Vista em perspectiva, (b) Vista lateral em corte.	40
Figura 4.11. Placa plana vertical aquecida, $\phi = 90^\circ$	42
Figura 4.12. Aparato experimental. (a) Situado em uma câmara fechada, (b) Desenho 3D. ...	43
Figura 4.13. Ensaio experimental. (a) Aparato experimental, Arduino e termopares localizados dentro da câmara de convecção natural, (b) Fonte e computador.	43
Figura 4.14. Câmara de convecção natural.	44
Figura 4.15. Esquema do experimento.	44
Figura 5.1. Convecção natural em regime laminar para placa inclinada 2D, $\phi = 10^\circ$. (a) Contorno de temperatura, (b) Linhas de corrente de velocidade.	46
Figura 5.2. Convecção natural em regime laminar para placa inclinada 3D, $\phi = 10^\circ$. (a) Contorno de temperatura, (b) Linhas de corrente de velocidade.	47
Figura 5.3. Transferência térmica por convecção natural em regime laminar para placa plana inclinada, $T_w = 80^\circ\text{C}$	47
Figura 5.4. Fluxo de calor sobre a superfície superior da placa para convecção natural em regime laminar. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 50^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 10^\circ$	48
Figura 5.5. Fluxo de calor sobre a superfície inferior da placa para convecção natural em regime laminar. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 50^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 10^\circ$	49
Figura 5.6. Transferência térmica por convecção natural em regime laminar. (a) Escoamento tridimensional, (b) Escoamento bidimensional.	50
Figura 5.7. Contornos de temperatura no plano médio transversal à placa inclinada para convecção natural em regime turbulento. (a) $\phi = 10^\circ$, (b) $\phi = 20^\circ$, (c) $\phi = 25^\circ$, (d) $\phi = 30^\circ$, (e) $\phi = 40^\circ$, (f) $\phi = 60^\circ$. Para ângulos baixos, escoamento secundário começa aparecer sobre a placa com a ejeção de múltiplas plumas.	51
Figura 5.8 Contornos de temperatura em planos transversais sobre a placa inclinada $\phi = 10^\circ$, $T_w = 80^\circ\text{C}$. (a) $x = 0,1$ m, (b) $x = 0,5$ m, (c) $x = 1$ m, (d) $x = 2$ m, (e) $x = 3$ m, (f) $x = 3,5$ m.	52
Figura 5.9. Fluxo de calor sobre a superfície superior para convecção natural em regime turbulento. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 40^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 25^\circ$, (e) $\phi = 20^\circ$, (f) $\phi = 10^\circ$	53
Figura 5.10. Fluxo de calor sobre a superfície inferior para convecção natural em regime turbulento. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 40^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 25^\circ$, (e) $\phi = 20^\circ$, (f) $\phi = 10^\circ$	54
Figura 5.11. Variação do número de Nusselt médio, Nu , para convecção natural em regime turbulento.	55

Figura 5.12. Variação do número de Nusselt médio, Nu , para convecção natural em regime turbulento. Comparação do resultado numérico com as correlações clássicas. (a) Superfície superior, (b) Superfície inferior.	56
Figura 5.13. Sentido do escoamento forçado sobre a placa inclinada.	57
Figura 5.14. Convecção forçada para placa inclinada $\phi = 40^\circ$ e $U_\infty = 2$ m/s. (a) Linhas de corrente de velocidade, (b) Energia cinética turbulenta.	58
Figura 5.15. Variação do número de Nusselt médio, Nu , para convecção forçada em regime turbulento para placa inclinada $\phi = 40^\circ$	59
Figura 5.16. Convecção mista sobre a placa inclinada. (a) Sentido da convecção forçada e natural, (b) Linhas de recirculação.	60
Figura 5.17. Variação do número de Nusselt médio, Nu , para convecção mista em regime turbulento para placa inclinada $\phi = 40^\circ$. (a) Superfície superior da placa, (b) Superfície inferior da placa.	61
Figura 5.18. Determinação do n	61
Figura 5.19. Variação do número de Nusselt médio, Nu , para convecção mista em regime turbulento para placa inclinada $\phi = 40^\circ$. Comparação dos resultados numéricos com as correlações propostas no presente trabalho. (a) Superfície superior da placa, Equação 5.3, (b) Superfície inferior da placa, Equação 5.4.	62
Figura 5.20. Coeficiente de transferência térmica por convecção médio, h , em função da velocidade do escoamento forçado.	63
Figura 5.21. Linhas de corrente de velocidade no plano médio transversal à placa inclinada, $\phi = 40^\circ$, para convecção mista em regime turbulento. (a) $U_\infty = 0,1$ m/s, (b) $U_\infty = 0,3$ m/s, (c) $U_\infty = 0,5$ m/s, (d) $U_\infty = 0,7$ m/s, (e) $U_\infty = 1,1$ m/s, (f) $U_\infty = 1,5$ m/s.	64
Figura 5.22. Vetores velocidade para convecção mista em regime turbulento para $U_\infty = 0,3$ m/s, $T_w = 80^\circ\text{C}$ e $\phi = 40^\circ$	65

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1. Correlações empíricas para placa plana.....	12
Tabela 2.2. Correlações empíricas para placa plana inclinada.	22
Tabela 2.3. Dependência de Gr_{cr} em função da variação de θ	22
Tabela 2.4. Correlações para convecção mista em placa plana vertical.....	24
Tabela 4.1. Especificações computacionais.	34
Tabela 4.2. Propriedades do fluido (ar) avaliadas na temperatura ambiente (ÇENGEL, 2002).	36
Tabela 4.3. Condições de contorno aplicadas ao domínio para convecção natural.....	36
Tabela 4.4. Condições de contorno aplicadas ao domínio para convecção forçada e mista.	37
Tabela 4.5. Espessuras da camada limite térmica.	40
Tabela 4.6. Propriedades do fluido (ar) avaliadas na temperatura de filme (ÇENGEL, 2002).	41
Tabela 5.1. Erros relativos das correlações empíricas.....	57

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

2D	bidimensional
CFD	Compute Fluid Dynamics
Eq.	Equação
Fig.	Figura
FVM	Finite Volume Method
LEA	Laboratório de Energia e Ambiente
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes
SST	Shear Stress Transport
STC	Standard Test Conditions
Tab.	Tabela
3D	tridimensional
UnB	Universidade de Brasília

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos latinos

g	campo gravitacional
R^2	coeficiente de determinação
h	coeficiente de transferência térmica por convecção local
c	calor específico
L	comprimento característico
k_f	condutividade térmica do fluido
R	constante universal dos gases
C, m, n	constantes da correlação empírica
C_μ	constante de calibração do modelo k- ϵ
C_1, C_2	constantes de fechamento do modelo k- ϵ
$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$	constantes utilizadas na equação da transformação de energia turbulenta
x, y, z	direções espaciais coordenadas
y	distância normal à parede
k	energia cinética turbulenta
\dot{q}	fluxo térmico
Gr	número de Grashof
M	número de Mach
Nu	número de Nusselt
Pr	número de Prandtl
Ra	número de Rayleigh
Re	número de Reynolds
Ri	número de Richardson
P	potência
p	pressão
P_k	transporte de turbulência
T	temperatura; tempo total de uma amostragem contendo dados transientes
t	tempo
u	velocidade instantânea; grandeza qualquer do escoamento
u, v, w	velocidades instantâneas segundo as direções x , y e z , respectivamente

u_τ	escala viscosa de velocidade
U	velocidade do escoamento
S_{ij}	tensor taxa de deformação do campo de velocidades instantâneas
$\overline{u_i u_j}$	tensor de Reynolds

Símbolos gregos

ϕ	ângulo de inclinação do painel em relação à horizontal
θ	ângulo de inclinação do painel em relação à vertical
β	coeficiente de expansão volumétrico; constante do modelo k- ω
σ	constante do modelo k- ω
σ_k	constante utilizada na equação do balanço de energia cinética turbulenta
σ_ϵ	constante utilizada na equação da dissipação de energia cinética turbulenta
α	difusividade térmica; constante do modelo k- ω
ϵ	dissipação de turbulência
δ	espessura da camada limite fluidodinâmica
δ_T	espessura da camada limite térmica
δ_u	espessura da subcamada
ω	frequência de turbulência
ρ	massa específica
τ	tensão de cisalhamento
τ_{ij}	tensor das tensões cisalhantes turbulentas
ν	viscosidade cinemática molecular
ν_T	viscosidade cinemática turbulenta
μ	viscosidade dinâmica molecular
μ_T	viscosidade dinâmica turbulenta

Índices

Subscritos

L	baseado no comprimento característico
0	condição inicial

<i>cr</i>	condição crítica
∞	condições na corrente livre
<i>w</i>	condições na parede
<i>cond</i>	condução
<i>conv</i>	convecção
<i>f</i>	filme
<i>F</i>	forçada
<i>i,j</i>	índice matricial
<i>inf</i>	inferior
<i>M</i>	mista
<i>N</i>	natural
<i>e</i>	referência
<i>sup</i>	superior
<i>T</i>	turbulento

Índices

Sobrescrito

–	condições médias
+	grandeza adimensionalizada
'	grandeza flutuante
*	grandeza dimensional

Símbolos

matemáticos

∇	operador gradiente
$\nabla \cdot$	operador divergente
∇^2	operador laplaciano
$\partial/\partial t$	derivada temporal
D/Dt	derivada material

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Motivação	1
1.2	Revisão bibliográfica	3
1.3	Objetivos	6
1.3.1	Objetivos Específicos	6
1.4	Estrutura do trabalho	7
2	CONVECÇÃO EM PLACAS PLANAS	8
2.1	Equações que caracterizam o escoamento	Erro! Indicador não definido.
2.2	Transferência térmica por convecção forçada	10
2.2.1	Correlações empíricas para placa plana	12
2.3	Transferência térmica por convecção natural	13
2.3.1	Equações da camada limite laminar	13
2.3.2	Efeitos da turbulência	15
2.3.3	Placas planas inclinadas	17
2.3.4	Análise de escala bidimensional para placa inclinada	18
2.3.5	Correlações empíricas para placa vertical	21
2.3.6	Correlações empíricas para placa plana inclinada	22
2.4	Transferência térmica por convecção mista	23
3	MODELAGEM NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO	25
3.1	Equações médias de Navier-Stokes (RANS)	26
3.1.1	Hipótese de Boussinesq	26
3.1.2	Modelo de turbulência $k-\epsilon$	27
3.1.3	Modelo de turbulência $k-\omega$	28
3.1.4	Modelo de turbulência “Shear Stress Transport” (SST)	29
3.2	Tratamento de escoamentos próximos à parede	30

4	METODOLOGIA	33
4.1	Modelo geométrico	34
4.2	Condições de contorno	35
4.2.1	Convecção natural	36
4.2.2	Convecção forçada e mista	37
4.3	Estudo de convergência de malha	38
4.4	Validação com a placa na posição vertical	41
4.5	Procedimento experimental	42
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	46
5.1	Convecção natural em regime laminar	46
5.2	Convecção natural em regime turbulento	50
5.3	Convecção forçada	57
5.4	Convecção mista	59
6	CONCLUSÕES	66
6.1	Propostas futuras	68
6.2	Pesquisas futuras	68
	REFERÊNCIAS	70
	APÊNDICE A – COVECÇÃO NATURAL EM REGIME LAMINAR	74
	APÊNDICE B – CONVECÇÃO NATURAL EM REGIME TURBULENTO	75
	APÊNDICE C – CONVECÇÃO FORÇADA	77
	APÊNDICE D – CONVECÇÃO MISTA	78
	APÊNDICE E – RESUMO DE CORRELAÇÕES	79

1 INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

As células fotovoltaicas são constituídas utilizando materiais semicondutores, sendo o silício o mais utilizado atualmente. Quando irradiados pela luz, o efeito fotovoltaico promove uma corrente elétrica, resultando em um processo de conversão de energia radiante em energia elétrica. Este fenômeno foi observado pela primeira vez, em experimentos, pelo físico Becquerel (1839) e posteriormente explicado por Einstein (1905), sendo conhecido como efeito fotovoltaico. A corrente elétrica promovida depende de três variáveis fundamentais: irradiação solar, temperatura e área da célula.

O desempenho de painéis fotovoltaicos é fortemente influenciado pela temperatura de funcionamento das células que os compõem. Radziemska (2003) realizou ensaios experimentais em uma célula solar de silício e constatou que o aumento de temperatura provoca redução da sua potência de transformação. A Fig. 1.1 mostra a potência de transformada em função da voltagem de uma célula solar, cada uma das curvas foi realizada para uma temperatura diferente. Percebe-se que existe um máximo em cada curva que se deslocara para baixo e para esquerda com o aumento da temperatura.

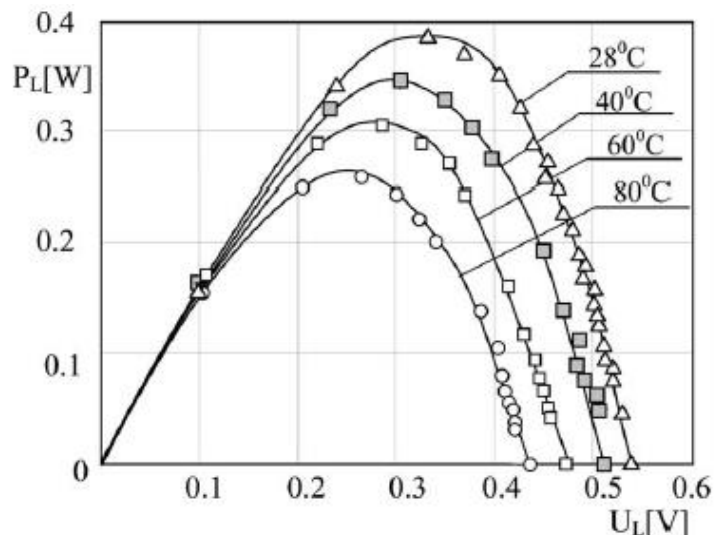


Figura 1.1. Potência transformada como função da voltagem de uma célula solar de silício nas temperaturas: 28°C, 40°C, 60°C e 80°C, retirado de Radziemska (2003).

Sendo assim, a eficiência do módulo solar composto por essa célula, também diminui quando a temperatura aumenta. Neste estudo, a redução foi de 0,08%/°C a cada grau acima de

25°C. Sendo considerado um valor significativo, visto que são encontrados comercialmente módulos fotovoltaicos de silício com eficiência típica de até 18% (CANDANEDO; ATHIENTIS; PARK, 2011). Em outros estudos, relatam-se a diminuição da eficiência de células solares com o aumento de temperatura (FAN, 1986; LANDIS, 2004; SINGH et al., 2008; SINGH; RAVINDRA, 2012).

A figura 1.2 ilustra o balanço de energia em um painel fotovoltaico. Considerando essa situação em regime permanente, o painel recebe a irradiação solar. Parte dessa energia é refletida e uma parcela é absorvida, sendo convertida em eletricidade devido ao efeito fotovoltaico. O restante da energia é transferido ao meio na forma de calor, havendo trocas por convecção (natural e forçada) e por irradiação. Sistemas híbridos têm sido uma opção para aproveitar essas perdas de energia na forma de calor, por exemplo, através do aquecimento de água para uso doméstico. Nestes sistemas, a eficiência do painel fotovoltaico aumenta, já que a água aquece através da energia cedida pelo módulo, resfriando-o.

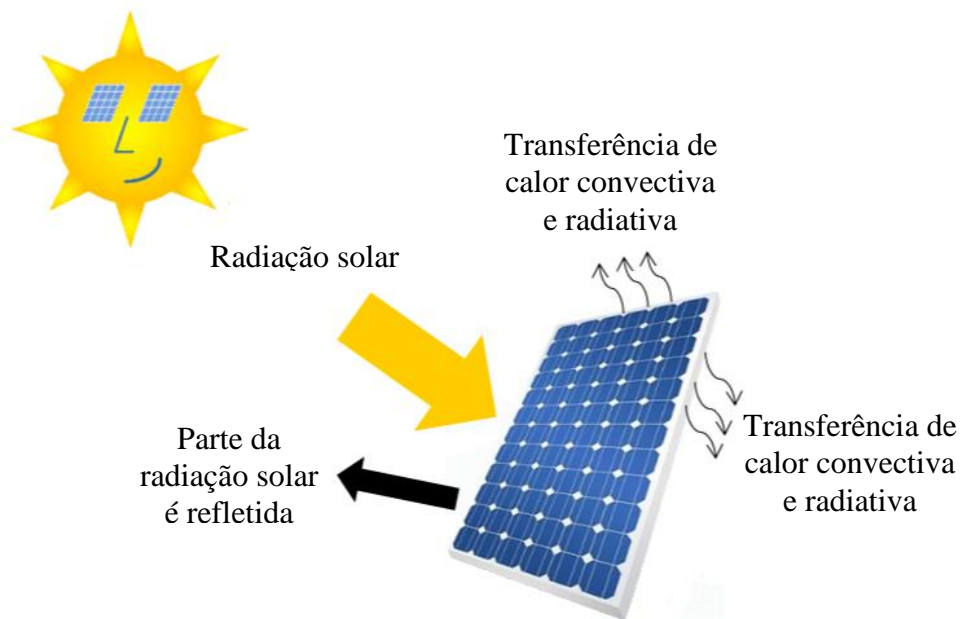


Figura 1.2. Balanço de energia em um painel fotovoltaico.

O efeito da temperatura na potência de conversão dos painéis fotovoltaicos faz com que os processos de transferência térmica envolvidos em seu balanço de energia sejam relevantes. Diversos estudos têm ressaltado a necessidade da obtenção de estimativas realísticas de trocas convectivas em sistemas fotovoltaicos para calcular a perda de energia em modelos térmicos capazes de prever precisamente a temperatura das células a partir de variáveis climáticas tais

como irradiação, temperatura ambiente e velocidade do vento (ARMSTRONG; HURLEY, 2010; LOBERA; VALKEALAHTI, 2013; BRASIL JUNIOR, 2016).

A troca convectiva em painéis fotovoltaicos ocorre da sua superfície aquecida para o fluido (ar) e sua taxa de transferência térmica pode ser calculada a partir da lei do resfriamento de Newton. Dentre as variáveis que compõem este cálculo está o coeficiente de transferência térmica por convecção, parâmetro difícil de ser determinado por depender de diversas variáveis como as condições da camada limite, as quais são influenciadas pela geometria da superfície, pela natureza do escoamento e pelas propriedades do fluido (ANTONIETTI et al., 2010).

Em regiões de baixo vento e alta temperatura ambiente, painéis fotovoltaicos atingem temperaturas elevadas de operação entre 60 a 100°C (PINHEIRO; SILVA; BRASIL JUNIOR, 2016). Em condições de vento nulo e de velocidade do vento muito baixa, a transferência térmica por convecção na superfície inclinada do painel ocorre em regime de convecção natural e mista, respectivamente. Classicamente, correlações empíricas para estimar a troca convectiva em superfícies inclinadas são propostas na literatura, relacionando o número de Nusselt em função do número de Rayleigh, possibilitando avaliar o coeficiente de transferência térmica por convecção. Também são propostas correlações para convecção mista envolvendo as transferências de calor por convecção forçada e natural, relacionadas pelo o número de Richardson.

Com o intuito de verificar a precisão do uso das correlações clássicas em painéis fotovoltaicos inclinados e de compreender melhor os fenômenos físicos envolvidos na troca convectiva desta aplicação, foram realizadas simulações numéricas da transferência térmica por convecção natural, forçada e mista em um painel fotovoltaico com auxílio de ferramentas de Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD). Nestas simulações, a descrição dos campos de temperatura, pressão e velocidade são obtidas de forma detalhada, permitindo a determinação do coeficiente de transferência térmica.

1.2 Revisão bibliográfica

O primeiro estudo envolvendo experimentos de transferência térmica por convecção natural em placas planas inclinadas foi publicado no final da década de 1940. Drake (1949) realizou experimentos com defletores fixados na lateral da placa com o intuito de evitar a influência dos efeitos tridimensionais do escoamento. Em 1953, Rich realizou experimentos com o auxílio de um interferômetro Mach-Zehnder para determinar o coeficiente de

transferência térmica local em placas verticais e inclinadas. Foi o primeiro pesquisador a desenvolver correlações empíricas nessas condições, relacionando o número de Rayleigh com o ângulo de inclinação da placa para calcular o coeficiente de troca convectiva em termos do número de Nusselt (Rich, 1953).

Vliet (1969) realizou experimentos de transferência térmica por convecção natural com fluxo de calor constante em superfícies inclinadas, imersas na água e no ar. Propôs que para escoamento laminar, as correlações empíricas de placas verticais também são válidas para placas inclinadas de 0° a 60° com relação à vertical, se a componente da gravidade paralela à superfície for usada no cálculo do número de Rayleigh. Fujii e Imura (1972) estudaram a transferência térmica por convecção natural em placas inclinadas via experimentos. Apenas uma das superfícies, superior ou inferior, era aquecida durante os ensaios experimentais. A partir dos resultados foram criadas correlações para a placa aquecida voltada para baixo e para cima.

Churchill e Chu (1975) desenvolveram correlações para avaliar a transferência térmica por convecção natural em placas verticais, relacionando o número de Nusselt para uma larga faixa do número de Rayleigh. Os autores levaram em conta os resultados experimentais para número de Rayleigh aproximadamente zero até o infinito e soluções teóricas obtidas da teoria da camada limite laminar. Essas equações podem ser usadas tanto para placas verticais isotérmicas quanto submetidas ao aquecimento uniforme. A mesma proposta feita por Vliet (1969) para placa inclinada é válida para as correlações de Churchill e Chu (1975).

Fussy e Warneford (1978) investigaram a transferência de energia por convecção natural em uma placa plana inclinada por meio de experimentos realizados na água. Criaram correlações da transferência térmica para a placa aquecida voltada para baixo nos regimes laminar e turbulento. Todas as correlações mencionadas anteriormente são encontradas na literatura. Vários artigos científicos as utilizam para validar modelos numéricos e experimentos e para calcular perdas convectivas (LIM; CHEO; CHUNG, 2011; TARI; MEHRTASH, 2013; ARMSTRONG; HURLEY, 2010).

Churchill (1977) desenvolveu uma correlação para estimar a transferência térmica por convecção mista em escoamento paralelo (força de empuxo na mesma direção do escoamento) para placa vertical aquecida em regime laminar. Esta correlação foi obtida a partir da soma dos números de Nusselt obtidos por meio das correlações de convecção natural e forçada. Ensaios experimentais foram realizados em uma placa vertical e apresentaram boa concordância com a equação.

Mucoglu e Chen (1979) realizaram um estudo numérico dos efeitos da força de empuxo na transferência térmica por convecção forçada sobre uma placa plana inclinada mantida a temperatura constante ou submetida a um fluxo de calor uniforme, considerando regime laminar. Concluíram que quanto mais alinhada estiver a força de empuxo com a direção do escoamento, maior será o número de Nusselt. Chen, Armaly e Ramachandran (1986, 1987) obtiveram correlações para convecção mista em regime laminar para placas horizontais, verticais e inclinadas isotérmicas e com o fluxo de calor uniforme.

Apesar do desenvolvimento de várias correlações para estimar a transferência térmica em superfícies planas isotérmicas, muitas apresentaram considerável discrepância entre os resultados teóricos e experimentais. Lewandowski (1987) analisou resultados de 25 autores e constatou que para placas planas inclinadas essa diferença era de até $\pm 45\%$ para regime laminar e até $\pm 100\%$ para turbulento. Por conseguinte, alguns autores propuseram novas abordagens para fazer essa estimativa ou revisaram as correlações antigas, propondo modificações para diminuir essa discrepância (LEWANDOWSKI, 1991; SOUZA; BRASIL; ALMEIDA, 1993; KENDOUSH, 2009).

Sharples e Charlesworth (1998) propuseram equações para o cálculo do coeficiente de troca convectiva para placa plana através de um estudo experimental para regime turbulento, simulando o comportamento de um coletor solar instalado no telhado de uma casa e submetido a reais condições de vento. Sartori (2006) também propôs equações para superfície plana, em particular para coletores solares de placas planas inclinadas, tanto para regime laminar quanto para turbulento.

Armstrong e Hurley (2010) criaram um modelo térmico para estimar a resposta no tempo da temperatura de painéis fotovoltaicos, variando as condições atmosféricas. Neste estudo, foram utilizadas as correlações de Churchill e Chu (1975) e Churchill (1977) para estimar a perda de energia por convecção natural e mista, respectivamente. O modelo foi validado por ensaios experimentais de campo realizados em um painel fotovoltaico submetido à variação da velocidade do vento. Candanedo e Athienitis (2010) também utilizaram a combinação das equações de convecção forçada e natural para estimar a transferência térmica por convecção mista em um sistema integrado fotovoltaico/térmico.

Mehrtash e Tari (2013) utilizaram ferramentas CFD para simular a transferência térmica por convecção natural em aletas inclinadas em regime laminar e permanente. Pinheiro, Cornils e Brasil Junior (2016) e Jubayer, Siddiqui e Hangan (2016) aplicaram a metodologia *Reynolds-averaged Navier-Stokes* (RANS) e o modelo de turbulência *Shear Stress Transport*

(SST) para simular a transferência térmica por convecção natural e forçada em um módulo solar, em regime turbulento, respectivamente.

1.3 Objetivos

O objetivo que se almeja com o presente trabalho consiste em estudar a transferência térmica por convecção em painéis fotovoltaicos por meio da modelagem e simulação computacional de escoamentos em condições típicas encontrados neste tipo de aplicação. Pretende-se avaliar o coeficiente de transferência térmica por convecção a partir da relação do número de Nusselt com os números de Rayleigh, Reynolds e de Richardson, investigando a influência da inclinação dos módulos solares nestes grupos adimensionais.

1.3.1 Objetivos Específicos

- Realizar a modelagem matemática, numérica e computacional de escoamentos em um painel fotovoltaico.
- Simular escoamentos bi e tridimensionais em condições de transferência térmica por convecção natural, em regime laminar.
- Validar o modelo numérico-computacional através de correlações empíricas disponíveis na literatura para placa plana vertical em regime laminar.
- Validar o modelo numérico por meio de ensaios experimentais. Os resultados experimentais empregados para esse fim foram obtidos do trabalho da aluna Eugênia Cornils Monteiro que está fazendo o doutorado no Laboratório de Energia e Ambiente, ainda em andamento.
- Simular escoamentos tridimensionais em condições de transferência térmica por convecção natural, em regime turbulento.
- Verificar a precisão do uso das correlações clássicas para estimar a transferência térmica por convecção natural em placas inclinadas em condições de escoamentos típicos de painéis fotovoltaicos.
- Simular escoamentos turbulentos tridimensionais em condições de transferência térmica por convecção forçada e mista.
- Desenvolver correlações numéricas para estimar a transferência térmica por convecção forçada e mista em placas inclinadas em condições de escoamentos típicos de painéis fotovoltaicos.

1.4 Estrutura do trabalho

O presente trabalho é organizado em seis capítulos. No primeiro, apresenta-se a introdução à pesquisa, demonstrando a importância do tema a ser estudado e os objetivos que se deseja alcançar ao longo do desenvolvimento do trabalho. Também aborda uma revisão bibliográfica sobre a transferência térmica por convecção natural e mista em placas planas inclinadas, citando várias pesquisas publicadas sobre este tema.

O segundo capítulo é referente à revisão teórica sobre a convecção em placas planas, ressaltando temas importantes relacionados ao estudo de convecção natural, forçada e mista tais como as equações da camada limite, análises de escala e correlações empíricas. O terceiro expõe a modelagem numérica do escoamento em um painel fotovoltaico, abordando a metodologia RANS e o modelo de turbulência SST.

O quarto capítulo retrata a metodologia utilizada para realizar as simulações numéricas, abordando o modelo geométrico, as condições de contorno, o estudo da convergência de malha e o procedimento experimental usado para validar os resultados numéricos. No quinto, apresentam-se os resultados alcançados e as discussões sobre os mesmos, separando os resultados da transferência térmica por convecção natural, forçada e mista. Por fim, no sexto capítulo apontam-se as conclusões do trabalho.

2 CONVECÇÃO EM PLACAS PLANAS

O modo de transferência térmica por convecção abrange dois mecanismos: difusão (movimento molecular aleatório de um fluido) e advecção (movimento global do fluido). Esta troca térmica está associada ao movimento de um fluido transportando calor desde uma superfície. Para que a convecção ocorra, é necessário que haja difusão de calor nas primeiras camadas entre a superfície sólida e o fluido aderente a essa superfície. A partir desse momento, o movimento convectivo ajuda a transportar calor na direção do escoamento. A transferência térmica por convecção entre a superfície e o fluido é expressa pela lei do resfriamento de Newton, onde o fluxo térmico local é dado por

$$\dot{q}_{conv} = h(T_w - T_\infty), \quad (2.1)$$

em que h é o coeficiente de transferência térmica por convecção local, T_w é a temperatura da superfície e T_∞ é a temperatura do fluido na corrente livre, exterior à camada limite. O h , como mencionado anteriormente, é difícil de ser determinado pela dependência da natureza do escoamento do fluido, da geometria da superfície e das propriedades do fluido.

A convecção forçada ocorre quando existe um agente externo provocador do escoamento. Este agente pode ser, por exemplo, um ventilador, uma bomba ou o vento atmosférico incidindo em um painel fotovoltaico. Já a convecção natural ocorre em função da dilatação térmica do fluido em função dos gradientes de temperatura na presença de um campo gravitacional.

Grande parte do conhecimento necessário para resolver os problemas de convecção vem do estudo das camadas limites. Na transferência térmica as análises são realizadas em termos de grupos adimensionais como os Números de Nusselt, Grashof, Rayleigh, Reynolds e de Richardson que serão explicados em detalhes nas próximas seções.

2.1 Equações que caracterizam o escoamento

As equações que caracterizam o escoamento englobam os princípios de conservação da massa e balanço de quantidade de movimento linear. Dependendo da complexidade do problema considerado, devem ser resolvidas equações adicionais como, por exemplo, a equação do balanço de energia. Para os problemas de transferência térmica por convecção é necessário incluir a influencia da temperatura e, portanto, a equação do balanço de energia

também deve ser resolvida. Modelando um escoamento genérico como incompressível, propriedades constantes e desprezando as dissipações viscosas, essas equações adquirem a seguinte forma:

- Equação da conservação da massa

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.2)$$

em que \mathbf{u} é o vetor velocidade.

- Equação do balanço de quantidade de movimento linear

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (2.3)$$

em que $D/Dt = (\partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla)$ é a derivada material e $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ é o operador laplaciano.

Na Eq. 2.3, o termo do lado esquerdo da equação representa a taxa de variação da quantidade de movimento linear continua na partícula diferencial. O segundo termo representa o fluxo líquido advectivo de quantidade de movimento linear pela superfície da partícula elementar. Do lado direito tem-se o gradiente de pressão (∇p). Esse termo representa o fluxo líquido de quantidade de movimento linear promovido pela pressão. O divergente do fluxo fornece o fluxo líquido de quantidade de movimento linear. O termo difusivo fornece o fluxo líquido de quantidade de movimento linear por difusão molecular.

- Equação do balanço de energia

$$\frac{DT}{Dt} = \alpha \nabla^2 T, \quad (2.4)$$

em que T é a temperatura absoluta e α é a difusividade térmica molecular do fluido.

A consideração que o fluido é incompressível é devido ao número de Mach (M) ser pequeno ($M < 0,3$), indicando que as variações de pressão típicas dentro daquele escoamento

são incapazes de promover variações do volume específico de uma partícula que translada com o vetor velocidade.

2.2 Transferência térmica por convecção forçada

Na Fig. 2.1, ilustra-se o escoamento de um fluido em regime laminar sobre uma placa plana isotérmica, no qual a temperatura da placa é maior que a temperatura do fluido na corrente livre ($T_w > T_\infty$). Na borda de ataque da placa, o escoamento apresenta o perfil de temperatura e de velocidade uniformes. Quando as partículas do fluido entram em contato com a superfície, elas passam a ter a velocidade da placa e atingem o equilíbrio térmico na temperatura da placa, alterando esses perfis.

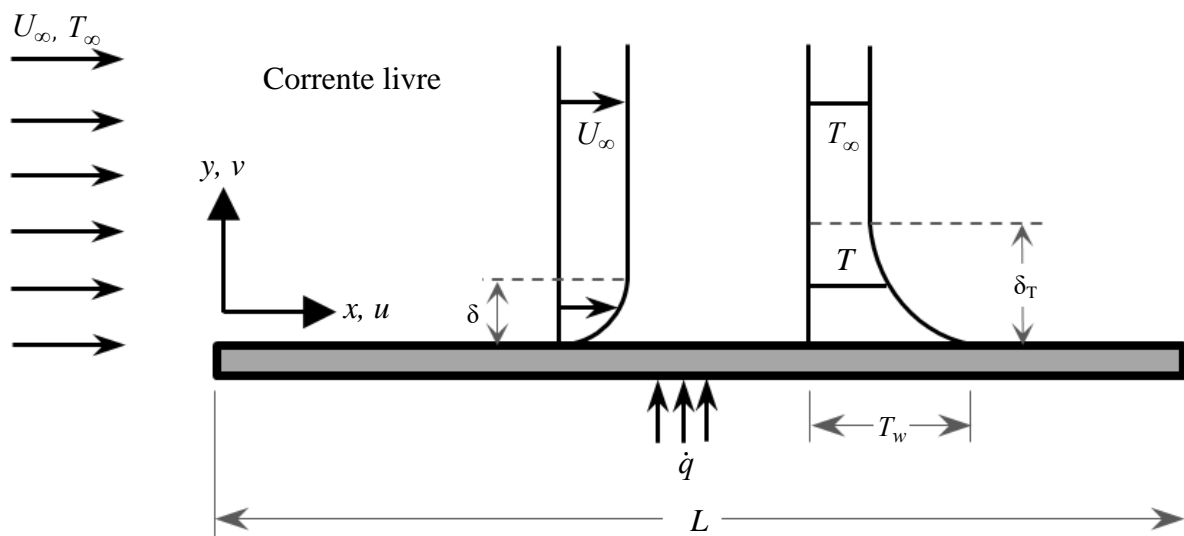


Figura 2.1. Desenvolvimento da camada limite térmica e fluidodinâmica sobre uma placa plana isotérmica. Adaptado de Bejan (2003).

A região mais próxima da placa é composta por duas camadas, sendo uma delas a camada limite fluidodinâmica caracterizada por gradientes de velocidade e tensões cisalhantes significativas. Nesta camada, a velocidade do escoamento é zero sobre a placa ($y = 0$), devido à condição de não deslizamento e a espessura da camada limite fluidodinâmica (δ) é definida como o valor de y para o qual

$$u = 0,99 U_\infty.$$

A outra camada é chamada de camada limite térmica e é caracterizada por gradientes de temperatura, que se desenvolve quando há diferença de temperatura entre um fluido sobre

uma superfície. A espessura da camada limite térmica (δ_T) é definida como o valor de y para o qual

$$\frac{T_w - T}{T_w - T_\infty} = 0,99.$$

A relação das duas espessuras é dada em função do número de Prandtl que fisicamente representa a razão da difusão da quantidade de movimento pela difusão do calor,

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} = \frac{v}{\alpha} = \frac{\text{difusão da quantidade de movimento (velocidade)}}{\text{difusão do calor (temperatura)}}. \quad (2.5)$$

Para $Pr \gg 1$ (óleos viscosos) a camada limite fluidodinâmica desenvolve-se rapidamente e $\delta > \delta_T$, enquanto que para $Pr \ll 1$ (metais líquidos) a camada limite térmica desenvolve-se rapidamente e $\delta < \delta_T$. Os campos se desenvolvem simultaneamente para $Pr \approx 1$ (gases) e $\delta \approx \delta_T$.

A relação entre as condições da camada limite térmica e o coeficiente de transferência térmica por convecção é obtida sobre a superfície da placa. Considerando a condição de não deslizamento, a transferência térmica se dá exclusivamente por condução no fluido estagnado podendo ser determinada a partir da lei de Fourier no fluido, sob a forma

$$\dot{q}_{cond, w} = -k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}, \quad (2.6)$$

onde $\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}$ é o gradiente de temperatura na superfície da placa. Igualando a Eq. 2.1 com a Eq. 2.6, obtém-se

$$-k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = h(T_w - T_\infty) \therefore h = \frac{-k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{T_w - T_\infty}, \quad (2.7)$$

em que o gradiente de temperatura na superfície é fortemente influenciado pelas condições no interior da camada limite térmica, diminuindo com o aumento da distância x da placa devido ao crescimento de δ_T . Portanto, o h e o $\dot{q}_{cond, w}$ também diminuem com o aumento x (INCROPERA; DEWITT, 1998).

2.2.1 Correlações empíricas para placa plana

O número de Nusselt médio com base no comprimento característico (L) de uma placa vertical aquecida é determinado como

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h}L}{k_f}, \quad (2.8)$$

em que k_f é a condutividade térmica do fluido. O número de Nusselt pode ser interpretado como o coeficiente de transferência térmica por convecção adimensional.

Correlações para a transferência térmica por convecção forçada podem ser obtidas experimentalmente sob a forma

$$\overline{Nu}_L = C Re_L^m Pr^n, \quad (2.9)$$

em que C , m e n são constantes a serem determinadas a partir dos resultados experimentais. O número de Reynolds com base no comprimento característico da placa (Re_L) é definido como a razão entre as forças de inércia (advectivas) promotoras do movimento e as forças viscosas que se opõe ao movimento,

$$Re_L = \frac{\text{forças de inércia}}{\text{forças viscosas}} = \frac{\rho U_\infty L}{\mu}, \quad (2.10)$$

em que ρ é a massa específica e μ é a viscosidade dinâmica molecular. quando Re_L é menor que um valor crítico, $Re_L < Re_{L,cr}$, o escoamento é laminar. A transição para o regime turbulento ocorre quando $Re_L > Re_{L,cr}$. O número de Reynolds crítico depende da geometria da superfície que é imposta o escoamento.

A Tabela 2.1 apresenta correlações empíricas para avaliar o número de Nusselt médio em placas planas em condição de camada limite laminar e mista (formada pela camada limite laminar e turbulenta).

Tabela 2.1. Correlações empíricas para placa plana.

Autor	Equação	Condições
Relação de Nusselt (Çengel, 2002)	$\overline{Nu}_L = 0,664 Re_L^{1/2} Pr^{1/3} \quad (2.11)$	Laminar, médio, T_f , $0,6 \lesssim Pr \lesssim 50$
	$\overline{Nu}_L = (0,037 Re_L^{4/5} - 871) Pr^{1/3} \quad (2.12)$	Mista, médio, T_f , $Re_{L,cr} = 5 \times 10^5$, $0,6 < Pr < 60$

2.3 Transferência térmica por convecção natural

Um problema clássico da convecção natural ocorre quando uma superfície vertical é aquecida ($T_w > T_\infty$). Uma placa plana vertical isotérmica imersa em um fluido extenso e viscoso em regime laminar é ilustrada na Fig. 2.2. Nesta posição, a placa está alinhada com o campo gravitacional e as forças gravitacionais induzem o movimento do fluido no sentido ascendente.

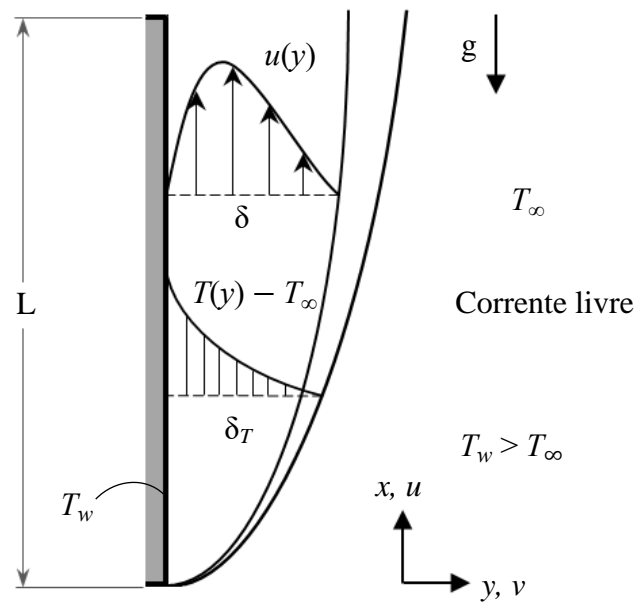


Figura 2.2. Camada limite laminar sobre uma placa plana vertical aquecida.

Percebe-se na Fig. 2.2 o desenvolvimento das camadas limites térmica e fluidodinâmica, assim como ocorre no problema de transferência térmica forçado sobre uma placa horizontal aquecida.

2.3.1 Equações da camada limite laminar

O desenvolvimento do problema de transferência térmica mostrado na Fig. 2.2 vai levar a geração dos principais grupos adimensionais que caracterizam o problema de convecção natural. As equações que descrevem a transferência térmica na convecção natural são originadas nos princípios de conservação da massa, balanço da quantidade de movimento e da conservação da energia. Supondo o escoamento bidimensional, induzido por forças gravitacionais devido a diferença de temperatura ($T_w > T_\infty$), em regime laminar, permanente e que são válidas as aproximações de camada limite. Admitindo ainda que o escoamento é incompressível com exceção do efeito da massa específica variável na força de empuxo dado

pela aproximação de Boussinesq, a equação do balanço da quantidade de movimento na direção x da placa pode ser escrita como

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - g. \quad (2.13)$$

A Eq. 2.13 pode ser simplificada para que apareça de maneira explícita a forma como a força de empuxo está relacionada com as diferenças de temperatura. Considera-se que não há gradiente de pressão na direção y , $\partial p / \partial y = 0$. Portanto, o gradiente de pressão na direção x no interior da camada limite deve ser igual ao gradiente fora da camada. Como a velocidade do fluido é nula nesta região, a Eq. 2.13 pode ser reescrita na forma

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_{\infty} g. \quad (2.14)$$

Substituindo a Eq. 2.14 na Eq. 2.13, obtém-se

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g(\rho_{\infty} - \rho), \quad (2.15)$$

onde o segundo termo do lado direito da Eq. 2.15 corresponde a força gravitacional e a massa específica variável (ρ) induz o movimento do fluido. A diferença da massa específica pode ser expressa em termos do coeficiente de expansão volumétrica (β), definido por

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{V_{\infty}} \frac{V - V_{\infty}}{T - T_{\infty}} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{(\rho_{\infty} - \rho)}{(T - T_{\infty})} \quad (2.16)$$

que fornece uma medida da variação da massa específica em resposta a uma mudança na temperatura à pressão constante. A aproximação da Eq. 2.16 pode ser escrita na forma

$$(\rho_{\infty} - \rho) \approx \rho \beta (T - T_{\infty}). \quad (2.17)$$

Substituindo a Eq. 2.17 na Eq. 2.15, a equação do momento na direção x se torna

$$\underbrace{u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}}_{\text{forças de inércia}} = \underbrace{\nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}}_{\text{forças viscosas}} + \underbrace{g \beta (T - T_{\infty})}_{\text{forças gravitacionais}} \quad (2.18)$$

onde é possível identificar as forças de inércia, viscosas e gravitacionais. Completando a formulação do problema, as equações da conservação da massa e da energia são dadas por

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (2.19)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (2.20)$$

As forças gravitacionais da Eq. 2.18 depende da variação da temperatura do fluido com a temperatura na corrente livre ($T - T_\infty$), mostrando que os campos de temperatura e de velocidade são dependentes. Portanto, as equações (2.18 – 2.20) são acopladas e devem ser resolvidas simultaneamente.

Para gases ideais,

$$\rho = \frac{p}{RT} \therefore \frac{\partial \rho}{\partial T} = -\frac{p}{RT^2}, \quad (2.21)$$

e o β pode ser calculado através de,

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{1}{T}, \quad (2.22)$$

em que T é a temperatura absoluta.

2.3.2 Efeitos da turbulência

As correntes de convecção livre geradas pela diferença de temperatura de uma superfície aquecida e o ambiente ($T_w - T_\infty$) podem provocar instabilidades fluidodinâmicas, podendo amplificar perturbações no escoamento. Sendo assim, a certa distância da borda de ataque (x_{cr}), pode ocorrer a transição da camada limite laminar para turbulenta como mostra a Fig. 2.3.

A Fig. 2.3 ilustra três regiões na camada limite turbulenta. Numa camada próxima da placa, o movimento do fluido é altamente ordenado, sendo definida como a subcamada laminar em que o transporte é dominado pela difusão e o perfil de velocidades é aproximadamente linear. Na região acima da subcamada laminar, surgem irregularidades no movimento do fluido devido à formação de flutuações de velocidade. Nesta região, denominada camada amortecedora, a difusão e a mistura turbulenta possuem intensidades compatíveis. A mistura turbulenta, proveniente das flutuações, domina o transporte na região acima da camada amortecedora, sendo classificada como região turbulenta. O escoamento

turbulento promove maiores transportes de energia em função de ser auxiliado pelas flutuações de velocidades no escoamento.

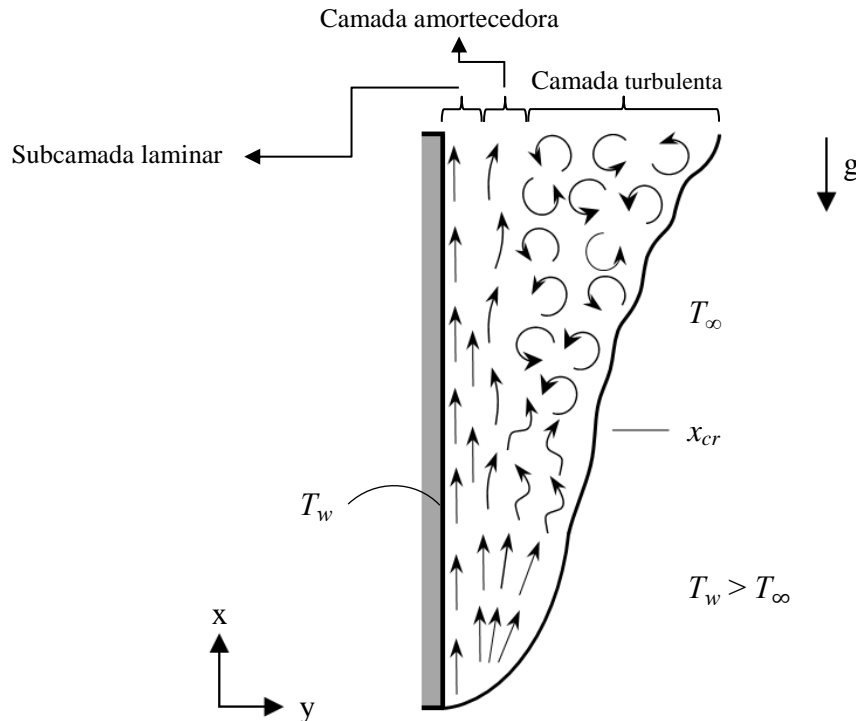


Figura 2.3. Transição da camada limite de convecção natural em uma placa vertical. Adaptado de Incropera e DeWitt (1998).

Como mencionado anteriormente, a transição na camada limite de convecção natural ocorre numa posição x_{cr} . Este ponto é definido pelo número de Rayleigh que depende do número de Grashof e de Prandtl.

O número de Grashof indica a razão entre as forças gravitacionais e as viscosas que atuam no fluido, dado por

$$Gr = \frac{\text{forças gravitacionais}}{\text{forças viscosas}} = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)L^3}{\nu^2}. \quad (2.23)$$

O produto dos números de Grashof crítico local e de Prandtl resultam no número de Rayleigh crítico local, sob a forma

$$Ra_{x,cr} = Gr_{x,cr} Pr = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)x^3}{\nu\alpha}.$$

Quando Ra_x é menor que um valor crítico, $Ra_x < Ra_{x,cr}$, o escoamento é laminar e a transição para o regime turbulento ocorre quando $Ra_x > Ra_{x,cr}$. Para placa plana vertical $Ra_{x,cr} \approx 10^9$.

2.3.3 Placas planas inclinadas

Em posições inclinadas, a placa aquecida está desalinhada com o campo gravitacional. Sendo assim, a força de empuxo possui componente normal e paralela à superfície. A Fig. 2.4 ilustra o sistema de coordenadas adotado para placas inclinadas, onde o ângulo de inclinação com relação a vertical (θ) é positivo a superfície aquecida está voltada para baixo e negativo para superfície aquecida está voltada para cima.

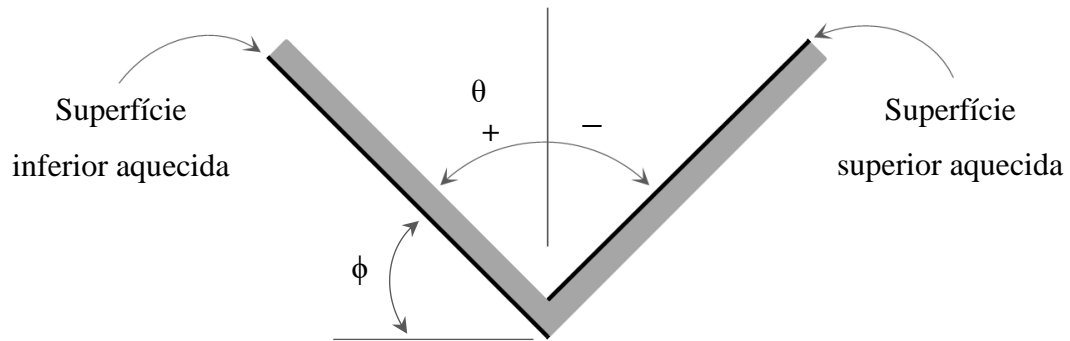


Figura 2.4. Sistema de coordenadas para placa plana inclinada. Adaptado de Holman (1983).

A Fig. 2.5(a) mostra uma placa com ângulo de inclinação $-60^\circ < \theta < 0^\circ$ com a superfície superior aquecida. Neste caso, a componente x da força de empuxo atua afastando o fluido da superfície, engrossando a camada limite ao longo de x (BEJAN, 2003). Para ângulos $-90^\circ < \theta < -60^\circ$ pode haver deslocamento de porções de fluido quente próxima à placa, impedindo a formação da camada limite. O efeito contrário ocorre quando a superfície inferior da placa é aquecida, Fig. 2.5(b), onde a componente da força de empuxo na direção x atua na manutenção ascendente da camada limite ao longo de x , pressionando o fluido contra a placa.

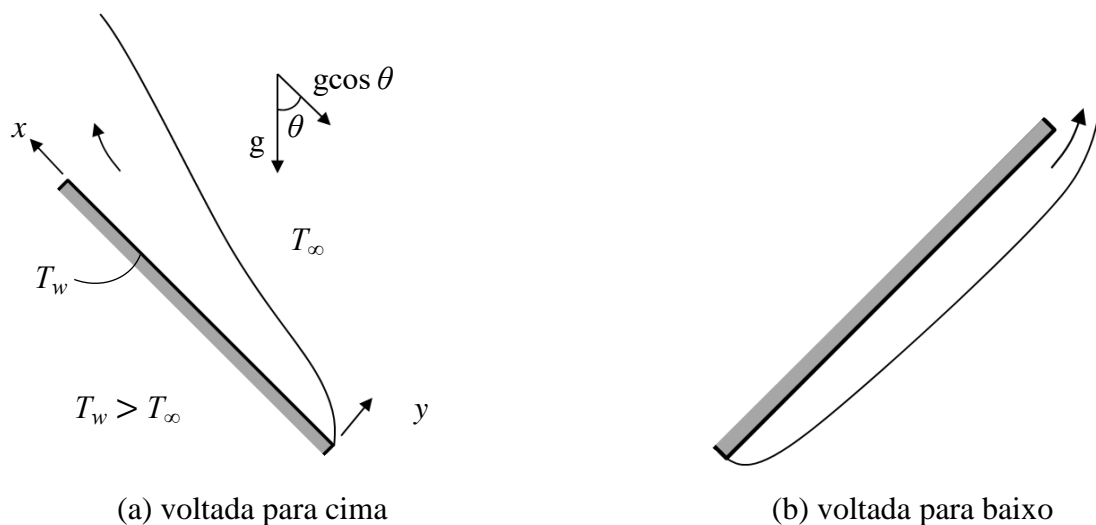


Figura 2.5. Escoamentos gerados pelas forças gravitacionais em uma placa inclinada aquecida. Adaptado de Bejan (2003).

Segundo Rich (1953), para o regime laminar as correlações empíricas de placas verticais são validas para placas inclinadas de 0° a 60° com relação à vertical, se g for substituído por $g \cos \theta$ no cálculo do número de Rayleigh. Esse procedimento é apropriado apenas para a superfície inferior aquecida, visto que os efeitos tridimensionais limitam a possibilidade de desenvolvimento de correlações generalizadas na superfície superior da placa (INCROPERA, DEWITT, 1998).

2.3.4 Análise de escala bidimensional para placa inclinada

Utilizando como escalas de comprimento nas direções x e y , o comprimento característico da placa (L) e a espessura da camada limite térmica (δ_T), respectivamente, obtém-se da equação da conservação da massa, equação do balanço de quantidade de movimento e equação da conservação da energia:

$$\frac{u}{L} \sim \frac{v}{\delta_T} \therefore v \sim \left(\frac{\delta_T}{L}\right) u, \quad (2.24)$$

$$\frac{u^2}{L}, v \frac{u}{\delta_T} \sim v \frac{u}{\delta_T}, g\beta \cos \theta \Delta T, \quad (2.25)$$

$$u \frac{\Delta T}{L}, v \frac{\Delta T}{\delta_T} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2}, \quad (2.26)$$

onde a escala de temperatura é dada pela diferença de temperatura $\Delta T = T_w - T_\infty$. Substituindo a Eq. 2.24 na Eq. 2.26, encontra-se a escala para velocidade na direção x :

$$u \frac{\Delta T}{L} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2} \therefore u \sim \frac{\alpha L}{\delta_T^2}. \quad (2.27)$$

Substituindo a Eq. 2.27 na Eq. 2.25, obtêm-se as forças de inércia, viscosas e gravitacionais:

$$\underbrace{\frac{\alpha^2 L}{\delta_T^4}}_{\text{inércia}}, \quad \underbrace{v \alpha \frac{L}{\delta_T^4}}_{\text{viscosas}} \quad e \quad \underbrace{g\beta \cos \theta \Delta T}_{\text{gravitacionais}}$$

Dividindo estas três forças pela escala das forças gravitacionais e usando a Eq. 2.27 para eliminar a escala de velocidade na direção x , obtém-se

$$\left(\frac{L}{\delta_T}\right)^4 (Ra_L Pr \cos \theta)^{-1} \quad \text{e} \quad \left(\frac{L}{\delta_T}\right)^4 (Ra_L \cos \theta)^{-1},$$

para as forças de inércia e viscosas, respectivamente. A competição entre a inércia e as tensões viscosas é decidida pelo número de Prandtl. Para $Pr \gg 1$ a camada δ_T é regida pelo balanço de tensões viscosas \sim forças gravitacionais, enquanto para $Pr \ll 1$ a camada δ_T é balanceada pela inércia. (BEJAN, 2003).

Analisando as escalas do balanço térmico na placa inclinada a partir da Eq. 2.4, obtém-se

$$\underbrace{k \frac{\Delta T}{\delta_T}}_{\text{fluxo por condução}} \sim \underbrace{h \Delta T}_{\text{fluxo por convecção}}, \quad (2.28)$$

as escalas do fluxo de calor por condução e por convecção. O número de Nusselt pode ser obtido a partir da razão das escalas dos dois fluxos,

$$Nu = \frac{\text{fluxo por convecção}}{\text{fluxo por condução}} = \frac{hL}{k}. \quad (2.29)$$

Multiplicando ambos os termos da Eq. 2.28 por L ,

$$\frac{hL}{k} \sim \frac{L}{\delta_T} \therefore Nu \sim \frac{L}{\delta_T}. \quad (2.30)$$

Quando as tensões viscosas está em balanço com as forças gravitacionais ($Pr \gg 1$), o número de Nusselt é dado por

$$\left(\frac{L}{\delta_T}\right)^4 \sim Ra_L \cos \theta \therefore Nu \sim (Ra_L \cos \theta)^{1/4}. \quad (2.31)$$

Quando a inércia está em balanço com as forças gravitacionais ($Pr \ll 1$), obtém-se

$$\left(\frac{L}{\delta_T}\right)^4 \sim Ra_L \cos \theta Pr \therefore Nu \sim (Ra_L \cos \theta Pr)^{1/4}. \quad (2.32)$$

Para $Pr \gg 1$ (óleo viscoso), próximo a superfície aquecida o escoamento apresenta grande diferença de temperatura, diminuindo ao longo de y . Após a camada limite térmica não há gradiente de temperatura e, por conseguinte, as forças gravitacionais, peso e empuxo, se igualam. Entretanto, a viscosidade continua difundindo a quantidade de movimento para dentro do escoamento. Nesta situação, mesmo sendo um caso de convecção natural, surge uma região que tem velocidade com as forças gravitacionais nula, podendo ser observada na Fig. 2.6(a). Para $Pr \ll 1$ (metais líquidos), existe uma subcamada, determinada pela espessura δ_u , em que o balanço é de tensões viscosas \sim forças gravitacionais devido a velocidade baixa do escoamento próximo à parede. Neste caso, o movimento do fluido ocorre enquanto houver gradiente de temperatura, podendo ser observado na Fig. 2.6(b).

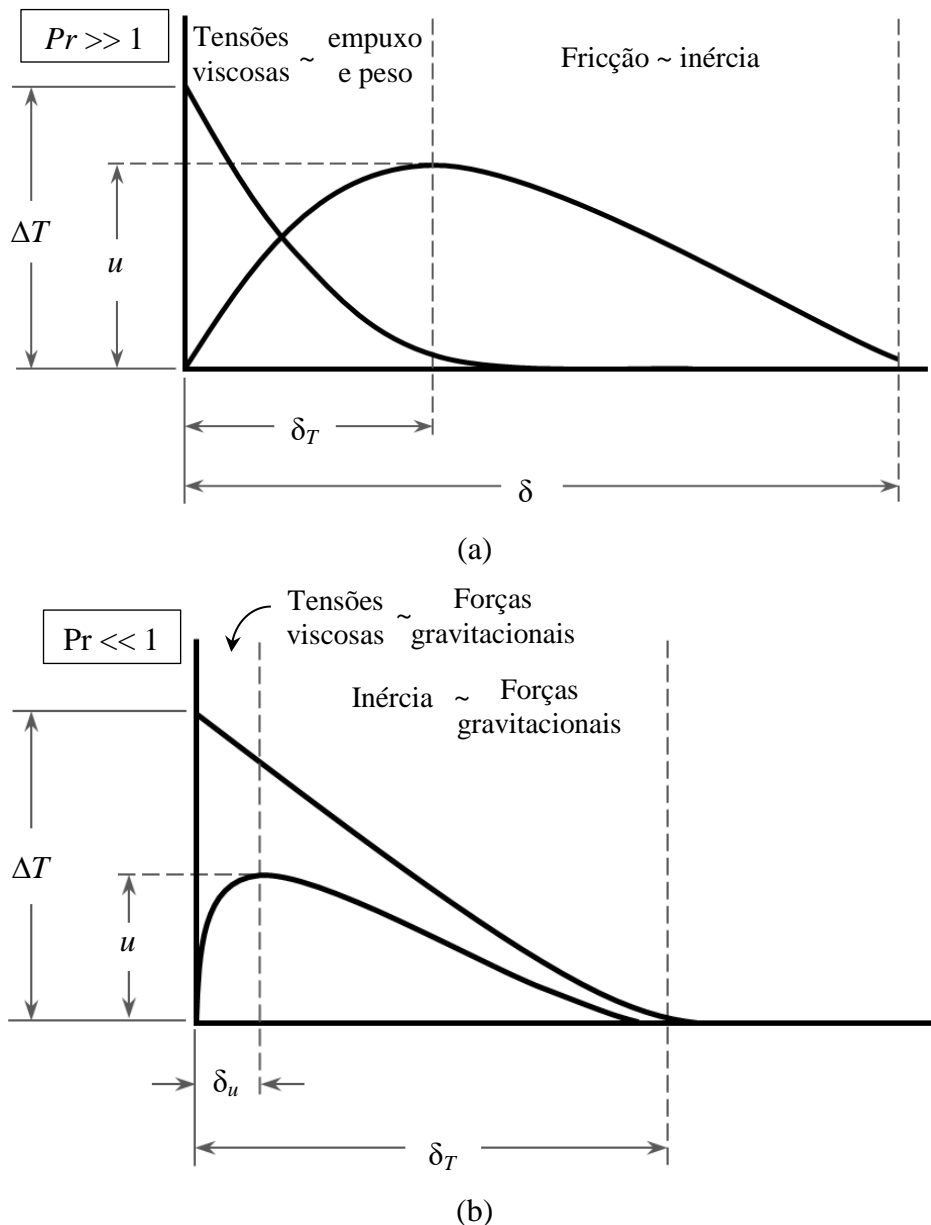


Figura 2.6. Escalas de comprimento da camada limite ao longo de uma placa vertical aquecida. (a) $Pr \ll 1$, (b) $Pr \gg 1$. Adaptado de Bejan (2003).

2.3.5 Correlações empíricas para placa vertical

Correlações empíricas para a convecção natural utilizam o número de Rayleigh para obter o coeficiente de transferência térmica, sob a forma

$$\overline{Nu}_L = C Ra_L^n, \quad (2.33)$$

onde o número de Rayleigh com base em L , é dado por

$$Ra_L = Gr_L Pr = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)L^3}{\nu\alpha}. \quad (2.34)$$

Geralmente, para escoamentos laminares e turbulentos são usados $n=1/4$ e $n=1/3$, respectivamente (ÇENGEL, 2002) e as propriedades do fluido são avaliadas na temperatura de filme:

$$T_f = \frac{T_w + T_\infty}{2}. \quad (2.35)$$

Churchill e Chu (1975) desenvolveram uma correlação para avaliar a transferência térmica em placas planas verticais ao longo de todo o intervalo do número de Rayleigh,

$$\overline{Nu}_L = \left\{ 0,825 + \frac{0,387 Ra_L^{1/6}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2, \quad (2.36)$$

esta equação pode ser usada tanto para superfícies isotérmicas quanto submetidas ao aquecimento uniforme. Também propuseram uma correlação exclusiva para escoamento laminar, ou seja, para $Ra_L < 10^9$, sob a forma

$$\overline{Nu}_L = 0,68 + \frac{0,670 Ra_L^{1/4}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}}. \quad (2.37)$$

Segundo Churchill e Chu (1975), a Eq. 2.36 e a Eq. 2.37 podem ser usadas para estimar a transferência térmica por convecção natural em regime laminar, para placas planas inclinadas se a componente da gravidade paralela à superfície for usada no cálculo do número de Rayleigh. Sendo assim, a Eq. 2.37 é utilizada no presente trabalho para validar o modelo

numérico para convecção natural em regime laminar de um painel fotovoltaico isotérmico na posição vertical e para comparar os resultados numéricos obtidos para o painel inclinado.

2.3.6 Correlações empíricas para placa plana inclinada

A Tabela 2.2 apresenta quatro correlações clássicas para placa inclinada que devem ser utilizadas apenas para escoamentos que satisfazem as respectivas condições indicadas. Essas correlações foram produzidas com base na Eq. 2.33.

Tabela 2.2. Correlações empíricas para placa plana inclinada.

Autor	Equação	Condições
Vliet (1969)	$Nu_L = 0,3 (Gr_L Pr \sin \phi)^{0.24}$	$-90^\circ \sim 0^\circ, Gr > 10^9$
Fujii e Imura (1972)	$Nu_L = 0,13 [(Gr_L Pr)^{1/3} - (Gr_c Pr)^{1/3}] + 0,56 (Gr_c Pr \sin \phi)^{1/4}$	$-90^\circ \sim 0^\circ, Gr > 10^9$
	$Nu_L = 0,56 (Gr_L Pr \sin \phi)^{0.25}$	$0^\circ \sim +90^\circ,$ $10^5 < Ra < 10^{11}$
Fussey e Warneford (1978)	$Nu_L = 0,889 (Gr_L Pr \sin \phi)^{0.205}$	$0^\circ \sim +90^\circ, Gr > 10^9$

Nas Eq. 2.38 e Eq. 2.41, as propriedades do fluido devem ser avaliadas na temperatura de filme. Nas Eq. 2.39 e Eq. 2.40 todas as propriedades, exceto β , devem ser avaliadas na temperatura de referência, sob a forma

$$T_e = T_w - 0,25(T_w - T_\infty) \quad (2.42)$$

e β avaliado à temperatura $T_w + 0,25(T_w - T_\infty)$.

O número de Grashof crítico (Gr_{cr}) na correlação de Fujii e Imura (1972) para placa inclinada com a face aquecida voltada para cima, Eq. 2.39, varia de acordo o θ da placa aquecida, como mostra a Tab. 2.3. Quanto maior o ângulo, menor é a quantidade de Gr_{cr} e, portanto, mais fácil é a transição para o regime turbulento.

Tabela 2.3. Dependência de Gr_{cr} em função da variação de θ .

θ [graus]	Gr_{cr}
-15	5×10^9
-30	2×10^9
-60	10^8
-75	10^6

As Eq. 2.38 – Eq. 2.41 são utilizadas no presente trabalho para comparar os resultados obtidos através das simulações numéricas de convecção natural em regime turbulento de um painel fotovoltaico inclinado.

2.4 Transferência térmica por convecção mista

Em situações práticas, pode ser observada uma transferência térmica por convecção na qual seja inadequado desprezar os efeitos da convecção natural ou de forçada. Neste caso, a transferência térmica ocorre em regime de convecção mista (ou combinação de convecção livre e forçada). Acoplada à velocidade do escoamento forçado, existe uma velocidade de convecção induzida pelas forças gravitacionais resultantes do gradiente de densidade do fluido próximo à superfície aquecida (HOLMAN, 1983).

O número de Richardson (Ri) é dado pela razão da convecção natural com respeito à convecção forçada na forma

$$Ri = \frac{Gr_L}{Re_L^2} . \quad (2.43)$$

Em geral, os efeitos da convecção mista devem ser considerados para $Ri \approx 1$ e o número de Nusselt expresso por $Nu_L = f(Re_L, Gr_L, Pr)$. Os efeitos de convecção forçada podem ser desprezados para $Ri \gg 1$ e $Nu_L = f(Gr_L, Pr)$. Em contrapartida, se $Ri \ll 1$ for satisfeito, os efeitos de convecção natural podem ser desprezados e $Nu_L = f(Re_L, Pr)$.

O tipo de escoamento no regime de convecção mista pode ser classificado a partir da direção e sentido das forças gravitacionais em relação ao escoamento. A Figura 2.2 mostra os três tipos mais estudados, em que N é o movimento induzido por meio das forças gravitacionais e F é o movimento forçado. Quando N e F estão na mesma direção e sentido, o escoamento é paralelo. Quando N e F estão na mesma direção e sentidos opostos, o escoamento é oposto e transversal quando N e F estão em direções perpendiculares.

Os escoamentos paralelo e oposto podem ser observados em um movimento ascendente e descendente sobre uma placa vertical aquecida e resfriada, respectivamente, com movimento forçado na direção contrária a da gravidade como ilustra a Fig. 2.7(a) e Fig. 2.7(b). Enquanto que o escoamento transversal pode ser constatado em uma placa horizontal aquecida com movimento forçado perpendicular à placa como mostra a Fig. 2.7(c) (INCROPERA; DEWITT, 1998).

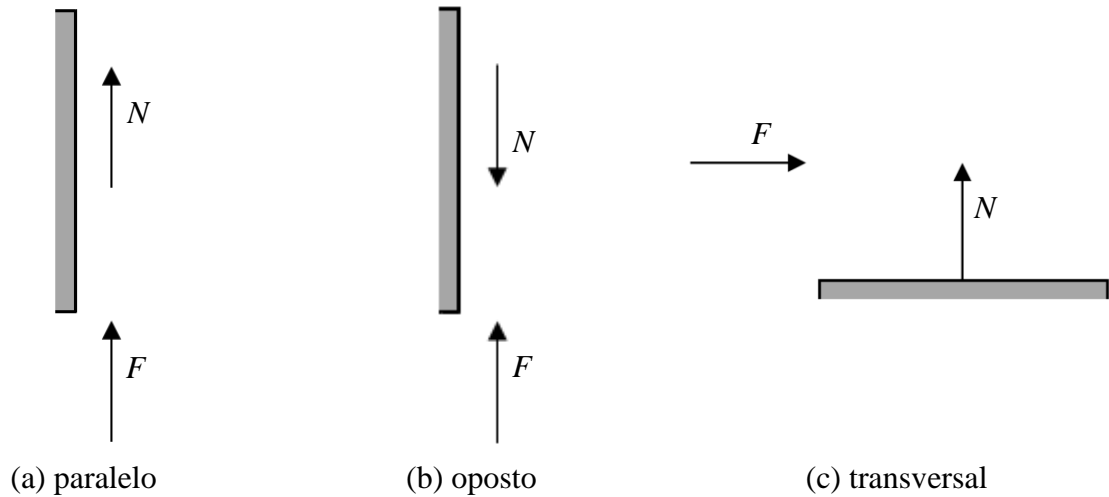


Figura 2.7. Tipos de escoamento.

Uma primeira estimativa da transferência térmica por convecção mista pode ser calculada a partir dos resultados da convecção forçada e natural na forma

$$Nu_M^n = Nu_F^n \pm Nu_N^n, \quad (2.45)$$

onde o sinal negativo é aplicado para escoamento transversal enquanto o positivo é utilizado para escoamento paralelo ou transversal. Estudos envolvendo a convecção mista em placa plana vertical mostram que a melhor correlação dos dados é obtida com $n = 3$, Tab. 2.4.

Tabela 2.4. Correlações para convecção mista em placa plana vertical.

Autor	Equação	Condições
Merkin (1964)	$Nu_M^3 = Nu_F^3 + Nu_N^3$ (2.46)	$Pr = 1$
Merkin (1969); Churchill (1977)		$Pr = 0,72$
Lloyd e Sparrow (1970)		$Pr \leq 0,72$

3 MODELAGEM MATEMÁTICA ALGÉBRICO-DIFERENCIAL

A turbulência é um fenômeno caracterizado por ser tridimensional, transiente, rotacional, altamente difusivo e transformativo. A sua origem está associada à instabilidade de escoamentos cisalhantes, gerando estruturas com comprimentos característicos diversos. A energia cinética das pequenas escalas é transformada em energia térmica pelos efeitos viscosos, enquanto as de grande escala possuem a mesma ordem de grandeza das características geométricas do escoamento. A simulação computacional de um escoamento turbulento está associada ao cálculo dessas escalas de turbulência, exigindo elevado desempenho computacional para que as menores escalas sejam capturadas (SOARES, 2006).

Com o intuito de diminuir o gasto computacional e viabilizar a solução de vários problemas encontrados na engenharia, metodologias podem ser aplicadas para evitar a resolução de todas as escalas a partir da filtragem das equações que caracterizam o escoamento. Esta filtragem é dada pela média integral de uma variável qualquer (u_i) em uma escala determinada. Considerando uma grandeza genérica u_i instantânea pode ser decomposta por sua média \bar{u}_i e uma componente flutuante u' , expressa por

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad (3.1)$$

em que \bar{u}_i é a média temporal ilustrada na Fig. 3.1.

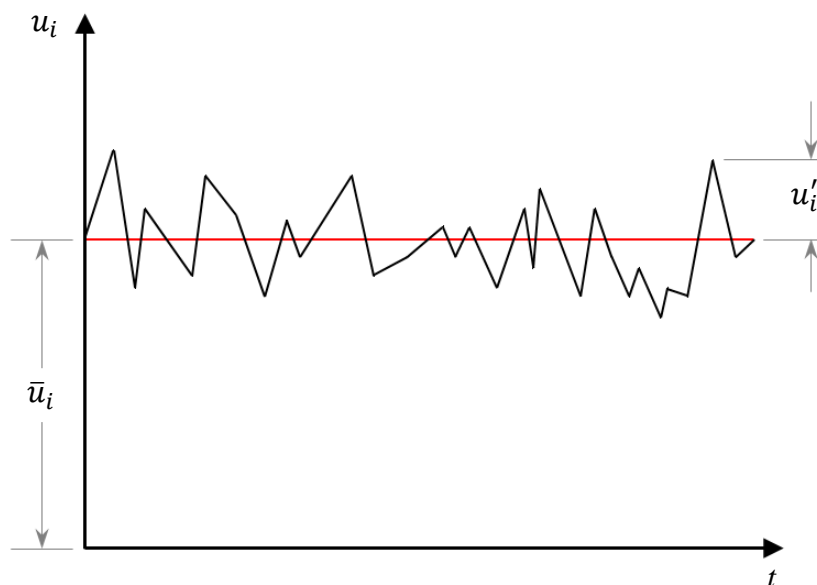


Figura 3.1. Flutuações de uma grandeza qualquer com o tempo. Adaptado de Holman (1983).

A média temporal de u_i é formulada considerando o tempo total de observação do escoamento (T) grande o suficiente que remova as escalas de tempo. Sendo assim, a filtragem da variável é a sua própria média temporal e a média da flutuação é zero. A média temporal é expressa por

$$\bar{u}_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_i dt \quad (3.2)$$

em que t_0 é o tempo inicial. Essa técnica de filtragem é a base da metodologia Equações médias de Navier Stokes, ou médias de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier Stokes*).

3.1 Equações médias de Navier-Stokes (RANS)

As equações médias de Navier-Stokes representam as equações de transporte apenas para as quantidades médias do escoamento, sendo modeladas todas as escalas de turbulência. Essas equações são obtidas aplicando a média temporal nas equações de massa e balanço de quantidade de movimento. Para escoamento incompressível de fluido newtoniano, estas equações são expressas na forma

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (3.4)$$

em que $\overline{u'_i u'_j}$ é o tensor de Reynolds que representa a influência das flutuações no escoamento. As expressões acima formam um sistema de equações aberto com mais variáveis que equações, sendo necessário modelar o tensor de Reynolds para fechar este sistema.

3.1.1 Hipótese de Boussinesq

A proposta mais antiga de modelagem de turbulência foi introduzida por Boussinesq (1877) que, fazendo uma proporcionalidade entre as tensões turbulentas e o campo médio de velocidades, modelou o tensor de Reynolds, na forma

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (3.5)$$

em que δ_{ij} é o delta de Kronecker (cujo valor é 1, se $i = j$ e 0, se $i \neq j$), ν_T é a viscosidade turbulenta e k é a energia cinética turbulenta, dada por

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (3.6)$$

A viscosidade turbulenta é uma propriedade do escoamento e não do fluido como é a viscosidade molecular, sendo dependente do espaço e do tempo. Devido a sua forte dependência do estado da turbulência, pode variar significativamente de um ponto a outro no interior do escoamento.

3.1.2 Modelo de turbulência $k-\varepsilon$

O modelo $k-\varepsilon$, proposto inicialmente por Harlow e Nakayama (1968) e complementado por Launder e Spalding (1974), é um modelo semiempírico que resulta da solução das equações de transporte para a energia cinética de turbulência e para a potencia de transformação por efeitos viscosos (ε). Esse modelo foi criado assumindo que o escoamento era totalmente turbulento e os efeitos da viscosidade molecular eram desprezíveis. Portanto, o modelo $k-\varepsilon$ é válido apenas para escoamentos totalmente turbulentos.

A viscosidade turbulenta é dada pela relação de Prandtl e Kolmogorov:

$$\nu_T = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon}, \quad (3.7)$$

onde C_μ é uma constante de calibração do modelo. As equações de transporte de energia cinética de turbulência e da taxa de dissipação turbulenta são descritas como:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]. \quad (3.9)$$

As constantes do modelo $k-\varepsilon$ obtidas através de experimentos por Launder e Spauling (1974) possuem os seguintes valores:

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 ; \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 ; \quad C_\mu = 0,09 ; \quad \sigma_k = 1,0 ; \quad \sigma_\varepsilon = 1,3 .$$

O modelo $k-\varepsilon$ não é apropriado para a modelagem de regiões próximas à parede, subestimando a energia cinética turbulenta na subcamada laminar. Também apresenta desvantagem em regiões que apresentam gradientes de pressão adverso elevados, pois superestima a transformação de energia cinética turbulenta (SILVA, 2014).

3.1.3 Modelo de turbulência $k-\omega$

O modelo $k-\omega$, proposto por Wilcox (1988), resulta da solução das equações de transporte para a energia cinética de turbulência e da frequência de turbulência (ω). Assim como no modelo $k-\varepsilon$, baseia-se na hipótese de Boussinesq.

A viscosidade turbulenta é obtida por:

$$v_T = \frac{k}{\omega}. \quad (3.10)$$

As equações de transporte de energia cinética de turbulência e de frequência turbulenta são descritas como:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (v + \sigma^* v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\}, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (v + \sigma v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right\}. \quad (3.12)$$

As constantes do modelo $k-\omega$ possuem os seguintes valores:

$$\alpha = 5/9 ; \quad \beta = 3/9 ; \quad \beta^* = 9/100 ; \quad \sigma = 1/2 ; \quad \sigma^* = 1/2 .$$

O uso do modelo $k-\omega$ demonstra bom desempenho em regiões próximas à parede para baixo número de Reynolds, apresentando melhor predição em condições de gradiente de pressão adverso quando comparado com o modelo $k-\varepsilon$. Entretanto, em regiões de corrente livre obtêm-se a energia cinética turbulenta tendendo a zero devido à produção extra de turbulência provocado pelas constantes do modelo (RODRIGUES, 2007; SILVA, 2014).

3.1.4 Modelo de turbulência “Shear Stress Transport” (SST)

Menter (1994) propôs o modelo *Shear Stress Transport* (SST) baseado na combinação dos modelos padrão $k-\omega$ e $k-\varepsilon$, sendo o primeiro aplicado na camada limite e o segundo na corrente livre, como mostra a Fig. 3.2, com o intuito de garantir que as equações do modelo se comportem apropriadamente tanto nas zonas próximas à parede quanto nas zonas mais afastadas.

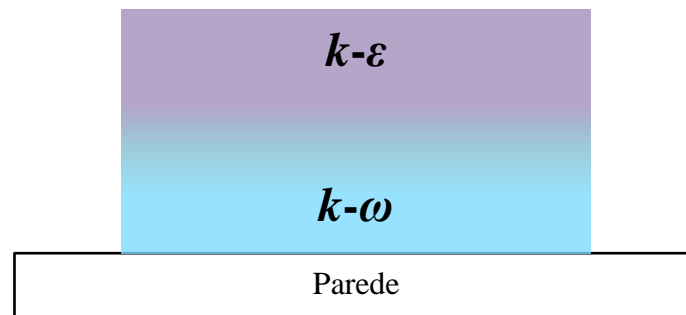


Figura 3.2. Ilustração da abordagem do modelo SST. Adaptado de ANSYS (2009).

No modelo SST, a viscosidade turbulenta (ν_T) é dada em termos de k , ω e funções de mistura (F_1 e F_2) que alternam dependendo da distância do elemento até a parede,

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2 \text{ ou } SF_1)} \quad (3.13)$$

onde S é o invariante do tensor de taxa de deformação $S = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}$ no qual

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.14)$$

Na Eq. (3.13), os termos k e ω são formulados pelas equações de transporte

$$\rho \left(\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \beta^* \omega k, \quad (3.15)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \rho \alpha S^2 - \beta \rho \omega^2 + 2\rho(1 - F_1)\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j},$$

em que P_k é o transporte de turbulência quantificado por

$$P_k = \nu_T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.16)$$

As funções de mistura são responsáveis por delimitar as regiões que cada modelo ($k-\omega$ e $k-\varepsilon$) irá atuar, sendo expressas por:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\omega_2 k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\}, \quad (3.17)$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\}, \quad (3.18)$$

onde y é a distância normal à parede e $CD_{k\omega}$ é dado por:

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial k}{\partial x_i}, 10^{-10} \right). \quad (3.19)$$

As constantes do modelo SST possuem os seguintes valores (MENTER, 1994):

$$\begin{aligned} \beta^* &= 0,09 ; & \alpha_1 &= 0,44 ; & \beta_1 &= 3/40 ; & \sigma_{k1} &= 0,85 ; & \sigma_{w1} &= 0,5 ; \\ \alpha_2 &= 5/9 ; & \beta_2 &= 0,0828 ; & \sigma_{k2} &= 1 ; & \sigma_{w2} &= 0,856 . \end{aligned}$$

3.2 Tratamento de escoamentos próximos à parede

O campo de velocidade de escoamentos próximos à parede são afetados devido à condição de não deslizamento. A turbulência também é afetada por este efeito, visto que nas zonas mais próximas da parede os efeitos viscosos reduzem as flutuações da velocidade, enquanto que em zonas mais afastadas os altos gradientes de velocidade favorecem a produção de energia cinética turbulenta, aumentando a turbulência nessa região.

A correta modelagem dos efeitos próximos à parede impactará de forma decisiva na fiabilidade dos resultados obtidos já que é a principal fonte de turbulência em escoamentos rodeados por paredes. Portanto, uma representação precisa do escoamento em regiões próximas à parede determinará o êxito da predição dos escoamentos turbulentos.

Como mencionado na seção 2.3.4 do presente trabalho, a camada limite é dividida em três regiões. Na subcamada laminar, o fluido é estacionário sobre a placa devido à condição de não deslizamento. Como essa subcamada é muito fina, considera-se que a tensão de cisalhamento é mantida constante ao longo de toda a sua espessura. Sendo assim, o perfil da velocidade (u) na subcamada laminar é dado por

$$u = \frac{\tau_w}{\rho\nu}y. \quad (3.20)$$

em τ_w é a tensão de cisalhamento na parede. A adimensionalização dessa velocidade é dada por u^+ , expressa por

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad (3.21)$$

em que u_τ é a escala viscosa de velocidade descrita por:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (3.22)$$

A distância normal à parede adimensional (y^+) também é determinada em termos de u_τ ,

$$y^+ = \frac{\Delta y u_\tau}{\nu}, \quad (3.23)$$

onde Δy é a distância entre a parede e o nó mais próximo.

A Fig. 3.3 apresenta valores de u^+ em função de y^+ onde é possível distinguir as três regiões da camada limite a partir dos valores de y^+ ,

- Subcamada laminar: $y^+ < 5$;
- Camada de transição: $5 < y^+ < 30$;
- Subcamada turbulenta: $y^+ > 30$.

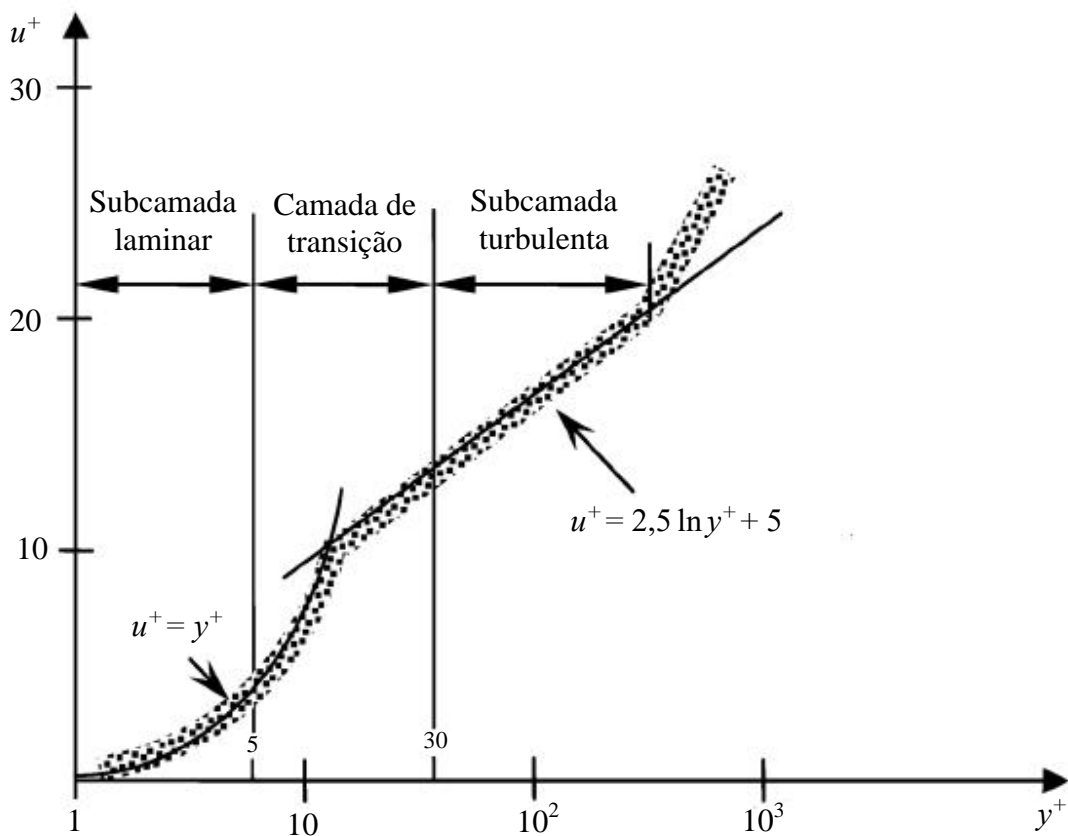


Figura 3.3. Perfil de velocidade junto a uma parede, retirado de Souza et al. (2011).

Na modelagem numérica da camada limite é fundamental que os valores de y^+ estejam compatíveis com o modelo de turbulência usado. No modelo de turbulência *SST*, é o valor deste parâmetro que selecionada a abordagem a ser utilizada $k-\omega$ ou $k-\varepsilon$ (SILVA, 2014). Por conseguinte, para captar os fenômenos da subcamada laminar e obter uma completa resolução da camada limite é necessário que a malha possua nós com valores de y^+ inferiores a 2 (ANSYS, 2009).

4 MODELAGEM NUMÉRICA

As simulações da transferência térmica por convecção natural foram realizadas tanto para o escoamento em regime laminar quanto para o turbulento, enquanto que por convecção forçada e mista foi simulado apenas o escoamento turbulento. As equações que caracterizam o escoamento, equação de conservação da massa, equação do balanço de energia e equação do balanço da quantidade de movimento foram resolvidas numericamente pelo Método dos Volumes Finitos (FVM) para as simulações do escoamento laminar em regime permanente.

A metodologia RANS foi aplicada às equações que caracterizam o escoamento para realizar as simulações dos escoamentos em regime turbulento com o modelo de turbulência SST. Esta metodologia e modelo de turbulência foram utilizados também em outros estudos numéricos da transferência térmica em painéis fotovoltaicos (PINHEIRO; CORNILS; BRASIL JUNIOR, 2016; JUBAYER; SIDDIQUI; HANGAN, 2016). Essas simulações foram realizadas em regime permanente, entretanto começam em uma condição inicial diferente desse regime sendo evoluído até chegar ao permanente. Para verificar esta condição, o coeficiente de transferência térmica por convecção médio (\bar{h}) foi monitorado até que fosse estabilizado. A Fig. 4.1 mostra o monitoramento de \bar{h} na superfície superior e inferior da placa representadas pelas linhas vermelha e verde, respectivamente. Percebe-se que ao final da simulação o \bar{h} não apresenta flutuações.

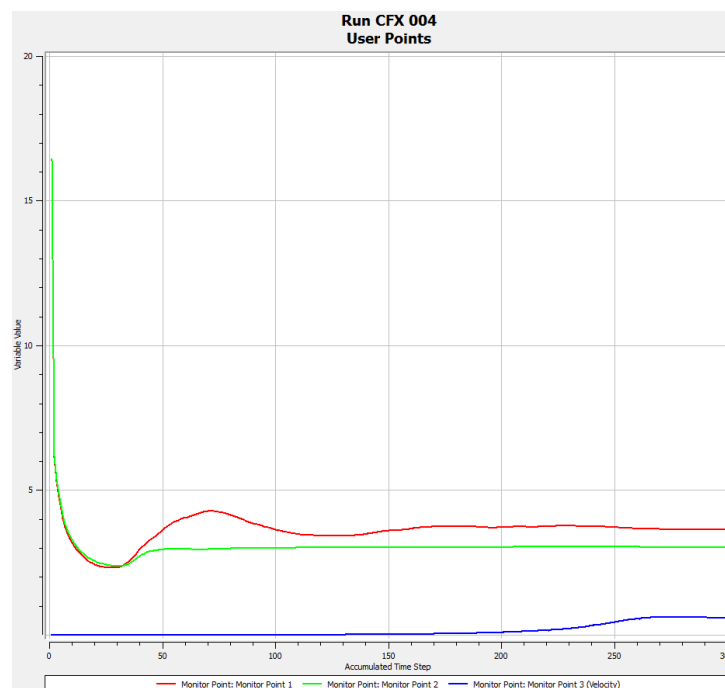


Figura 4.1. Monitoramento de \bar{h} para simulação da troca convectiva natural em regime turbulento para $T_w = 80^\circ\text{C}$ e $\phi = 20^\circ$.

O *software* ANSYS/FluentTM 17.0 e o ANSYS/CFXTM 16.1 foram utilizados para realizar as simulações numéricas, seguindo as etapas: geração da geometria (Design Modeler), geração da malha (ANSYS Meshing), definição dos parâmetros para a análise de CFD (CFX-Solver e Fluent-Solver) e pós-processamento/análise do resultado (CFD-Post). Escoamentos laminares bi e tridimensionais foram simulados em regime de convecção natural. Por ser um solver 3D o CFX é incapaz de interpretar domínios 2D e, portanto, o solver Fluent foi utilizado para realizar as simulações bidimensionais. As simulações foram efetuadas no Laboratório de Energia e Ambiente (LEA) da Universidade de Brasília (UnB), a Tabela 4.1 apresenta as especificações dos computadores usados para efetuá-las.

Tabela 4.1. Especificações computacionais.

Processador	Quant. de processadores	Quant. de núcleos	Memória RAM
Intel Xeon: E5-2643	2	24	32 GB
Intel® Core TM i5-6200U	1	2	8 GB

4.1 Modelo físico do problema

O painel fotovoltaico é formado por um conjunto de 16 módulos solares de 1 m (comprimento) \times 0,5 m (largura), ilustrado na Fig. 4.1(a), totalizando 4 m (comprimento) \times 2 m (largura), como mostra a Fig. 4.2(b).

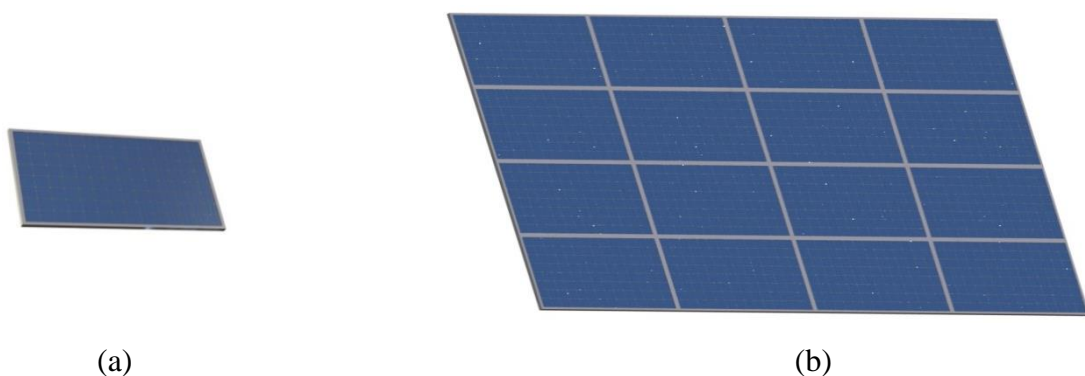


Figura 4.2. Objeto de estudo. (a) Módulo fotovoltaico, (b) Painel fotovoltaico.

Os materiais que compõe o painel fotovoltaico são considerados indiferentes para a simulação computacional do escoamento, visto que suas superfícies (inferior e superior) mantêm a temperatura constante. Portanto, no domínio computacional, o painel é

representado por uma placa plana. O domínio foi definido com relação ao comprimento característico da placa, considerando $L = 10$ cm para as simulações em regime laminar e $L = 2$ m para regime turbulento. A Fig. 4.3 e a Fig. 4.4 apresentam as vistas lateral e frontal do domínio computacional 3D para escoamento laminar e turbulento, respectivamente. O domínio 2D possui as mesmas dimensões da vista lateral do domínio 3D.

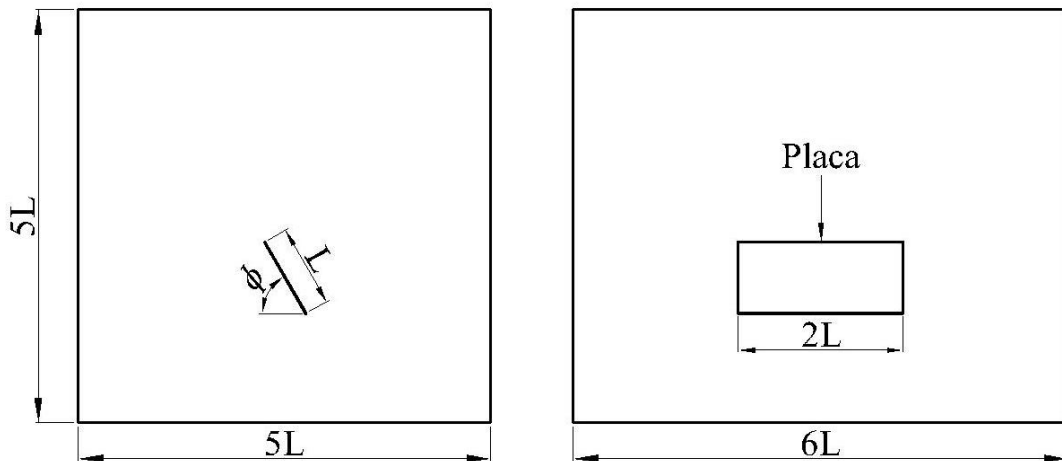


Figura 4.3. Domínio computacional para escoamento laminar.

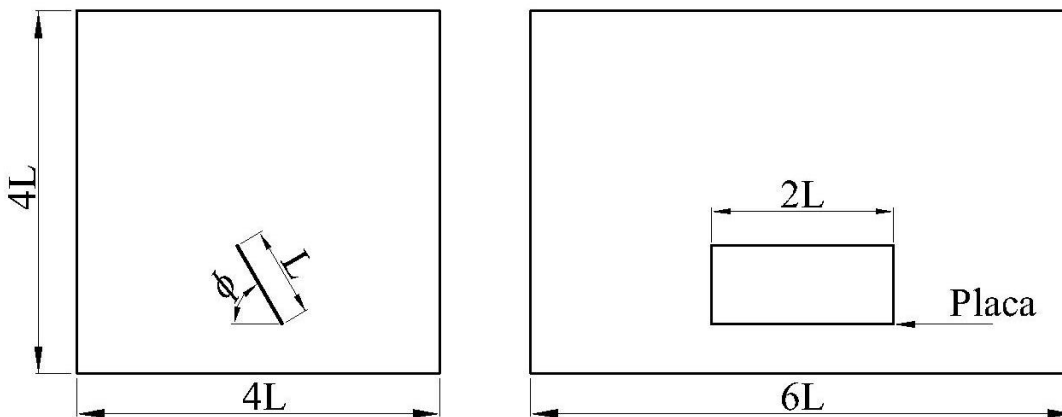


Figura 4.4. Domínio computacional para escoamento turbulento.

4.2 Condições de contorno

As simulações foram realizadas considerando variações da temperatura da superfície da placa (T_w) de 25 a 80°C, levando em conta os seguintes argumentos:

- A eficiência dos módulos fotovoltaicos é avaliada nas condições padrões de teste (STC) com irradiância solar de 1000 W/m² e temperatura de 25°C na célula solar (GUECHI; CHEGAAR; AILLERIE, 2016).
- A temperatura de uma célula fotovoltaica atinge, em média, 48°C para uma temperatura ambiente de 20°C (VILLALVA; GAZOLI, 2012).

- Em situações críticas, módulos fotovoltaicos operam em altas temperaturas entre 50 a 100°C (PINHEIRO; SILVA; BRASIL JUNIOR, 2016).

As condições de contorno aplicadas, no presente trabalho, para convecção natural são as mesmas utilizadas por Pinheiro (2016) em um estudo numérico da transferência térmica por convecção natural em um painel fotovoltaico. Durante as simulações a placa foi mantida a temperatura constante, sendo tratada como uma parede isotérmica. A temperatura na corrente livre (T_∞) equivalente a 22°C foi a mesma para todas as simulações numéricas. A Tabela 4.2 apresenta as propriedades do fluido avaliadas nesta temperatura.

Tabela 4.2. Propriedades do fluido (ar) avaliadas na temperatura ambiente (ÇENGEL, 2002).

T_∞ [°C]	ρ [kg/m ³]	μ [kg/m · s]	c [J/kg · K]	k_f [W/m · K]	β [K ⁻¹]
22	1,196	$1,834 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02523	0,003388

Atualmente, os ângulos de inclinações dos painéis fotovoltaicos são definidos com relação à latitude local onde são instalados. Além do mais, não são recomendadas inclinações menores que 10°, podendo prejudicar a limpeza natural dos módulos pela água da chuva (SOUZA, 2016). Considerando tais argumentos e que a maior parte da superfície terrestre possuem latitudes de 0 a $\pm 60^\circ$, foram selecionados os ângulos de inclinações com relação à horizontal (ϕ) para a placa: 10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 35°, 40°, 45°, 50°, 55° e 60°.

4.2.1 Convecção natural

Para as simulações de convecção natural em regime laminar, foi definida a temperatura da superfície da placa em 25°C, 30°C, 40°C, 50°C, 60°C, 70°C e 80°C. Enquanto que para o regime turbulento essa temperatura foi 25°C, 40°C, 60°C e 80°C para cada simulação. A Tab. 4.3 e a Fig. 4.5 apresentam as condições de contorno para as simulações de convecção natural.

Tabela 4.3. Condições de contorno aplicadas ao domínio para convecção natural.

Seção	Condições de contorno
Superfície da placa	Parede isotérmica (T_w) com condição de não deslizamento
Superfície lateral e superior do domínio	Temperatura ambiente (T_∞) e fluxo livre
Superfície inferior do domínio	Parede adiabática com condição de deslizamento livre

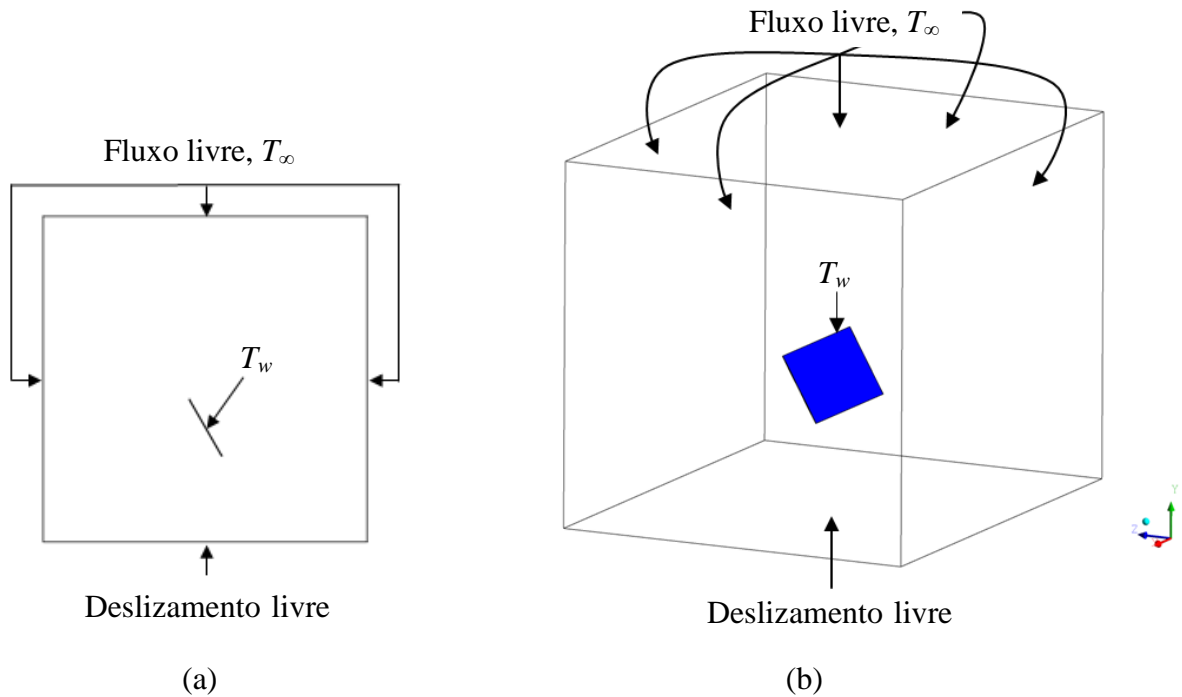


Figura 4.5. Condições de contorno para convecção natural. (a) Escoamento 2D, (b) Escoamento 3D.

4.2.2 Convecção forçada e mista

As simulações da transferência térmica por convecção forçada e mista foram realizadas em apenas uma temperatura da placa ($T_w = 80^\circ\text{C}$) e um ângulo de inclinação ($\phi = 40^\circ$). O único parâmetro que muda entre as simulações desses dois tipos de convecção é a massa específica, considerada constante para a forçada e variável no termo das forças gravitacionais para a mista. A Tab. 4.44 e a Fig. 4.6 apresentam as condições de contorno para as simulações de convecção forçada e mista.

Tabela 4.4. Condições de contorno aplicadas ao domínio para convecção forçada e mista.

Seção	Condições de contorno
Superfície da placa	Parede isotérmica (T_w) com condição de não deslizamento
Entrada do escoamento	Temperatura ambiente (T_∞), perfil uniforme de velocidade variando de 0,05 a 10 m/s com 5% de intensidade de turbulência.
Saída do escoamento	Temperatura ambiente (T_∞), pressão atmosférica com gradiente de velocidade nulo.
Superfície lateral e superior do domínio	Temperatura ambiente (T_∞) e fluxo livre
Superfície inferior do domínio	Parede adiabática com condição de deslizamento livre

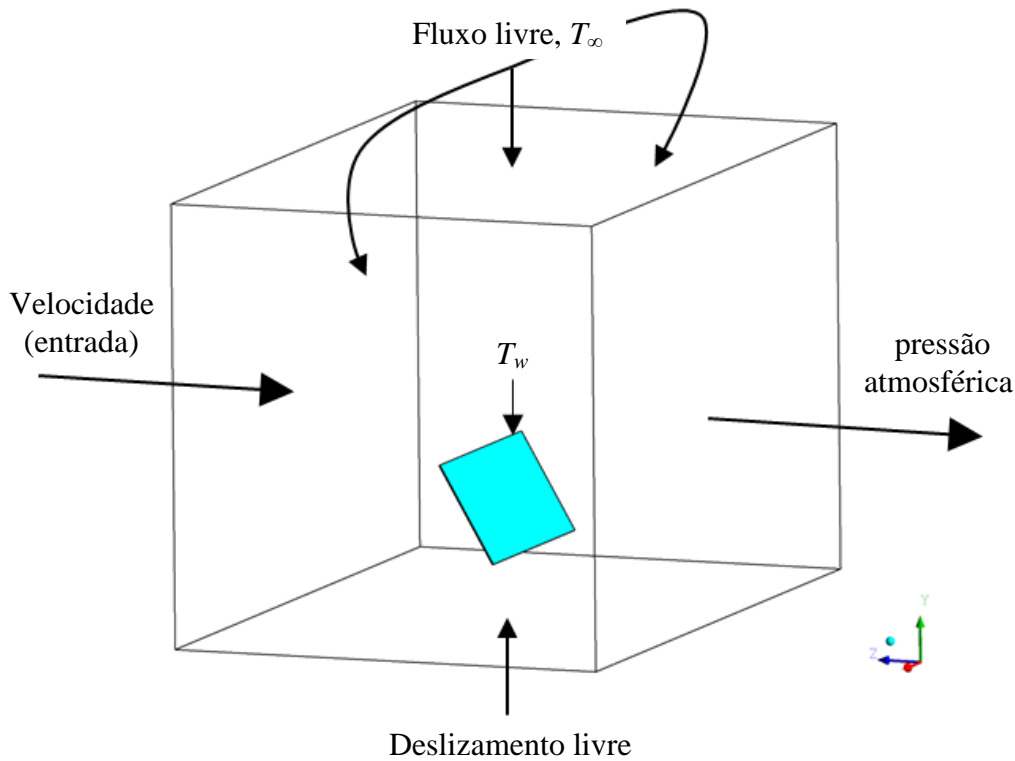


Figura 4.6. Condições de contorno para convecção forçada e mista.

4.3 Estudo de convergência de malha

O estudo de malha foi realizado usando os resultados numéricos do coeficiente médio de transferência térmica. As malhas foram refinadas até que os resultados não apresentassem diferenças significativas com o aumento do número de nós. As malhas são compostas por elementos tetraédricos com camadas de elementos prismáticos próximos à parede da placa para manter valores baixos de y^+ (parâmetro adimensional para distância da parede). A Fig. 4.7 mostra o estudo de malha para escoamento 2D em regime laminar. Com base neste estudo foi selecionada a malha computacional contendo 18.531 nós. A Fig. 4.8 apresenta a malha computacional 2D onde é possível observar o refinamento prismático próximo à placa.

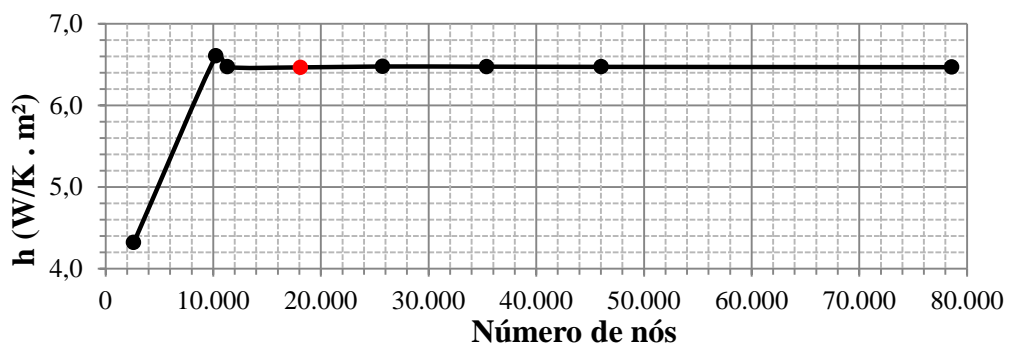


Figura 4.7. Estudo de malha para escoamento 2D em regime laminar.

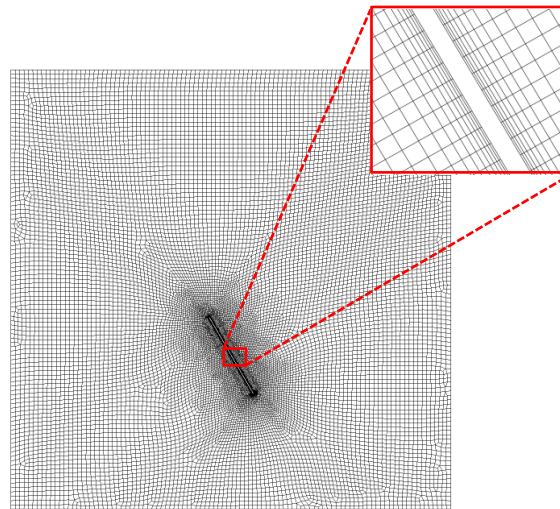


Figura 4.8. Malha computacional 2D.

A Fig. 4.9 mostra o estudo de malha para o escoamento tridimensional. Os pontos vermelhos representam as malhas seleccionadas, contendo 942.962 e 2.314.532 nós para realizar as simulações em regimes laminar e turbulento, respectivamente. A Fig. 4.10 mostra duas vistas da malha computacional para simulações de escoamento 3D em regime turbulento. Nota-se na Fig. 4.10(a) o refinamento da malha na superfície da placa e na Fig. 4.10(b) as várias camadas de elementos prismáticos próximos à parede da placa.

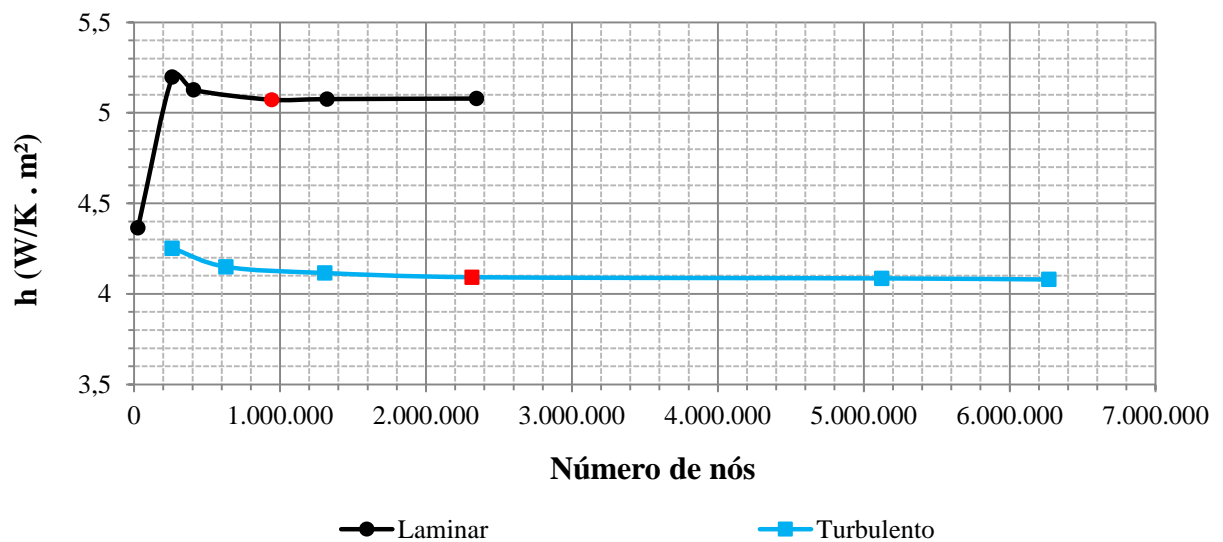


Figura 4.9. Estudo de malha para escoamento 3D em regime laminar e turbulento.

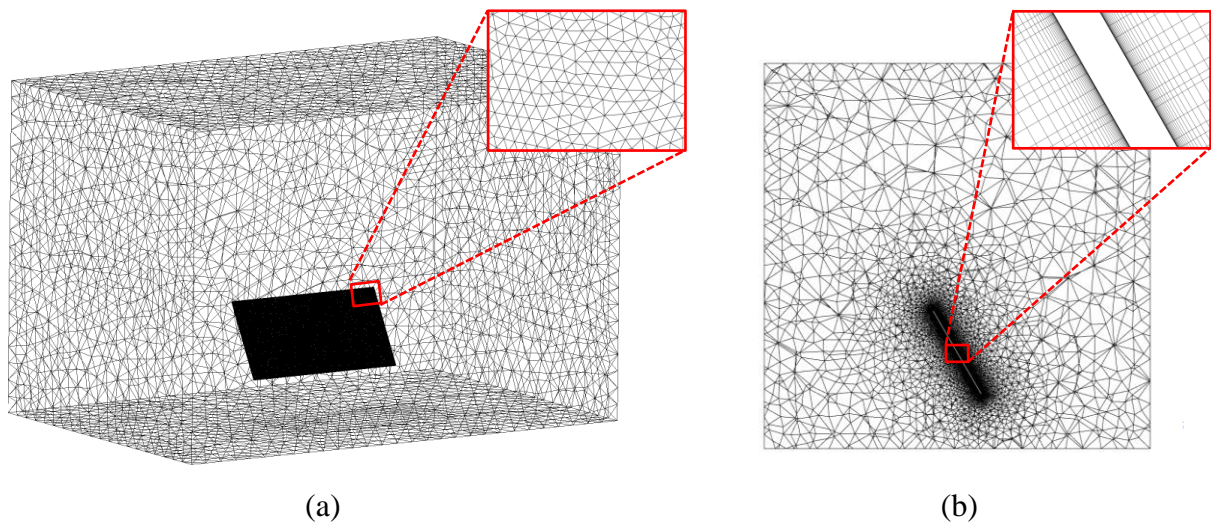


Figura 4.10. Malha computacional para escoamento 3D em regime turbulento. (a) Vista em perspectiva, (b) Vista lateral em corte.

A espessura do refinamento prismático levou em conta a espessura da camada limite térmica (δ_T), calculada a partir da Eq. 2.31. Quanto menor for T_w e ϕ , maior será δ_T . Portanto, o cálculo foi feito para $T_w = 25^\circ\text{C}$ em que o número de Rayleigh com base no comprimento característico da placa (Ra_L), Eq. 2.34, para o escoamento laminar e turbulento para placa na posição vertical são equivalentes a $Ra = 3,02 \times 10^5$ e $Ra = 2,42 \times 10^9$, respectivamente. A Tab. 4.5 apresenta as espessuras da camada limite para $\phi = 10^\circ$. O refinamento prismático foi realizado com espessura superior a da δ_T , permitindo a descrição precisa dos campos nessa região onde apresenta fortes gradientes de temperatura.

Tabela 4.5. Espessuras da camada limite térmica.

Escoamentos	δ_T [mm]
Laminar, $Ra_L \text{ sen } \phi = 5,23 \times 10^4$	9,7
Turbulento, $Ra_L \text{ sen } \phi = 4,19 \times 10^8$	10

Para garantir uma boa resolução da camada limite nas simulações numéricas em regime turbulento foram mantidos os valores de y^+ compatíveis com o modelo de turbulência *SST* com $y^+ \approx 0,5$.

Para as simulações em regime laminar, o critério de convergência foi definido como 0,00001 de resíduo no CFX e 0,0001 no Fluent. Para as simulações em regime turbulento, o critério de convergência foi baseado no monitoramento de \bar{h} nas superfícies inferior e superior

da placa. Foi definido um número de iterações numéricas mínima e máxima por passo no tempo de 1 e 10, respectivamente, apresentando a estabilização da variável durante as simulações.

4.4 Validação com a placa na posição vertical

Antes de realizar as simulações com a placa inclinada, foi feito a validação do modelo numérico com a placa na posição vertical. O resultado numérico foi comparado com o número de Nusselt médio baseado no comprimento característico da placa (\overline{Nu}_L) calculado pelas correlações de Churchill e Chu (1975) para placa plana vertical isotérmica e regime laminar, Eq. 2.37. A temperatura da placa variou de 25°C até 80°C, de 5 em 5°C. A Tab. 4.6 apresenta as propriedades termofísicas do ar $\{\rho, \mu, c, k_f, \beta\}$ avaliadas na temperatura de filme, Eq. 2.35.

Tabela 4.6. Propriedades do fluido (ar) avaliadas na temperatura de filme (ÇENGEL, 2002).

T_f [°C]	ρ [kg/m ³]	μ [kg/m · s]	c [J/kg · K]	K [W/m · K]	β [K ⁻¹]
22,5	1,194	$1,837 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02532	0,003384
26,0	1,184	$1,853 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02558	0,003343
28,5	1,170	$1,865 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02577	0,003315
31,0	1,160	$1,876 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02595	0,003287
33,5	1,151	$1,888 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02614	0,003261
36,0	1,141	$1,899 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02632	0,003234
38,5	1,132	$1,132 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02651	0,003208
41,0	1,123	$1,922 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02669	0,003183
43,5	1,114	$1,934 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02688	0,003158
46,0	1,105	$1,945 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02706	0,003133
48,5	1,097	$1,963 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02724	0,003109
51,0	1,089	$1,967 \cdot 10^{-5}$	1,007	0,02742	0,003085

O \overline{Nu} numérico foi obtido a partir da integral de h na superfície da placa. A comparação dos resultados numéricos e da correlação de Churchill e Chu (1975) é mostrada na Fig. 4.11. Os resultados apresentam boa concordância com diferença relativa máxima de 3,6% e -6% para os escoamentos 2D e 3D, respectivamente, indicando que a abordagem do modelo é adequada.

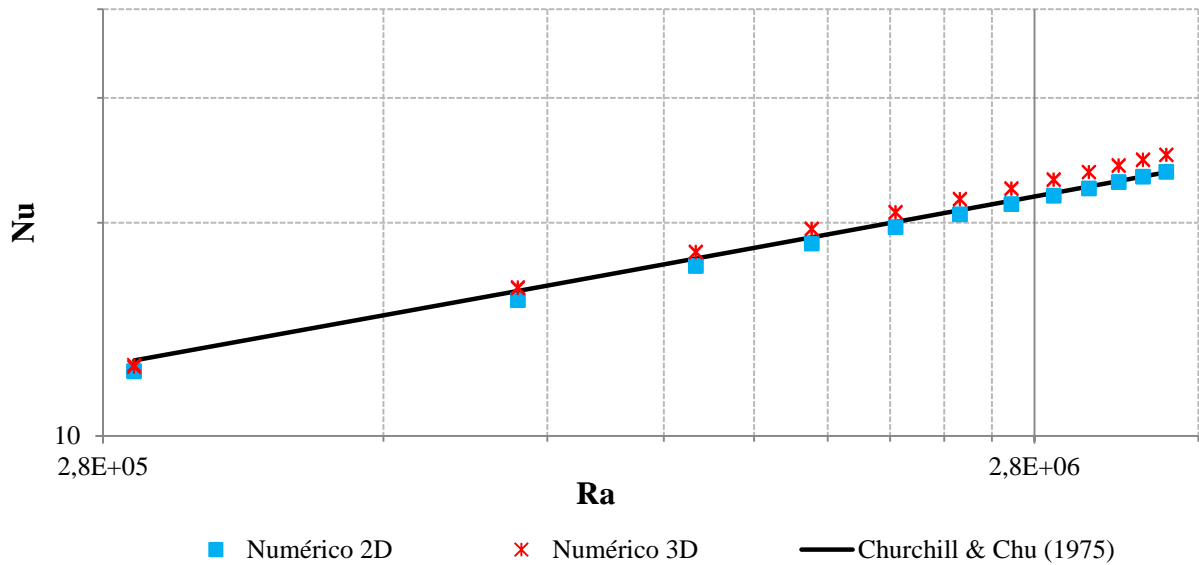


Figura 4.11. Placa plana vertical aquecida, $\phi = 90^\circ$.

Nota-se na Fig. 4.11 que os efeitos tridimensionais influenciam no número de Nusselt. A diferença relativa dos resultados 2D e 3D com relação a correlação de Churchill e Chu (1975) diminui e aumenta gradativamente com a elevação de Ra , respectivamente. Essa diferença é de 0,1% e -6% para o escoamento 2D e 3D, respectivamente, para $Ra = 3,88 \times 10^6$ (último ponto do gráfico). Espera-se que no escoamento turbulento aumente essa diferença, pois os efeitos tridimensionais são ainda mais acentuados devido aos mecanismos adicionais de transporte de energia.

4.5 Procedimento experimental

Os ensaios experimentais foram realizados pela aluna de doutorado do Laboratório de Energia e Ambiente, Eugênia Cornils Monteiro, em uma placa plana com o mesmo objetivo das simulações para a placa aquecida na posição vertical: validar a abordagem numérica. Entretanto, nos experimentos a placa foi inclinada.

A Figura 4.12 mostra o aparato experimental que consiste de duas placas de aço inox de 0,2 m (comprimento) \times 0,1m (largura) \times 0,001 m (espessura) fixadas em um suporte de acrílico, permitindo a variação do ângulo de inclinação. Um aquecedor flexível posicionado entre as placas é responsável por aquecê-las durante os ensaios experimentais. A Fig. 4.12(a) mostra esse aparato localizado dentro de uma câmara fechada, podendo variar o ângulo de inclinação das placas de 20° até 60° com relação à vertical, por meio de uma trava manual, conforma é ilustrado na Fig. 4.12(b).

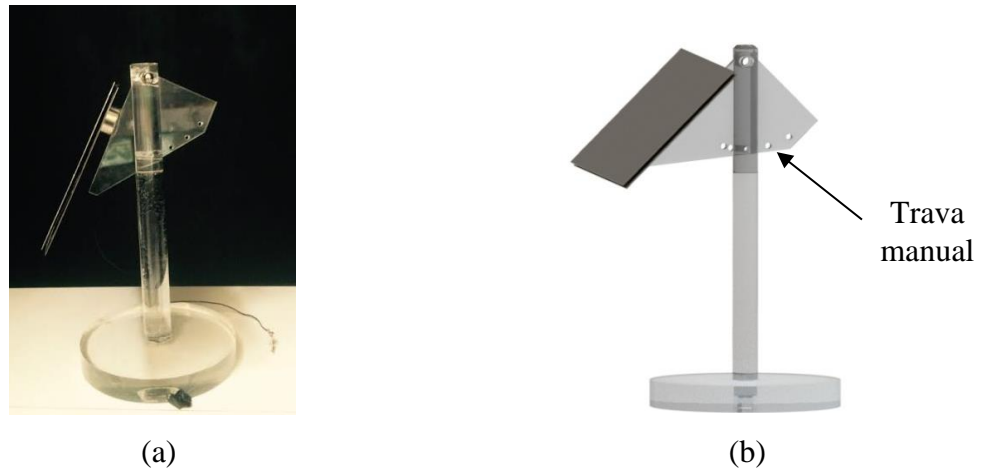


Figura 4.12. Aparato experimental. (a) Situado em uma câmara fechada, (b) Desenho 3D.

O sistema de aquisição de dados é composto por dois termopares do tipo J-K situados na superfície superior e inferior dos módulos e um sensor de temperatura DS18B20 fixado na parede da câmara para medir a temperatura ambiente. O aquecedor de filme de poliamida flexível (KH-408/5) é alimentado por uma fonte de tensão, podendo elevar a temperatura das placas em mais de 80°C . Os dados de corrente e voltagem são adquiridos com sensores conectados a uma fonte de tensão e um Arduino UNO. A Fig. 4.13(a) apresenta o aparato experimental conectado aos termopares e ao Arduino, localizado dentro da câmara de convecção natural. A Fig. 4.13(b) mostra a fonte e o computador utilizados nos ensaios experimentais.

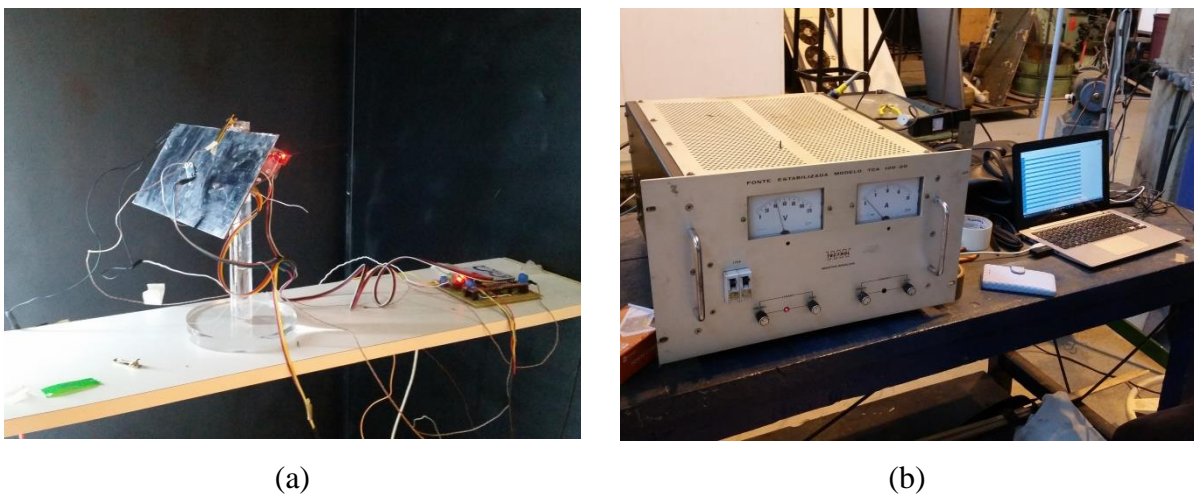


Figura 4.13. Ensaio experimental. (a) Aparato experimental, Arduino e termopares localizados dentro da câmara de convecção natural, (b) Fonte e computador.

Para os cálculos do coeficiente de calor por convecção, foi considerado que o aquecedor distribuía o calor igualmente para toda a superfície das placas. A Fig. 4.14 mostra a câmara de convecção natural, onde o aparato experimental foi posicionado com o intuito de diminuir a influência das variações do ambiente externo na aquisição de dados.



Figura 4.14. Câmara de convecção natural.

O esquema do experimento é ilustrado na Fig. 4.15.

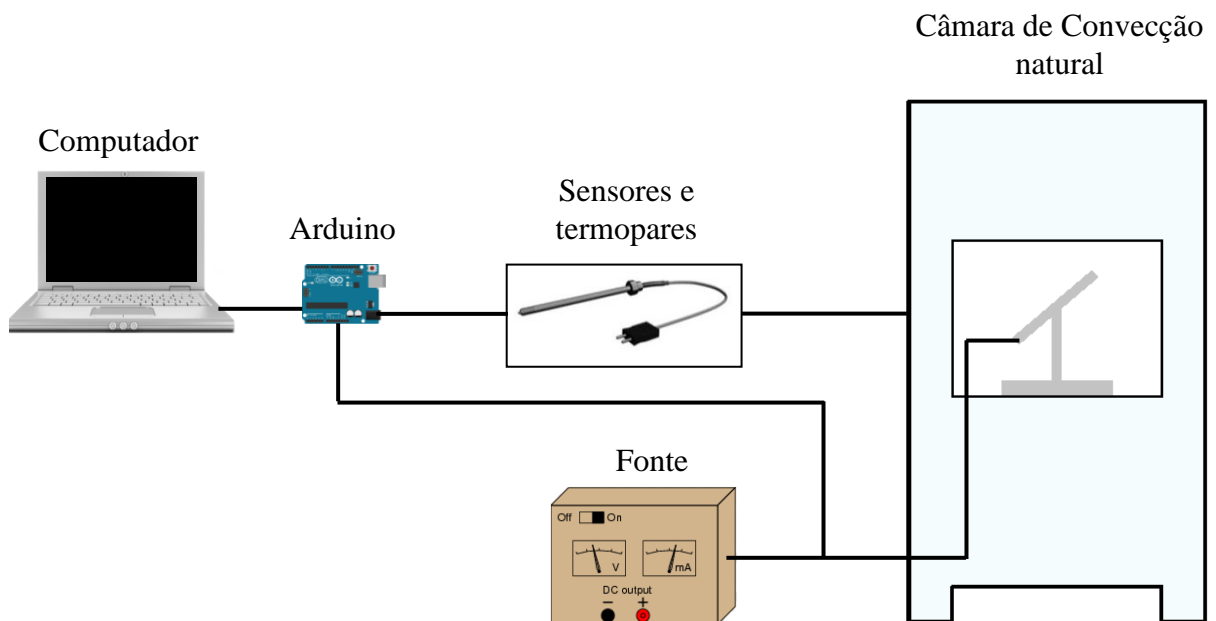


Figura 4.15. Esquema do experimento.

As voltagens definidas para os ensaios experimentais foram de $20 \pm 0,5\text{V}$ e $40 \pm 0,5\text{V}$, mantendo a temperatura da placa em aproximadamente 40°C e 80°C , respectivamente. As

inclinações foram definidas em 20°, 25°, 30°, 35°, 40°, 45°, 50°, 55° e 60° com relação à horizontal para cada temperatura da placa. Os dados foram coletados após a estabilização da temperatura da placa. Por fim, o coeficiente de transferência térmica por convecção médio experimental foi calculado usando os dados das diferenças de temperatura do interior da câmara e da placa.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1 Convecção natural em regime laminar

A Fig.5.1 mostra as linhas de corrente de velocidade e o contorno de temperatura para o escoamento bidimensional em regime de convecção natural para placa inclinada com $\phi = 10^\circ$ e $Ra = 6,72 \times 10^5$, caracterizando escoamento laminar. Na Fig. 5.1(a) percebe-se a formação de uma única pluma de temperatura que ascende de forma bem organizada, com as linhas de corrente aderidas e paralelas à placa como mostra a Fig 5.1(b).

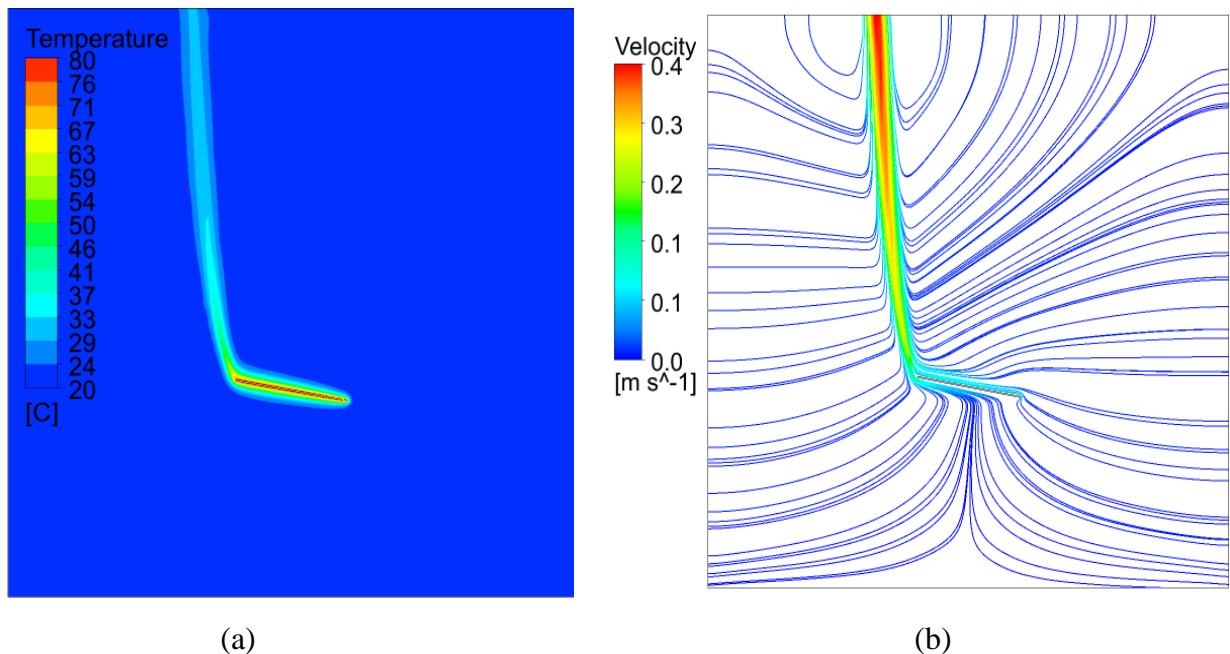


Figura 5.1. Convecção natural em regime laminar para placa inclinada 2D, $\phi = 10^\circ$. (a) Contorno de temperatura, (b) Linhas de corrente de velocidade.

No caso 3D, com as mesmas condições de ϕ e Ra do caso 2D, o contorno de temperatura deixa evidente uma região de gradientes de temperatura compatíveis com a formação de uma pluma secundária para um plano transversal localizado próximo a borda da placa como mostra a Fig. 5.2(a). Na Fig. 5.2(b) nota-se o afastamento das linhas de corrente que deixam de ser paralelas, apresentando instabilidades.

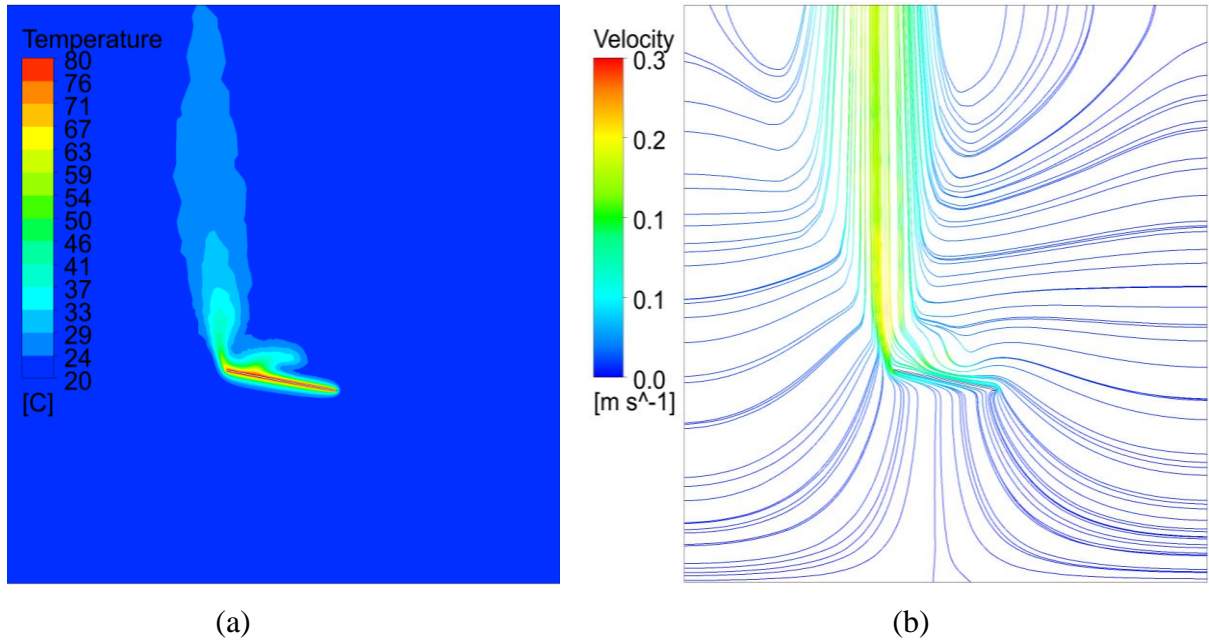


Figura 5.2. Convecção natural em regime laminar para placa inclinada 3D, $\phi = 10^\circ$. (a) Contorno de temperatura, (b) Linhas de corrente de velocidade.

Uma forma de verificar a influência da formação de plumas na transferência térmica das placas planas inclinadas é comparar o \overline{Nu} obtido das superfícies das placas 2D e 3D. A Fig. 5.3, mostra os resultados numéricos de \overline{Nu} para esses dois casos, partindo de $Ra = 6,72 \times 10^5$ até $Ra = 3,36 \times 10^6$. Percebe-se que quanto maior o ângulo de inclinação maior é o \overline{Nu} . Também é possível observar que os efeitos da tridimensionalidade do escoamento modificam os valores de \overline{Nu} . Para superfície inferior, essa diferença relativa mínima e máxima é de $-5,8\%$ e $-13,2\%$, para o maior e menor ângulo de inclinação, respectivamente. Isto indica que quanto menor a inclinação, mais amplificados são esses efeitos.

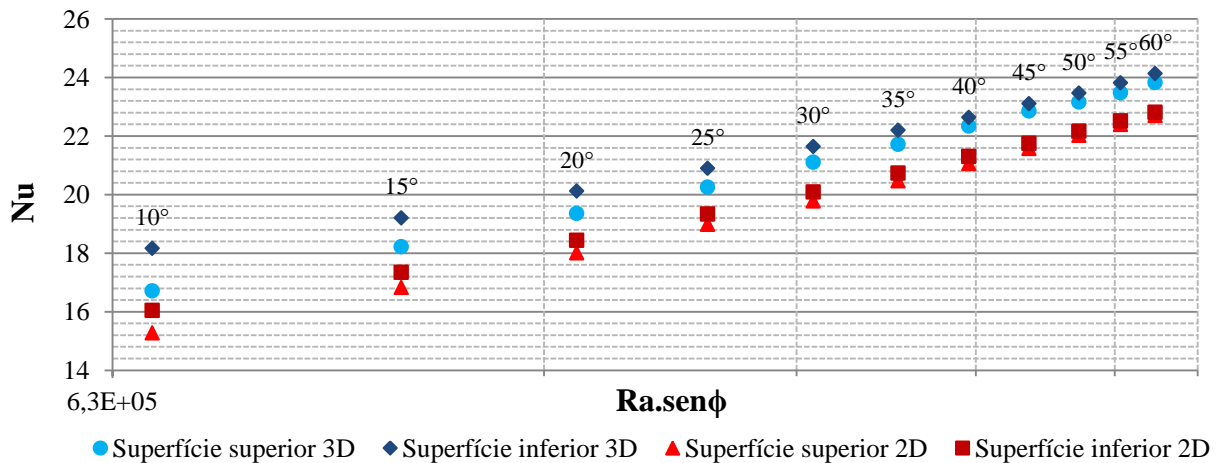


Figura 5.3. Transferência térmica por convecção natural em regime laminar para placa plana inclinada, $T_w = 80^\circ\text{C}$.

Sendo assim, quanto maior o valor de ϕ mais uniforme é a distribuição do fluxo de calor sobre a placa e menor é a criação de plumas de temperatura no escoamento superior à placa. Estas plumas podem ser localizadas ao longo da placa onde há grandes variações do fluxo de calor. A Fig. 5.4 apresenta o fluxo de calor sobre a superfície superior da placa. Na Fig. 5.4(a) as plumas surgem nas bordas laterais da placa para $\phi = 60^\circ$. À medida que este ângulo vai diminuindo, são formadas mais plumas como mostra a Fig. 5.4(d) para $\phi = 10^\circ$.

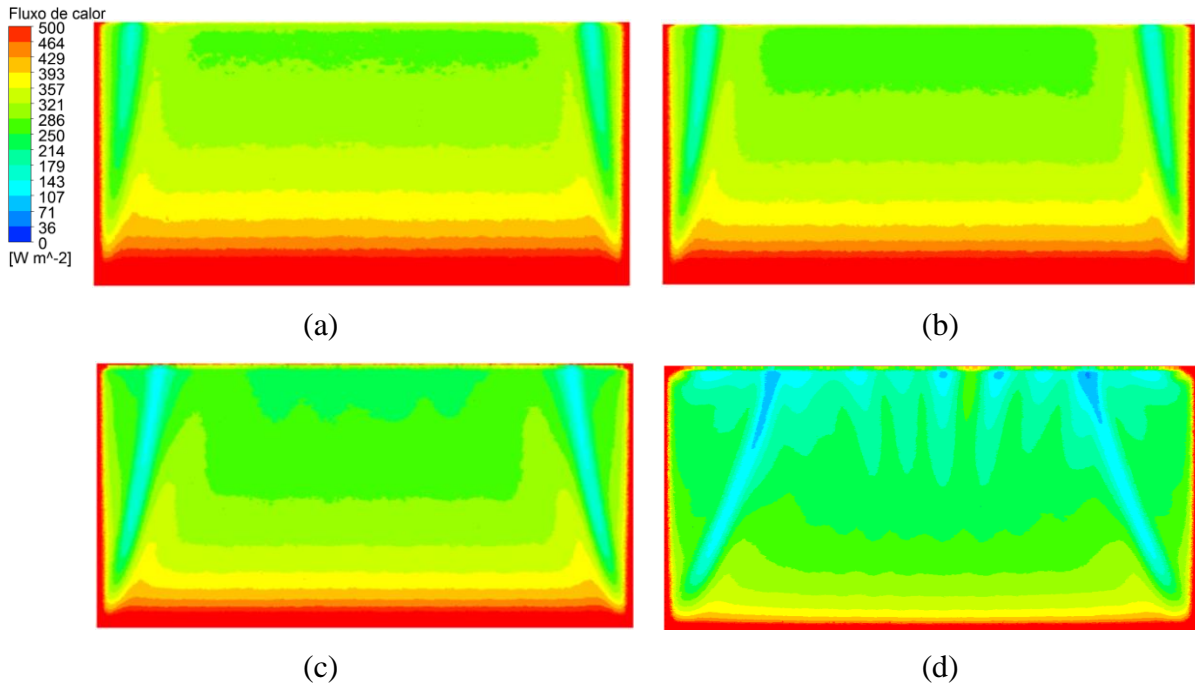


Figura 5.4. Fluxo térmico sobre a superfície superior da placa para convecção natural em regime laminar. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 50^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 10^\circ$.

A Fig. 5.5 apresenta o fluxo térmico sobre a superfície inferior da placa. Nota-se que não há grandes variações do fluxo térmico e, portanto, não há a formação de plumas de temperatura nessa superfície.

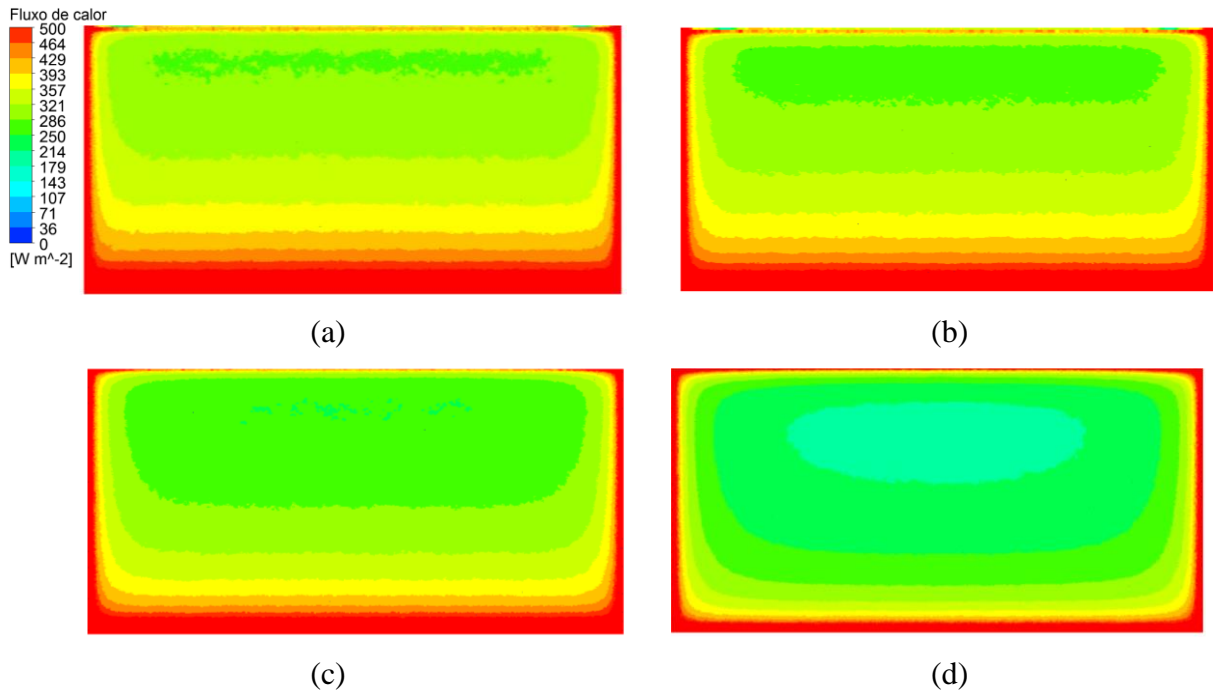
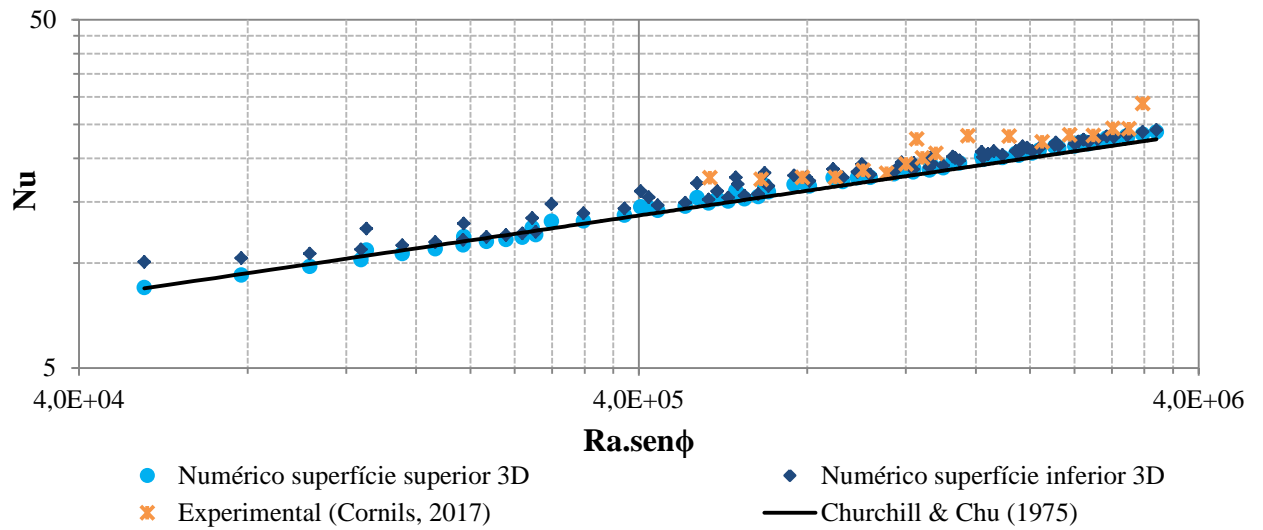


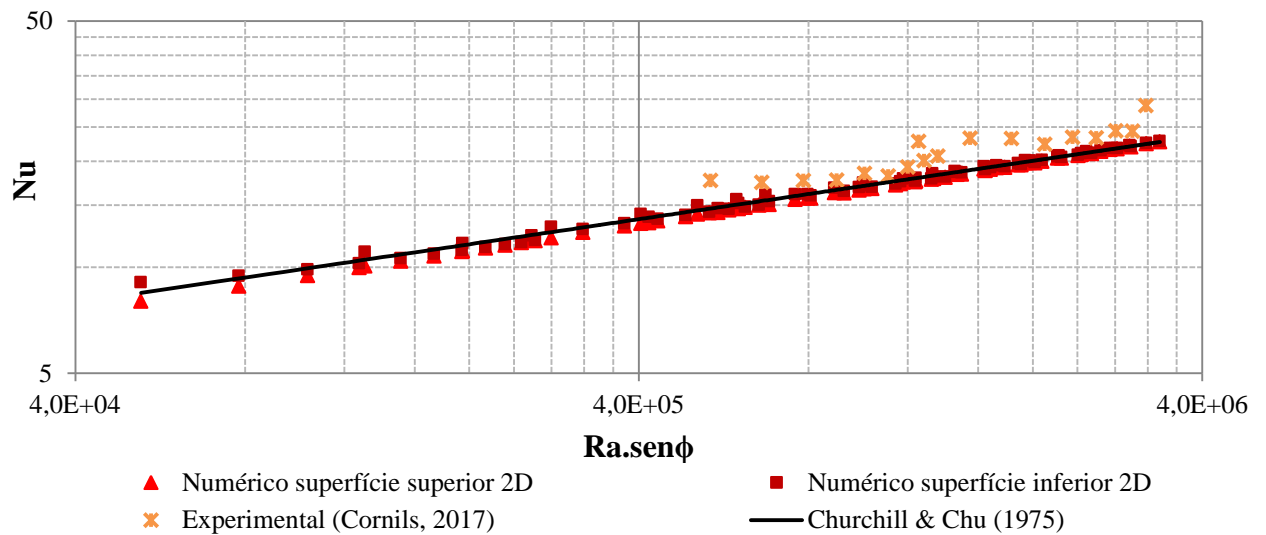
Figura 5.5. Fluxo de calor sobre a superfície inferior da placa para convecção natural em regime laminar. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 50^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 10^\circ$.

De acordo com Churchill e Chu (1975), para regime laminar as soluções e correlações para placa vertical podem ser usadas para placa inclinada de 30° até 90° com relação à horizontal, se a componente da gravidade paralela à superfície da placa for usada no cálculo do número de Rayleigh. No presente estudo, inclinações menores que 30° foram simuladas para verificar essa hipótese.

A comparação do \overline{Nu} como função de $Ra \cdot \sin(\phi)$ para as superfícies das placas planas inclinadas 2D e 3D (superior e inferior) obtidas pelas simulações numéricas, pelos ensaios experimentais e calculadas pela correlação de Churchill e Chu (1975) são mostrados na Fig. 5.6. Os resultados numéricos 2D e 3D apresentam erros relativos máximos de 5% e -8% para superfície superior e de -7% e -19% para superfície inferior, respectivamente. É possível verificar na Fig. 5.6 que o \overline{Nu} experimental possui valores mais próximos do resultado numéricos 3D, com diferença relativa máxima de -15% e -9% para superfície superior e inferior, respectivamente, ratificando a influência dos efeitos tridimensionais na obtenção do coeficiente de transferência térmica.



(a)



(b)

Figura 5.6. Transferência térmica por convecção natural em regime laminar.
 (a) Escoamento tridimensional, (b) Escoamento bidimensional.

5.2 Convecção natural em regime turbulento

Considerando as propriedades do fluido avaliadas na temperatura de filme igual a 51°C , Tab. 4.6, e calculando o número de Rayleigh, Eq. 2.34, tem-se que $Ra_L = 4,36 \times 10^{10}$, caracterizando escoamento turbulento. A Fig. 5.7 apresenta o contorno de temperatura em um plano transversal situado no meio da placa para ângulos de inclinação de 10 a 60° com relação à horizontal.

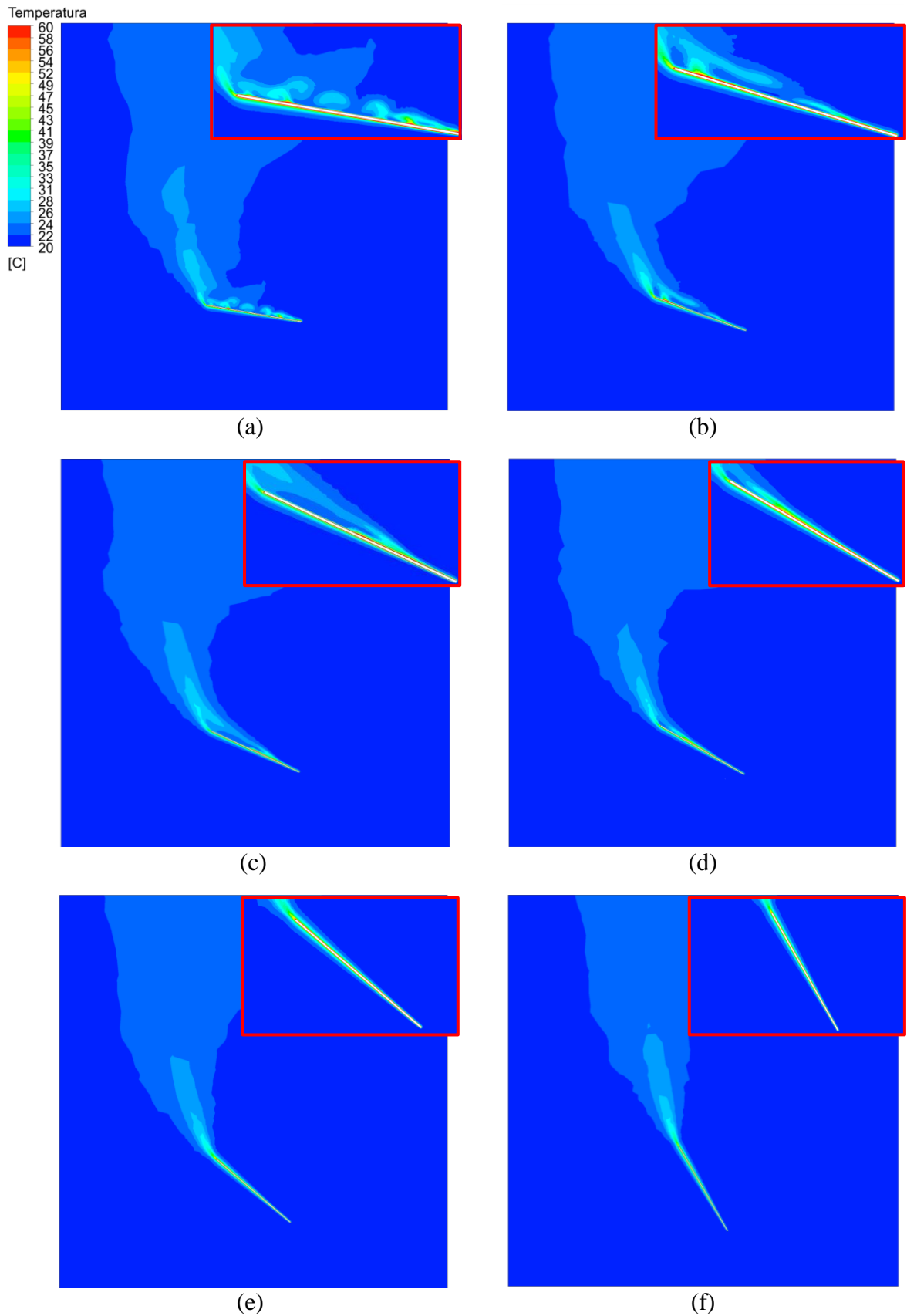


Figura 5.7. Contornos de temperatura no plano médio transversal à placa inclinada para convecção natural em regime turbulento. (a) $\phi = 10^\circ$, (b) $\phi = 20^\circ$, (c) $\phi = 25^\circ$, (d) $\phi = 30^\circ$, (e) $\phi = 40^\circ$, (f) $\phi = 60^\circ$. Para ângulos baixos, escoamento secundário começa aparecer sobre a placa com a ejeção de múltiplas plumas.

A Fig. 5.8 mostra a variação do contorno de temperatura em planos transversais ao longo da placa e o contorno do fluxo de calor sobre a placa inclinada ($\phi = 10^\circ$).

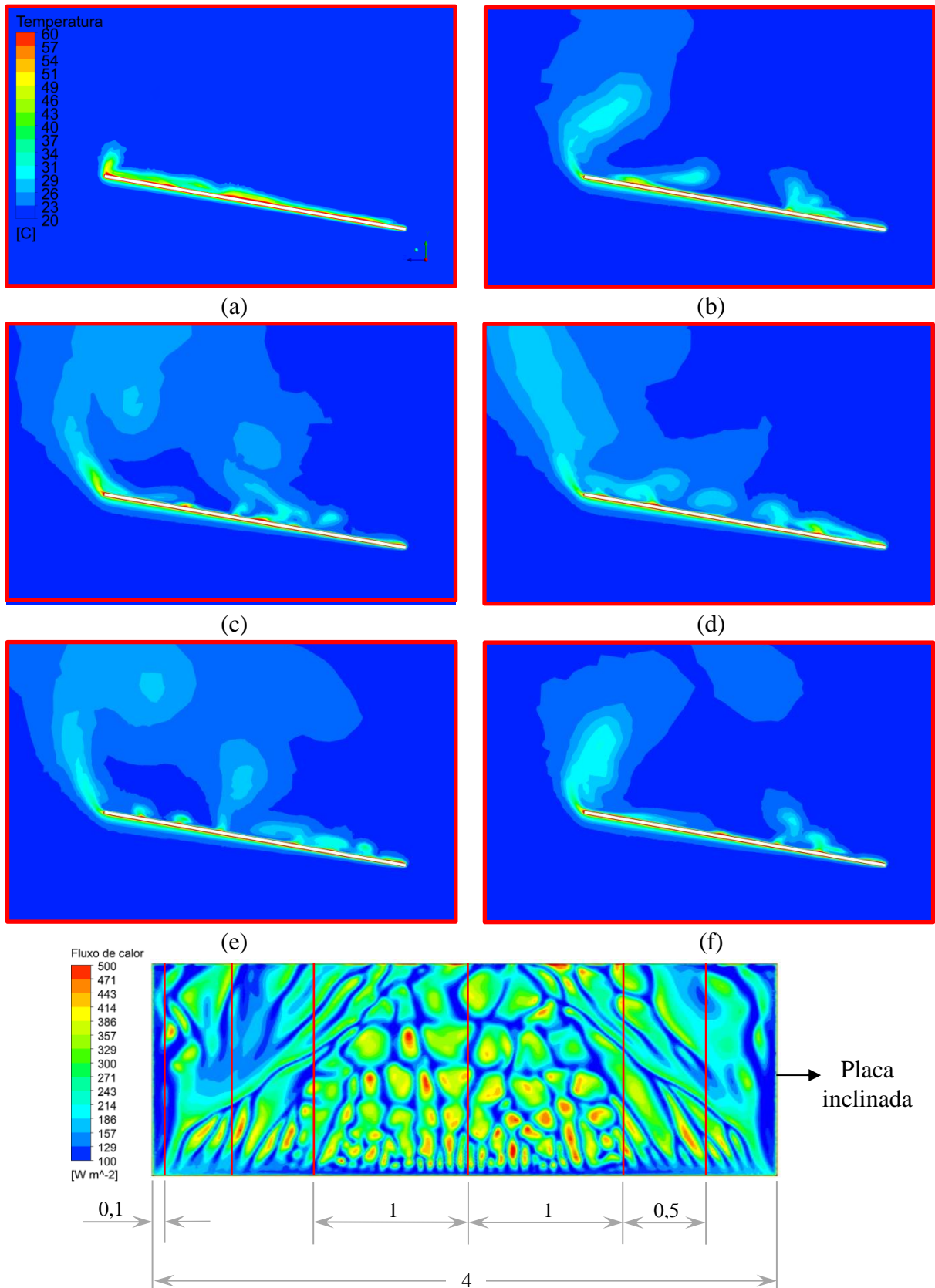


Figura 5.8 Contornos de temperatura em planos transversais sobre a placa inclinada $\phi = 10^\circ$, $T_w = 80^\circ\text{C}$. (a) $x = 0,1$ m, (b) $x = 0,5$ m, (c) $x = 1$ m, (d) $x = 2$ m, (e) $x = 3$ m, (f) $x = 3,5$ m.

Nota-se na Fig. 5.7 que, assim como no escoamento laminar, quanto menor o ângulo de inclinação menos uniforme é a distribuição do fluxo de calor sobre a placa. Percebe-se que para ângulos de inclinação altos $\phi = 60^\circ$ e $\phi = 40^\circ$ as plumas sobre a placa são simétricas, localizadas apenas nas bordas laterais da placa como mostra a Fig. 5.9(a) e a Fig. 5.9(b), respectivamente. Para $\phi = 30^\circ$, aparecem plumas isoladas no meio da placa, podendo ser observadas na Fig. 5.9(c). Já para $\phi = 25^\circ$, surge à interação entre as plumas, apresentada na Fig. 5.9(d), indicando a intensificação das flutuações turbulentas sobre a placa. Plumais maiores são observadas na Fig. 5.9(e) para $\phi = 20^\circ$ até que ocorre a perda da simetria das plumas para $\phi = 10^\circ$, como mostra a Fig. 5.9(f).

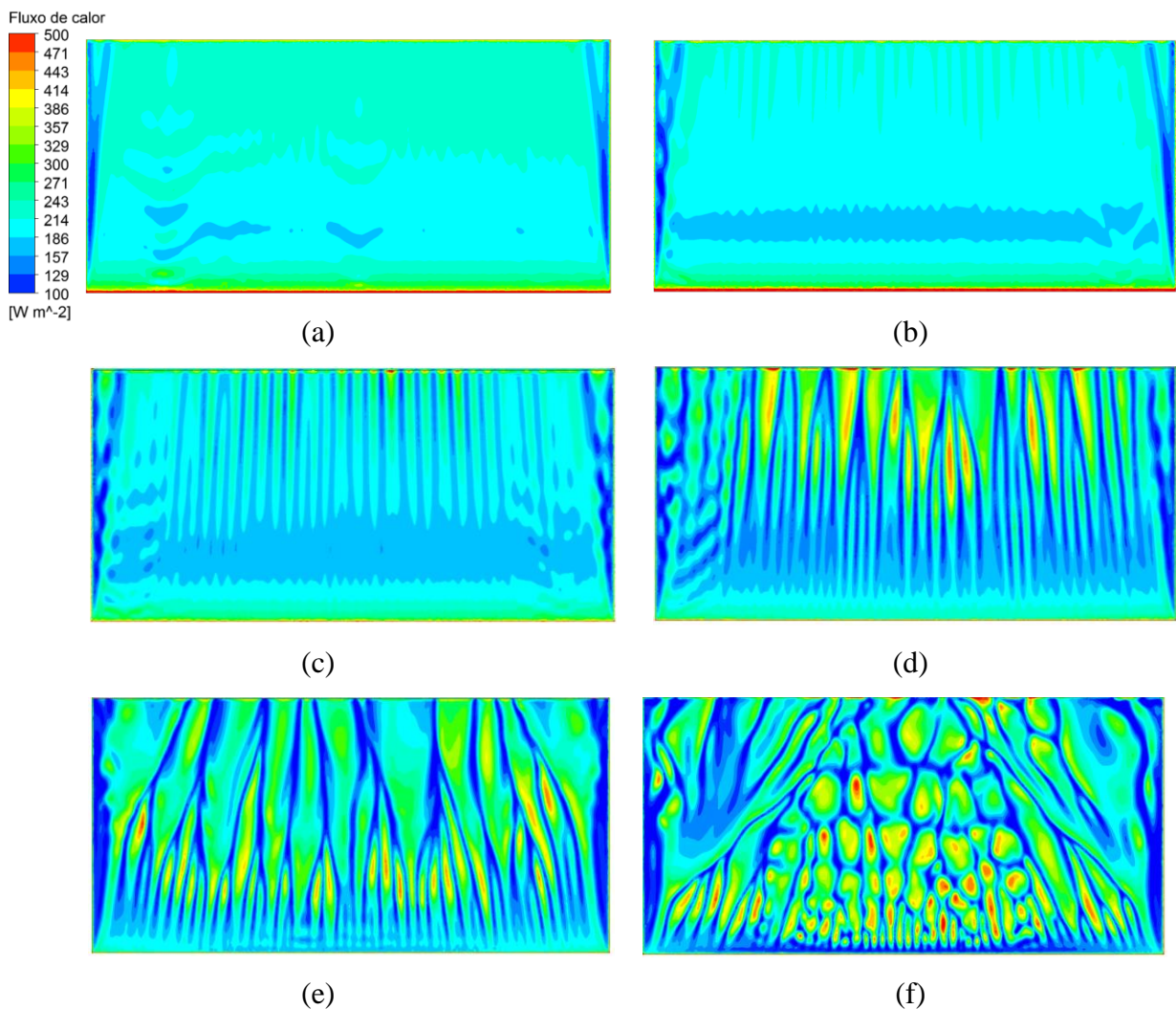


Figura 5.9. Fluxo de calor sobre a superfície superior para convecção natural em regime turbulento. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 40^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 25^\circ$, (e) $\phi = 20^\circ$, (f) $\phi = 10^\circ$.

A superfície inferior da placa apresenta uma distribuição mais uniforme do fluxo de calor, inclusive para ângulos de inclinação mais baixos como mostra a Fig. 5.10, pois não há a ejeção de múltiplas plumas de temperatura nessa superfície.

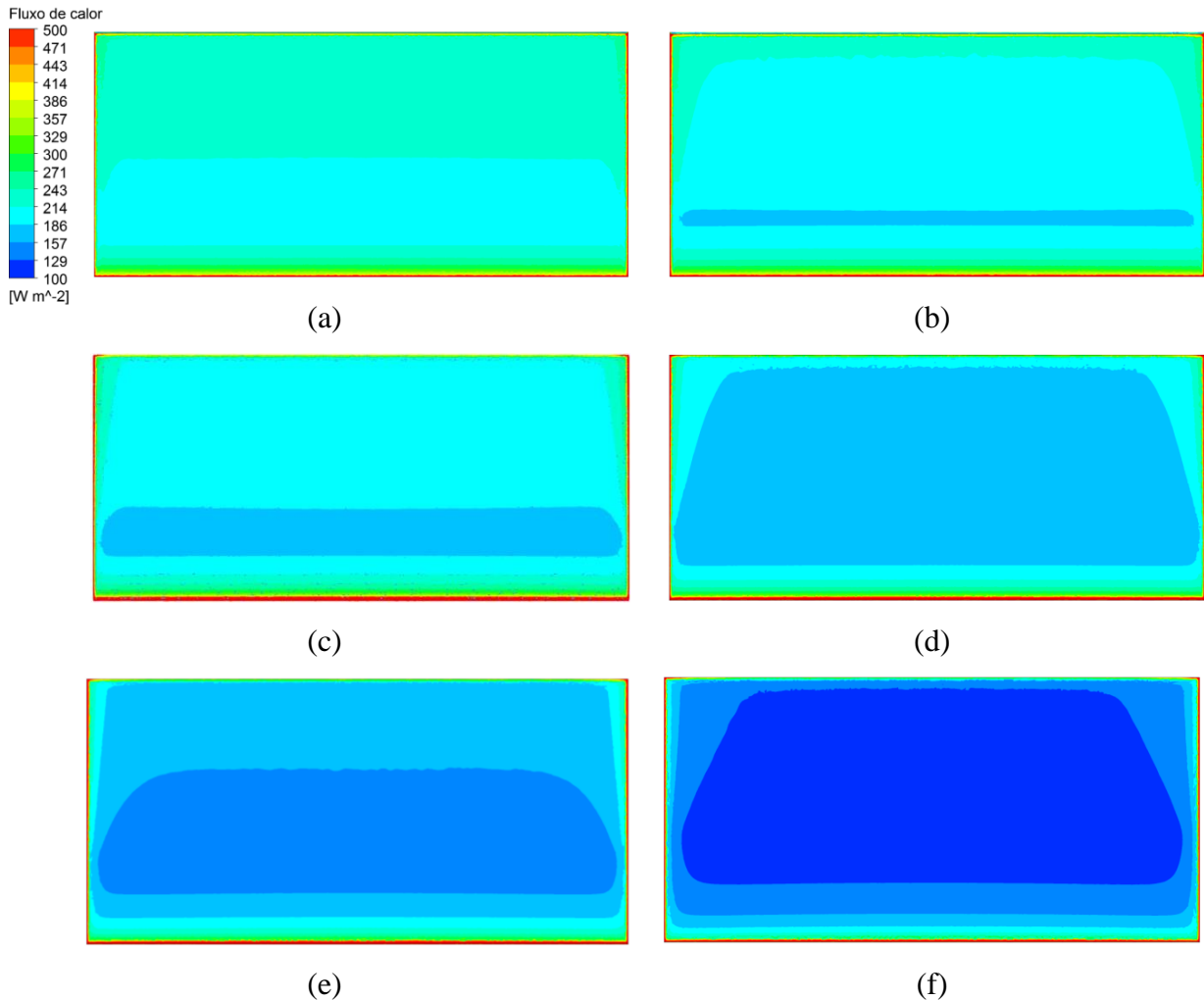


Figura 5.10. Fluxo de calor sobre a superfície inferior para convecção natural em regime turbulento. (a) $\phi = 60^\circ$, (b) $\phi = 40^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 25^\circ$, (e) $\phi = 20^\circ$, (f) $\phi = 10^\circ$.

Os resultados do coeficiente de transferência térmica médio nas superfícies superior e inferior da placa são apresentados em termos de \overline{Nu} . A Fig. 5.11 apresenta o \overline{Nu} em função de $Ra \cdot \sin \phi$ para as simulações numéricas do escoamento com os ângulos de inclinação da placa equivalentes a 10° , 15° , 20° , 25° , 30° , 35° , 40° , 45° , 50° , 55° e 60° com relação à horizontal. Nota-se que o \overline{Nu} não varia significativamente para $10^\circ \leq \phi \leq 25^\circ$, pois nestas inclinações a transferência térmica é dominada pelo processo de interação entre plumas de temperatura em regime turbulento. Percebe-se ainda que o \overline{Nu} decai para $25^\circ \leq \phi \leq 35^\circ$ e em seguida aumenta até 60° .

É possível observar na Fig. 5.11 que os valores de \overline{Nu} para a superfície superior são maiores que a inferior quando $\phi \leq 30^\circ$. Isto ocorre devido ao transporte adicional de transferência térmica em função das flutuações turbulentas que compensa o déficit de empuxo. À medida que o ângulo aumenta, há uma perda da interação de plumas de temperatura que favoreceu o aumento do \overline{Nu} para inclinações pequenas. Contudo, o escoamento vai se alinhando com a direção preferencial do campo gravitacional elevando o empuxo e, por conseguinte, a velocidade do escoamento. Por este motivo, a partir de $\phi = 35^\circ$ o \overline{Nu} aumenta. Na superfície inferior, onde há baixa flutuação turbulenta, o \overline{Nu} sempre aumenta com a elevação da inclinação devido ao alinhamento do escoamento.

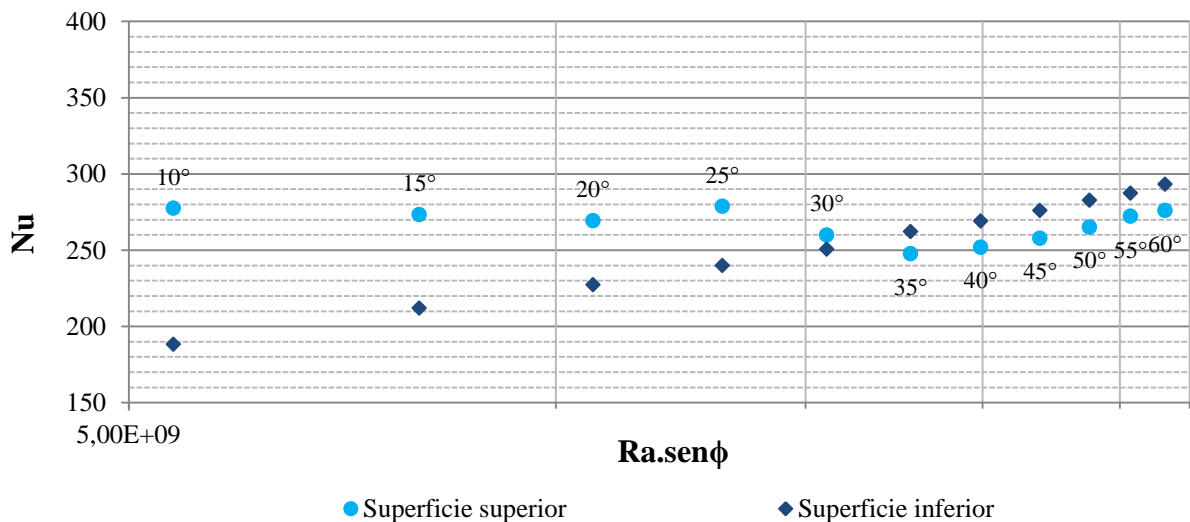
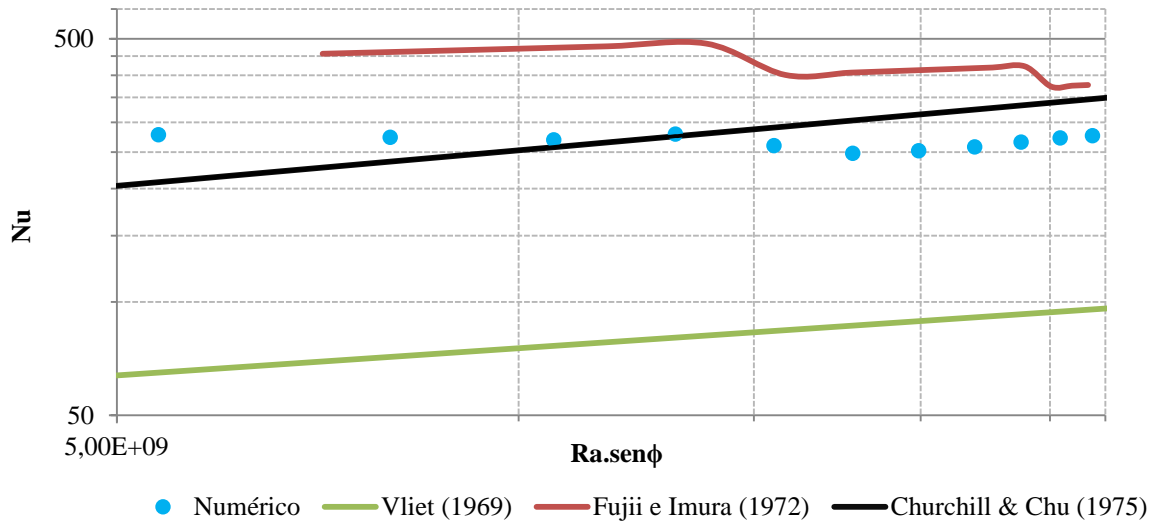


Figura 5.11. Variação do número de Nusselt médio, \overline{Nu} , para convecção natural em regime turbulento.

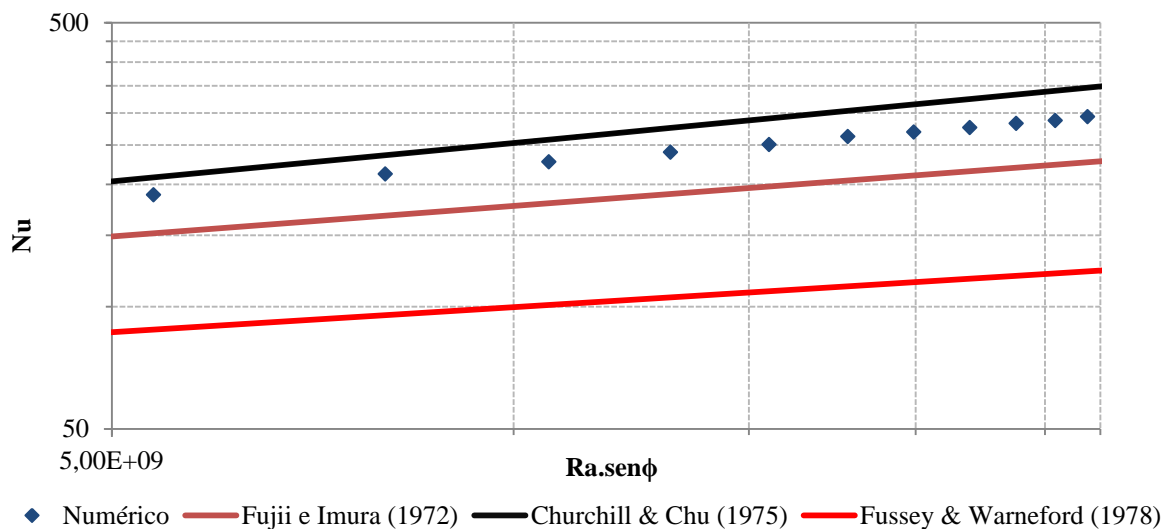
O resultado das simulações numéricas foi comparado com o \overline{Nu}_L obtido por correlações clássicas da transferência térmica por convecção natural para fluxo turbulento sobre placas inclinadas: Vliet (1969), Fujii e Imura (1972), Churchill e Chu (1975) e Fussey e Warneford (1978). Observa-se na Fig. 5.12 que a correlação de Churchill e Chu (1975) apresenta resultados mais próximos dos numéricos, com diferença relativa máxima de -26% para superfície superior. Entretanto, essa correlação não prevê a diminuição significativa do coeficiente de troca de calor para $25^\circ \leq \phi \leq 35^\circ$. A equação de Vliet (1972) tampouco prevê essa diminuição, apresentando valores bastante distintos do resultado numérico com erro relativo máximo de 77% .

Dentre as correlações estudadas apenas a de Fujii e Imura (1972) estimam esse decaimento, variando o valor do número de Grashof crítico de acordo com o ângulo de

inclinação da placa. Mesmo assim apresentam erro relativo máximo alto de -87% para superfície superior. A grande divergência dos resultados numéricos com as correlações deve-se também ao fato das diferentes características do escoamento dos experimentos nos quais as correlações foram criadas. Para superfície inferior, as diferenças relativas máximas são menores sendo de -18% , 25% e 58% para as correlações de Churchill e Chu (1975), Fujii e Imura (1972) e Fussey e Warneford (1978), respectivamente.



(a)



(b)

Figura 5.12. Variação do número de Nusselt médio, \overline{Nu} , para convecção natural em regime turbulento. Comparação do resultado numérico com as correlações clássicas. (a) Superfície superior, (b) Superfície inferior.

Os erros relativos das três correlações empíricas com relação ao resultado numérico são apresentados na Tab. 5.1. Demais resultados de \overline{Nu} em função de $Ra \cdot \sin\phi$ para as temperaturas da placa iguais a 25°C, 40°C e 60°C são apresentados na Fig. 2 no Apêndice B.

Tabela 5.1. Erros relativos das correlações empíricas.

ϕ [graus]	Churchill e Chu (1975)		Fujii e Imura (1972)		Vliet (1969)	Fussey e Warneford (1978)
	Erro _{sup} [%]	Erro _{inf} [%]	Erro _{sup} [%]	Erro _{inf} [%]	Erro _{sup} [%]	Erro _{inf} [%]
60	-25%	-18%	25%	-53%	65%	58%
55	-25%	-18%	24%	-54%	65%	58%
50	-25%	-18%	25%	-57%	65%	58%
45	-26%	-18%	24%	-60%	65%	58%
40	-25%	-17%	24%	-61%	65%	57%
35	-23%	-16%	24%	-62%	65%	57%
30	-12%	-16%	23%	-87%	68%	56%
25	1%	-15%	23%	-71%	71%	56%
20	4%	-13%	23%	-74%	72%	56%
15	14%	-11%	23%	-67%	74%	55%
10	25%	-10%	22%		77%	53%

5.3 Convecção forçada

As simulações de convecção forçada foram realizadas para $T_w = 80^\circ\text{C}$, $\phi = 40^\circ$ e $0,05 < U_\infty < 10$ m/s. A Fig. 5.13 mostra o sentido do escoamento externo (forçado) sobre a placa inclinada. Analisando as linhas de corrente de velocidade em um plano transversal à placa, foi observada a formação de regiões de recirculação na superfície superior da placa, devido ao gradiente de pressão adverso.

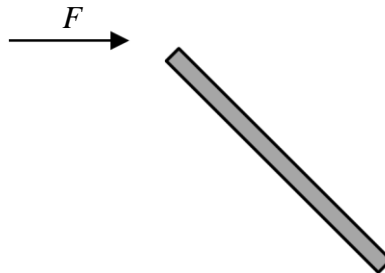
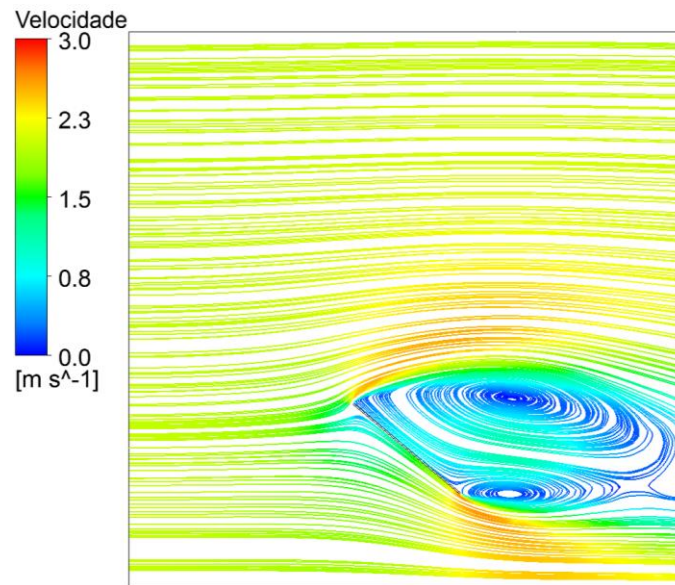
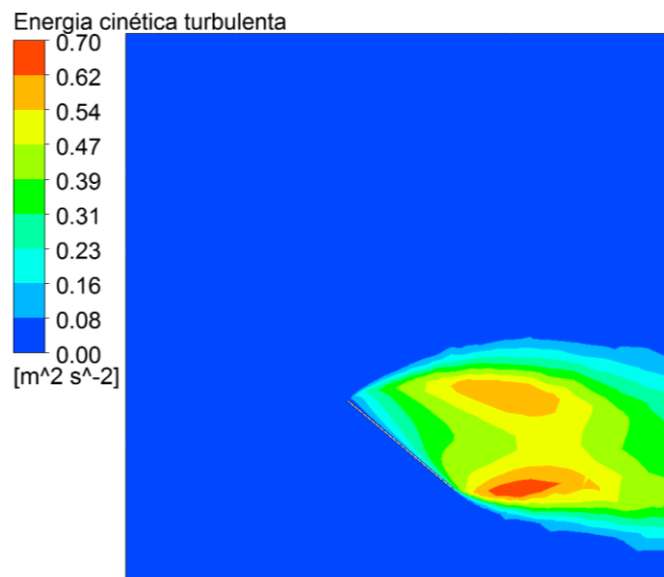


Figura 5.13. Sentido do escoamento forçado sobre a placa inclinada.

A Fig. 14(a) mostra as linhas de corrente de velocidade para $U_\infty = 2$ m/s onde nota-se a região de recirculação, caracterizada por possuir baixa velocidade. Apesar da diminuição da velocidade do escoamento na superfície superior, há o aumento da transferência térmica devido à intensa atividade turbulenta, dominando o transporte de energia por flutuações de velocidade. A Fig. 14(b) apresenta o contorno de energia cinética turbulenta onde é possível observar essa intensa atividade turbulenta próxima à superfície superior. Mais visualizações de linhas de corrente para diversos valores de U_∞ são apresentadas na Fig. 4 no Apêndice C.



(a)



(b)

Figura 5.14. Convecção forçada para placa inclinada $\phi = 40^\circ$ e $U_\infty = 2$ m/s. (a) Linhas de corrente de velocidade, (b) Energia cinética turbulenta.

Como a velocidade do escoamento externo variou de 0,05 a 10 m/s, o número de Reynolds variou de $5,5 \times 10^3$ a $1,1 \times 10^6$. A relação entre os números de Nusselt e de Reynolds para superfície superior, inferior e das correlações empíricas para placa plana horizontal, Eq. 2.11 e Eq. 2.12, são apresentadas na Fig. 5.15. Percebe-se que o \overline{Nu} é maior para superfície superior do que a inferior para $Re > 4,5 \times 10^4$.

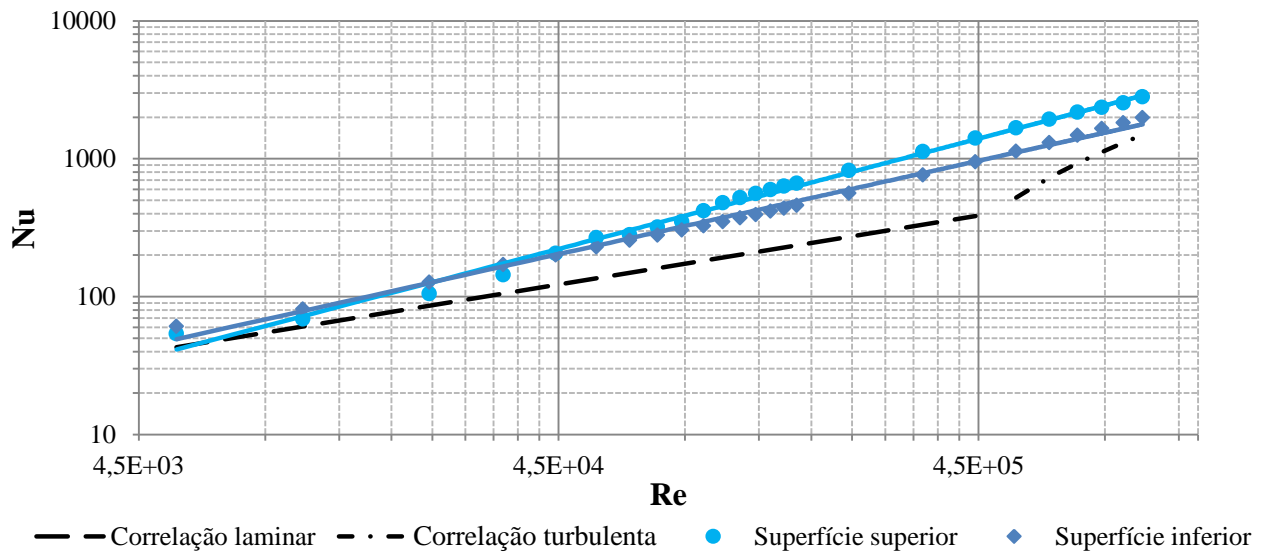


Figura 5.15. Variação do número de Nusselt médio, \overline{Nu} , para convecção forçada em regime turbulento para placa inclinada $\phi = 40^\circ$.

A partir das linhas de tendência de potência dos dados da superfície superior e inferior do da Fig. 5.15, foram criadas duas correlações numéricas para estimar a transferência térmica por convecção forçada em regime turbulento para placa inclinada ($\phi = 40^\circ$) com base na Eq. 2.9:

$$\text{Superfície superior aquecida} \quad \overline{Nu}_L = 0,047 Re_L^{4/5} Pr^{1/3}, \quad (5.1)$$

$$\text{Superfície inferior aquecida} \quad \overline{Nu}_L = 0,161 Re_L^{2/3} Pr^{1/3}. \quad (5.2)$$

5.4 Convecção mista

O sentido do escoamento para as simulações de convecção mista é o mesmo utilizado na de convecção forçada, contrário ao movimento do fluido induzido pelas forças gravitacionais como ilustrado na Fig. 5.16(a). Assim como no regime de convecção forçada, surgem regiões

de recirculação na superfície superior da placa. Entretanto, na convecção mista também são formadas bolhas de recirculação na superfície inferior da placa, ilustradas na Fig. 5.16(b).

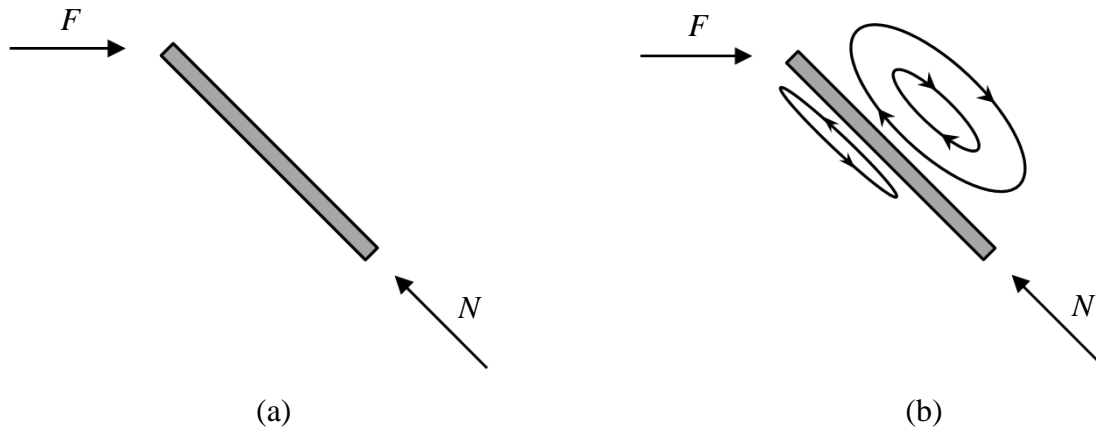
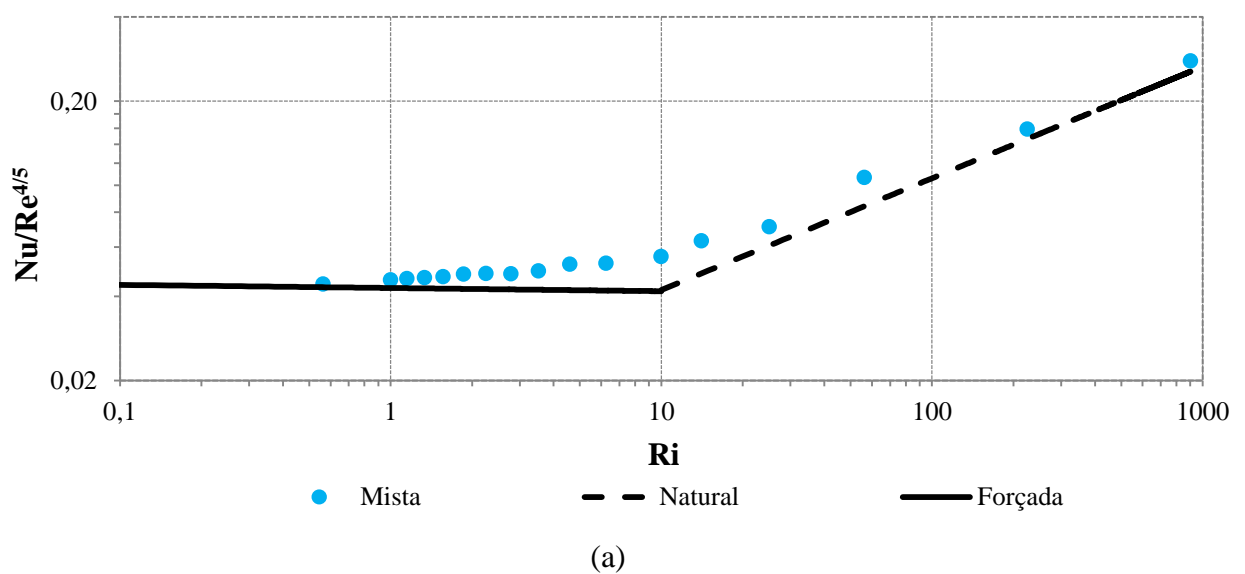


Figura 5.16. Convecção mista sobre a placa inclinada. (a) Sentido da convecção forçada e natural, (b) Linhas de recirculação.

Os resultados das simulações de convecção mistas são dados em termos de Nu_L/Re^m com relação ao número de Richardson (Ri), indicando qual o mecanismo de perda de calor por convecção é dominante: natural ou forçada. Nesta razão, m corresponde à potência das Eq. 5.1 e Eq. 5.2 igual a $4/5$ para superfície superior e $2/3$ para superfície inferior. A Fig. 5.17 mostra a comparação dos resultados de convecção mista, natural e forçada.



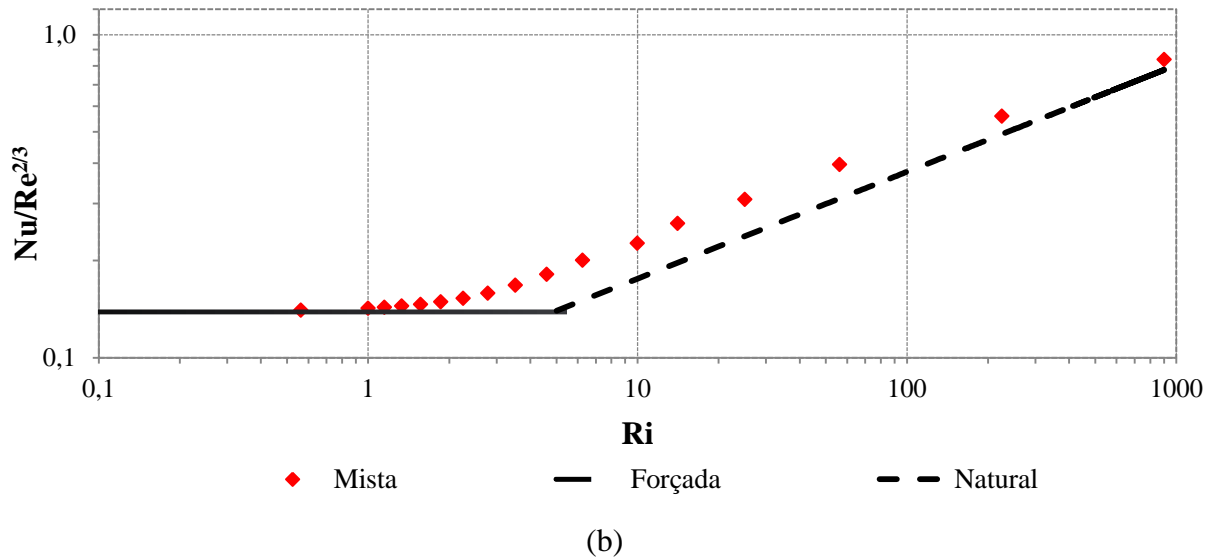


Figura 5.17. Variação do número de Nusselt médio, \overline{Nu} , para convecção mista em regime turbulento para placa inclinada $\phi = 40^\circ$. (a) Superfície superior da placa, (b) Superfície inferior da placa.

Percebe-se que na superfície superior aquecida e na inferior quanto menor o valor de Ri , mais próximos são os valores de convecção mista e forçada, indicando que a troca de calor forçada é dominante em relação à natural. O contrário ocorre para valores maiores de Ri . Também é possível verificar que os efeitos de convecção mista são significativos para $1 \lesssim Ri \lesssim 60$.

Para encontrar a melhor correlação do coeficiente n da Eq. 2.45, foi calculado o número de Nusselt em regime de convecção mista a partir dos resultados de convecção natural e forçada, para diversos valores de n . Com o resultado alcançado, foi plotado Nu_L/Re^n como função de Ri e obtido o coeficiente de determinação (R^2). A Fig. 5.18 mostra R^2 em função de n . A melhor correlação para as superfícies superior e inferior foram $n = 7/2$ e $n = 4$, respectivamente.

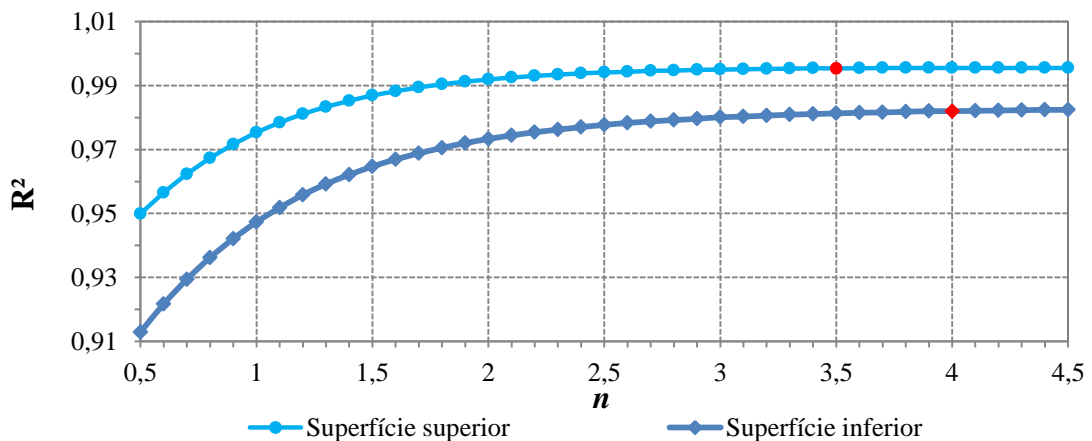


Figura 5.18. Determinação do n .

A partir do gráfico da Fig. 5.18 foram criadas duas correlações numéricas para estimar a transferência térmica para convecção mista em regime turbulento para placa inclinada ($\phi = 40^\circ$) com base na Eq. 2.45:

$$\text{Superfície superior aquecida} \quad Nu_M^{7/2} = Nu_F^{7/2} + Nu_N^{7/2}, \quad (5.3)$$

$$\text{Superfície inferior aquecida} \quad Nu_M^4 = Nu_F^4 + Nu_N^4. \quad (5.4)$$

A Fig. 5.19 mostra essas correlações numéricas, Eq. 5.3 e Eq. 5.4, plotadas no mesmo gráfico apresentado na Fig. 5.18, apresentando erro relativo máximo de 20% e 21% para superfície superior e inferior, respectivamente.

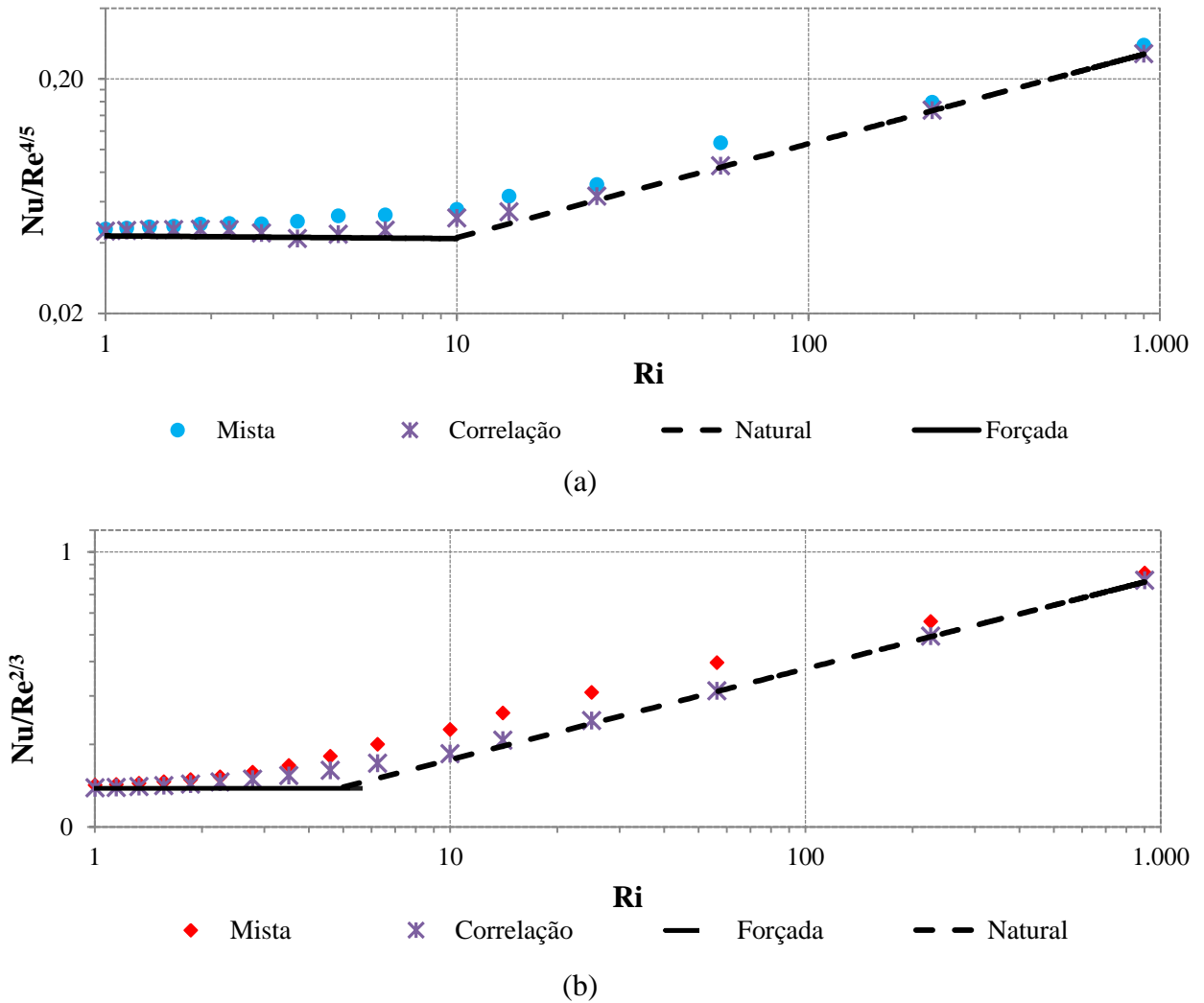


Figura 5.19. Variação do número de Nusselt médio, \overline{Nu} , para convecção mista em regime turbulento para placa inclinada $\phi = 40^\circ$. Comparação dos resultados numéricos com as correlações propostas no presente trabalho. (a) Superfície superior da placa, Equação 5.3, (b) Superfície inferior da placa, Equação 5.4.

A Fig. 5.20 mostra o gráfico do coeficiente médio de transferência térmica em regime de convecção mista em função da velocidade do escoamento externo para a superfície superior e inferior da placa. Nota-se que tanto para superfície superior quanto para inferior há um aumento do \bar{h} até $U_\infty = 0,2$ m/s. Até essa velocidade a transferência térmica por convecção natural prevalece em relação à forçada.

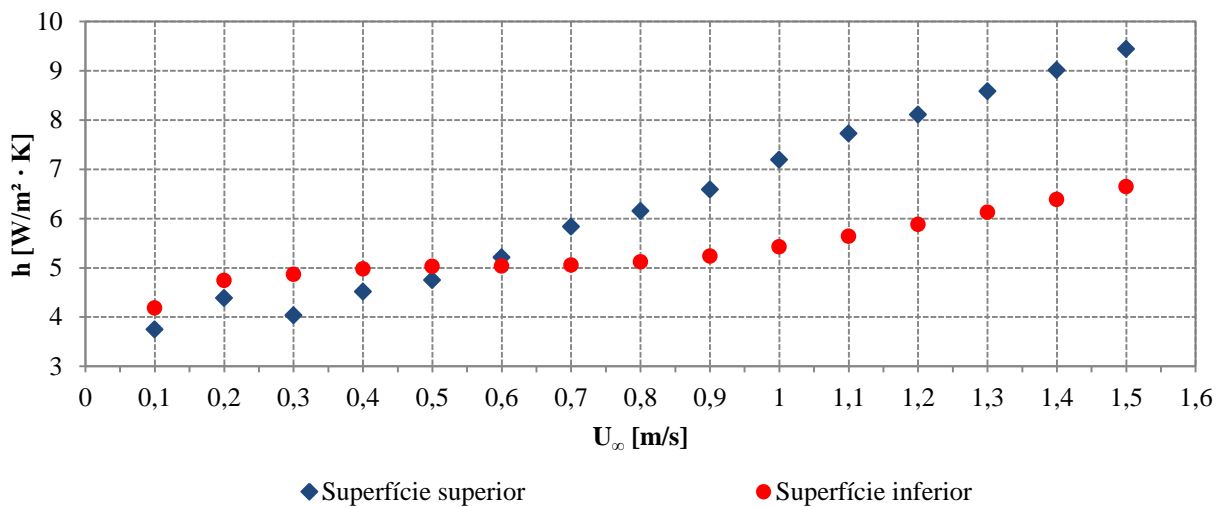


Figura 5.20. Coeficiente de transferência térmica por convecção médio, \bar{h} , em função da velocidade do escoamento forçado.

A Fig. 5.21 (a) mostra as linhas de corrente de velocidade para convecção mista, onde é possível observar a semelhança com as linhas para convecção natural com mesmo ângulo de inclinação e mesma temperatura da placa (ver Fig. 3(a) apêndice B).

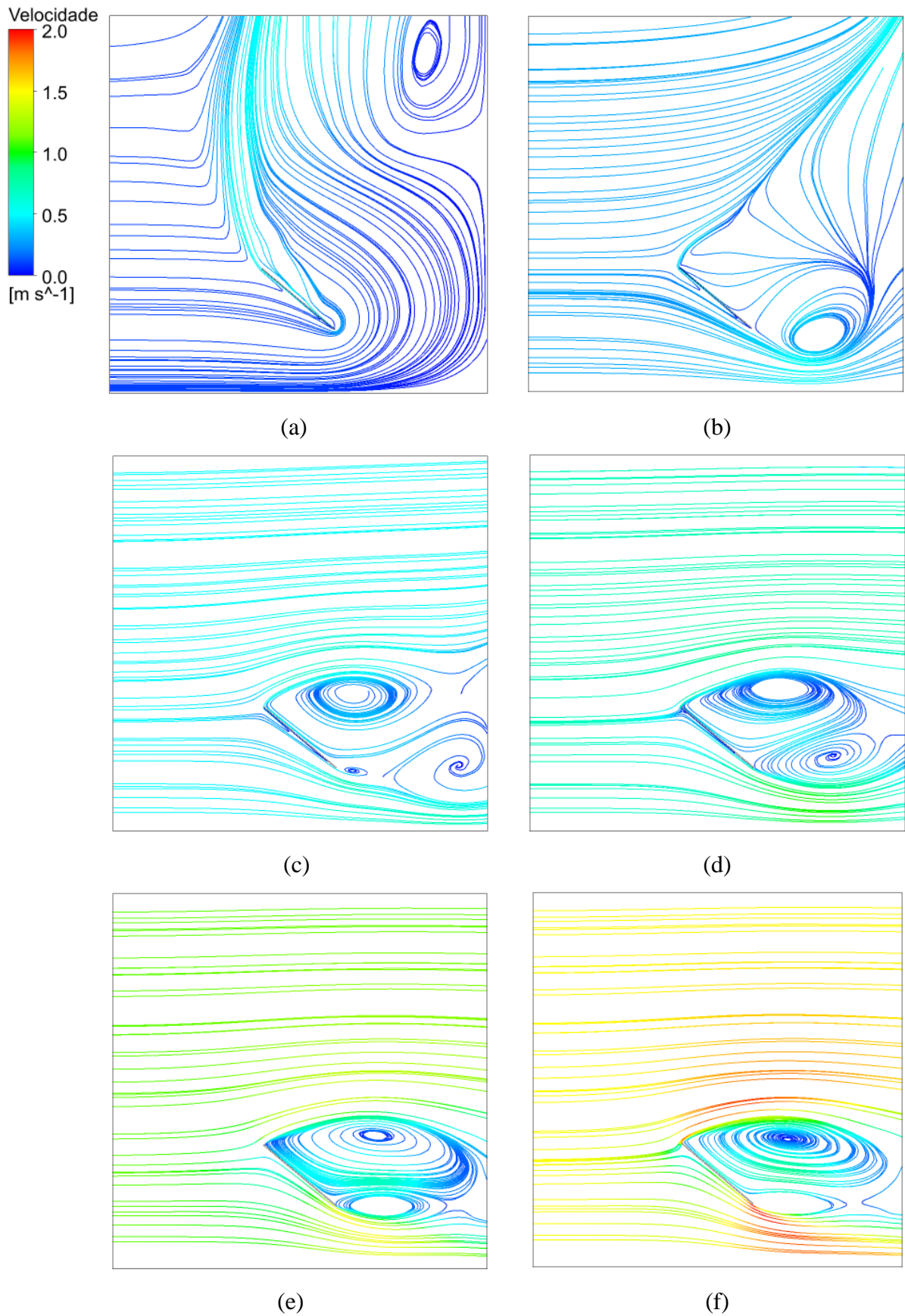


Figura 5.21. Linhas de corrente de velocidade no plano médio transversal à placa inclinada, $\phi = 40^\circ$, para convecção mista em regime turbulento. (a) $U_\infty = 0,1$ m/s, (b) $U_\infty = 0,3$ m/s, (c) $U_\infty = 0,5$ m/s, (d) $U_\infty = 0,7$ m/s, (e) $U_\infty = 1,1$ m/s, (f) $U_\infty = 1,5$ m/s.

A partir de $U_\infty = 0,3$ m/s os efeitos da convecção mista passam a ser significativos e há uma diminuição do \bar{h} para superfície superior, visto que surge a região de circulação como mostra a Fig. 5.22, diminuindo a velocidade do fluido próximo à placa. A partir de $U_\infty = 0,4$ m/s a energia cinética turbulenta aumenta na mesma região de recirculação, elevando a troca de calor devido às flutuações de velocidade.

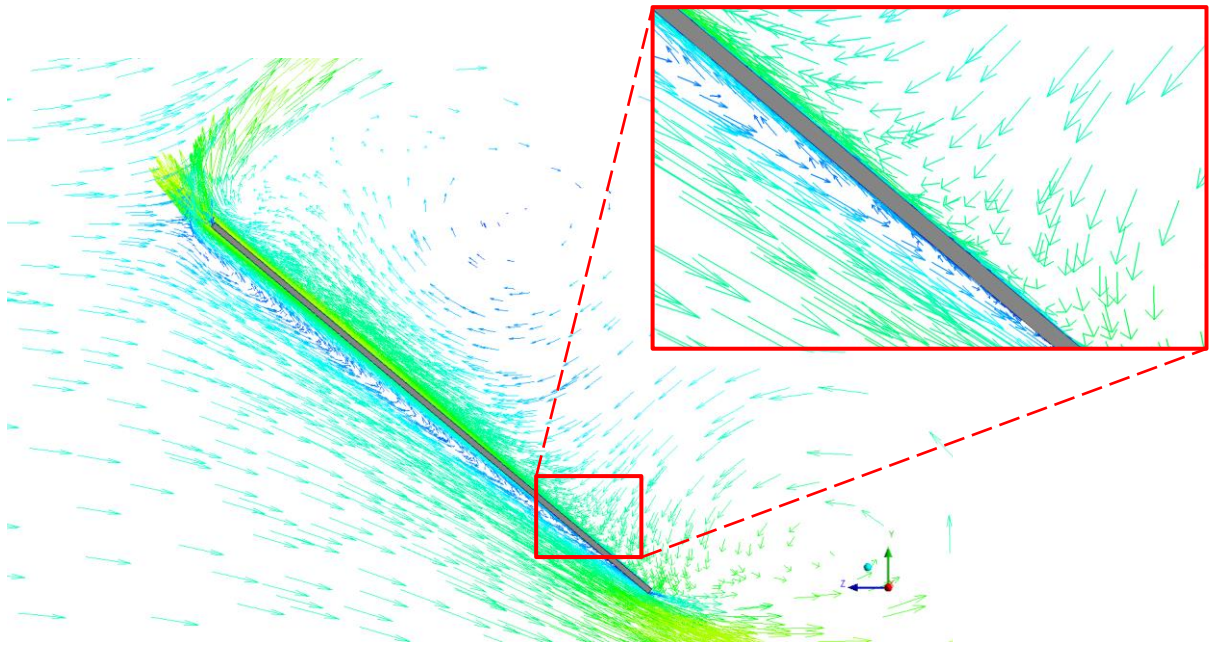


Figura 5.22. Vetores velocidade para convecção mista em regime turbulento para $U_\infty = 0,3$ m/s, $T_w = 80^\circ\text{C}$ e $\phi = 40^\circ$.

Para superfície inferior não há aumento significativo do \bar{h} para $0,3 \text{ m/s} \leq U_\infty \leq 0,8 \text{ m/s}$ devido à pequena região de recirculação próxima à parede da placa e a energia cinética turbulenta que diminuem quanto maior for a velocidade do escoamento forçado. A transferência térmica passa ser dominada pela convecção forçada tanto para superfície superior quanto para inferior em $U_\infty = 0,8$ m/s, pode ser observada as semelhas das linhas de corrente para convecção mista e forçada na Fig. 5.21 e na Fig. 4 no Apêndice C, respectivamente.

6 CONCLUSÕES

A transferência térmica por convecção natural, forçada e mista em um painel fotovoltaico foi numericamente investigada. Este painel foi modelado como uma placa plana, visto que em suas superfícies (inferior e superior) a temperatura constante foi mantida, tornando indiferentes os materiais que compõe o painel para as simulações computacionais do escoamento. A temperatura da placa foi definida em 25°C, 30°C, 40°C, 50°C, 60°C, 70°C e 80°C, dado que são temperaturas típicas das superfícies de painéis fotovoltaicos quando estão em operação, segundo estudos encontrados na literatura. As simulações foram realizadas em estado permanente para escoamentos bi e tridimensionais.

O modelo numérico foi validado com a placa aquecida na posição vertical em regime laminar. As equações que caracterizam o escoamento, equação da conservação da massa, equação do balanço da quantidade de movimento linear e equação do balanço de energia, foram resolvidas numericamente pelo Método dos Volumes Finitos através do *software* ANSYS/FluentTM 17.0 e do ANSYS/CFXTM 16.1 para os escoamentos 2D e 3D, respectivamente. Os resultados numéricos foram comparados com os obtidos a partir das correlações empíricas de Churchill e Chu (1975) para placa plana vertical isotérmica em regime laminar, apresentando diferença relativa máxima de 3,6% e -6% para os escoamentos 2D e 3D, respectivamente.

Além da validação através das correlações empíricas, o modelo também foi validado por meio de ensaios experimentais para a placa plana inclinada. Estes ensaios foram realizados pela aluna de doutorado do LEA: Eugênia Cornils da Silva. Os ângulos de inclinação (ϕ) simulados para cada temperatura da placa foram 10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 35°, 40°, 45°, 50°, 55° e 60° com relação à horizontal. Quando comparados os resultados obtidos com as simulações computacionais para escoamento 3D com os resultados dos experimentos materiais, observou-se boa concordância com diferença relativa máxima de -15% e -9%, para as superfícies superior e inferior, respectivamente.

Foi observado que os resultados das simulações 3D foram ligeiramente maiores que as 2D em consequência dos efeitos tridimensionais que facilitam a formação de plumas de temperatura na superfície superior da placa. Também foi constatado que as correlações de Churchill e Chu (1975) para placa vertical em regime laminar podem ser usadas em placas inclinadas de 10° até 90° com relação à horizontal, se a componente da gravidade paralela à superfície da placa for usada no cálculo do número de Rayleigh. Um artigo contendo os resultados referentes à convecção natural em regime laminar (GOMES et al., 2017) foi

publicado e apresentado no 24th *ABCM International Congress of Mechanical Engineering* (COBEM2017).

A descrição do escoamento médio formulado com as equações de conservação da massa, balanço de quantidade de movimento e energia foi utilizada para simular a transferência térmica por convecção natural, forçada e mista em escoamento turbulento na placa isotérmica. O modelo de turbulência SST foi usado para fechar o sistema de equações. As temperaturas da placa 25°C, 40°C, 60°C e 80°C foram definidas para simular o escoamento em condições de vento nulo. Já os ângulos de inclinação foram os mesmos selecionados para o regime laminar.

Na superfície superior da placa, foi observado que quanto menor o ângulo de inclinação menor era a simetria das plumas de temperatura e, portanto, menos uniforme era o do fluxo de calor sobre a placa. Para inclinações pequenas, o déficit de empuxo foi compensado pelo transporte adicional de transferência de energia devido às flutuações de velocidade, aumentando a troca de calor por convecção. O transporte de calor passou a ser dominado pelo empuxo a partir de $\phi = 35^\circ$ devido ao alinhamento do escoamento com a direção preferencial do campo gravitacional.

O resultado das simulações numéricas foi comparado às correlações clássicas da transferência térmica por convecção natural para escoamento turbulento sobre placas inclinadas. Foi observado que a correlação de Churchill e Chu (1975) apresenta resultados mais próximos dos numéricos, com diferença relativa máxima de -26% e -18% para as superfícies superior e inferior, respectivamente. Entretanto, essa correlação não prevê a diminuição significativa do coeficiente de troca de calor para $25^\circ \leq \phi \leq 35^\circ$. Portanto, a inclinação deve ser levada em conta para o uso da correlação de Churchill e Chu (1975) para escoamento turbulento em modelos térmicos de painéis fotovoltaicos.

As simulações em regime de convecção forçada foram realizadas para a temperatura na placa igual a 80°C e ângulo de inclinação equivalente a 40° com relação à horizontal, variando a velocidade do escoamento na corrente livre de 0,05 a 10 m/s. Foi observado o aparecimento de uma região de recirculação na superfície superior da placa inclinada, caracterizada por baixas velocidades. Contudo, nessa região a transferência térmica foi dominada pelas flutuações de velocidade devido à intensa atividade turbulenta, aumentando o coeficiente de transferência térmica por convecção. A partir dos resultados obtidos do número de Nusselt em relação ao número Reynolds, foram produzidas correlações numéricas para estimar a transferência térmica por convecção forçada na placa inclinada aquecida.

As simulações em regime de convecção mista foram realizadas nas mesmas condições da forçada. Os resultados foram apresentados em termos dos números de Nusselt, Reynolds e Richardson. Quanto maior o valor de Ri , mais próximos são os resultados da convecção mista com a natural, indicando que a perda por convecção natural é dominante em relação à forçada. Em contrapartida, quanto menor o valor de Ri , mais próximos são os resultados da convecção mista com a forçada. Também foi possível verificar que os efeitos da convecção mista foram significativos para $1 \lesssim Ri \lesssim 60$.

Tanto na superfície superior quanto inferior da placa foi observado o surgimento de bolhas de recirculação. Para superfície inferior, não houve o aumento significativo do coeficiente de transferência térmica até $U_\infty = 0,8$ m/s devido à região de recirculação e baixa intensidade turbulenta. Já para superfície superior, a partir de $U_\infty = 0,3$ m/s o coeficiente de troca convectiva aumenta quando ocorre elevação das flutuações de velocidade. A partir dos resultados obtidos do número de Nusselt em regime de convecção natural e forçada, foi determinado os valores do coeficiente n e, por conseguinte, foram criadas correlações numéricas para estimar a transferência térmica por convecção mista, sendo $n = 7/2$ e $n = 4$ para as superfícies superior e inferior, respectivamente.

6.1 Propostas futuras

Um artigo científico contendo os resultados obtidos na seção 5.2 Convecção natural em regime turbulento (GOMES; OLIVEIRA; BRASIL JUNIOR, 2018) foi aceito para publicação e será apresentado no *XXII Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica* (CNIM2018), em setembro de 2018, em Madrid – Espanha. Foram obtidos auxílios financeiros da Universidade de Brasília e da Fundação de Apoio e Pesquisa do Distrito Federal (FAPDF) para participação desse evento.

Pretende-se publicar em revista científica os resultados apresentados na seção 5.3 Convecção forçada e 5.4 Convecção mista, abordando a modelagem numérica do escoamento turbulento.

6.2 Pesquisas futuras

Pesquisas futuras poderiam ser feitas com base nas simulações numéricas realizadas. Para convecção natural em regime laminar, os ângulos de inclinação de 0 a 10° com relação à horizontal poderiam ser simulados com o intuito de verificar se as correlações empíricas para

placa vertical podem ser utilizadas, nessa faixa de inclinação, se a componente da gravidade paralela à superfície da placa for usada no cálculo do número de Rayleigh.

Simular e estudar o comportamento do escoamento em regime de convecção forçada e mista em diversos ângulos de inclinação, maior faixa do número de Reynolds e Richardson e outros sentidos de velocidade do escoamento na corrente livre, produzindo correlações numéricas gerais para estimar a troca convectiva através do número de Nusselt.

Validar os resultados numéricos da convecção mista por meio de ensaios experimentais, variando a velocidade do escoamento forçado, ângulo de inclinação da placa e temperatura da superfície da placa.

Modelar o comportamento fotovoltaico e acoplar com a termofluidodinâmica.

REFERÊNCIAS

- ANSYS. Introduction to CFX. *Ansys inc*, 2009.
- ANSYS. Introductory FLUENT Training. *Ansys inc*, 2009.
- ARMALY, B. F.; CHEN, T. S.; RAMACHANDRAN, N. Correlations for laminar mixed convection on vertical, inclined and horizontal flat plates with uniform surface heat flux. *International Journal of Heat Mass Transfer*, v. 30, p. 405–408, 1987.
- ARMSTRONG, S.; HURLEY, W. G. A thermal model for photovoltaic panels under varying atmospheric conditions. *Applied Thermal Engineering*, v. 30, p. 1488–1495, 2010.
- ANTONIETTI, A. J.; STEMPKOWSKI, A. J.; SEGATTI, F.; SPASSIN, T. E. P.; Silva, C. V. “Determinação do coeficiente de transferência térmica numa placa plana aquecida no interior de um túnel de vento com escoamento de ar em paralelo”, *Perspectiva*, v. 35, p. 7–17, 2010.
- BECQUEREL, E., “Memoires sur les effets electriques produits sous l’influence des rayons”, *Comptes Rendues*, v. 9, p. 561, 1839.
- BEJAN, A. Convection heat transfer. Nova Jersey: Wiley, 2003. 3thed. p. 178–219.
- BRASIL JUNIOR, A. C. P. Dynamical modeling and simulation of PV-Solar Pannels. *Revista Brasileira de Energia Solar*, v. 7, p. 16–23, 2016.
- CANDANEDO, L. M.; ATHIENITIS, A., Experimental study of mixed convection heat transfer in building integrated photovoltaic/thermal systems. *International High Performance Buildings Conference*, paper 25, West Lafayette, Estados Unidos, 2010.
- CANDANEDO, L. M.; ATHIENITIS, A.; PARK, K. W. Convective heat transfer coefficient in a building-integrated photovoltaic/thermal system. *ASME Journal Solar Energy Engineering*, v. 133, p. 021002, 2011.
- CHEN, T. S.; ARMALY, B. F.; Ramachandran, N. Correlations for laminar mixed convection flows on vertical, inclined and horizontal flat plates. *Journal of Heat Transfer*, v. 108, p. 835–840, 1986.
- CHURCHILL, S. W.; CHU, H. H. S. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate. *International Journal Heat Mass Transfer*, v. 18, p. 1323–1329, 1975.
- CHURCHILL, S. W. A comprehensive correlating equation for laminar, assisting, forced and free convection. *Journal of American Institute of Chemical Engineers*, v. 23, p. 10–16, 1977.
- ÇENGEL, Y. A. Heat transfer – a practical approach. McGraw-Hill Education, 2002. 2^a ed. p. 367–375.

- DRAKE, R. M. Investigation of the variation of point unit heat transfer coefficient for laminar flow over an inclined flat plate. *ASME Journal of Applied Mechanics*, v. 71, p. 1–8, 1949.
- EINSTEIN, A. Zur Elektrodynamik bewegter körper. *Annalen der Physik*, v.17, p. 891-921, 1905.
- FAN, J.C.C. Theoretical temperature dependence of solar cell parameters. *Solar Cells*, v. 17, pp. 309–315, 1986.
- FUJII, T.; IMURA, H. Natural-convection heat transfer from a plate with arbitrary inclination. *International Journal of Heat Mass Transfer*, v. 15, p. 755–767, 1972.
- FUSSY, D. E.; WARNEFORD, I. P. Free convection from a downward facing inclined flat plate. *International Journal of Heat Mass Transfer*, v. 21, p. 119–126, 1978.
- GOMES, J. G.; SILVA, E. C.; OLIVEIRA, T. F.; BRASIL JUNIOR, A. C. P. Numerical and experimental analyses of heat transfer by natural convection on flat inclined plates. *24th ABCM International Congress of Mechanical Engineering*, Curitiba, Brasil, 2017.
- GOMES, J. G.; OLIVEIRA, T. F.; BRASIL JUNIOR, A. C. P. Transferencia de calor por convección natural en régimen turbulento sobre paneles fotovoltaicos. *XXII Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica*, Madrid, Espanha, Submetido.
- GUECHI, A.; CHEGAAR, M.; AILLERIE, M. Environmental effects on the performance of nanocrystalline silicon solar cells. *Energy Procedia*, v. 18, p. 1611–1623, 2012.
- HARLOW, F. H.; Nakayama, P. J. Transport of turbulence energy decay rate. *Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California*, LA-3854.
- HOLMAN, J. P. Transferência térmica. São Paulo: McGraw-Hill do Brasil, 1983. p. 295–326.
- INCROPERA, F. P.; DeWitt, D. P. Fundamentos de transferência térmica e de massa. Rio de Janeiro: LTC Editora, 1998. 4^a ed. p. 262–279.
- JUBAYER, C. M.; SIDDIQUI, K.; HANGAN, H. CFD analysis of convective heat transfer from ground mounted solar panels. *Solar Energy*, v. 133, p. 556–566, 2016.
- KENDOUSH, A. A. Theoretical analysis of heat and mass transfer to fluids flowing across a flat plate, *International Journal of Thermal Sciences*, v. 48, p. 188–194, 2009.
- LANDIS, G.; RAFAELLE, R.; MERRITT, D. High temperature solar cell development. *19th European Photovoltaic Science and Engineering Conference*, Paris, France, 2004.
- LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The numerical computation of turbulent flows. *Computational Methods Applied to Mechanical Engineering*, v. 3, p. 269–289, 1974.
- LEWANDOWSKI, W. M. Heat transfer from flat surfaces under conditions of laminar free convection. *Politechnika Gdanska Zeszyty Naukowe Mechanika*, v. 53, p. 1–90, 1987.
- LEWANDOWSKI, W. M. Natural convection heat transfer from plates of finite dimensions. *International Journal of Heat Mass Transfer*, v. 34, p. 875–885, 1991.

- LIM, C.; HEO, J.; CHUNG, B. Natural convection heat transfer on inclined plates. *Transactions of the Korean Society of Mechanical Engineers*, v. 35, p. 701–708, 2011.
- LLOYD, J. R.; SPARROW, E. M. Combined forced and free convection flow on vertical surfaces. *International Journal Heat Mass Transfer*, v. 13, 1970.
- LOBERA, D. T.; VALKEALAHTI, S. Dynamic thermal model of solar PV systems under varying climatic conditions. *Solar Energy*, v. 93, p.183–194, 2013.
- MEHRTASH, M. e TARI, I. A correlation for natural convection heat transfer from inclined plate-finned heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 51, p. 1067–1075, 2013.
- MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, v. 32, p. 1598–1605, 1994.
- MERKIN, J. H. The effect of buoyancy forces on the boundary-layer flow over a semi-infinite vertical flat plate in a uniform free stream. *Journal Fluid Mech*, v. 35, p. 439-450, 1969.
- MUCOGLU, A.; CHEN, T. S. Mixed convection on inclined surfaces”, *Journal of Heat Transfer*, v. 101, p. 422–426, 1979.
- PINHEIRO, L. A. R.; SILVA, E. C. M.; BRASIL JUNIOR, A. C. P. Convecção natural em painéis fotovoltaicos. *IX Congresso Nacional de Engenharia Mecânica*, Fortaleza, Brasil, 2016.
- RADZIEMSKA, E. The effect of temperature on the power drop in crystalline silicon solar cells. *Renewable Energy*, v. 28, p. 1–12, 2003.
- RICH, B. R. An investigation of heat transfer from an inclined flat plate in free convection. *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, v. 75, p. 489–449, 1953.
- RODRIGUES, A. P. S. P. Parametrização e simulação numérica da turbina hidrocínética – otimização via algoritmos genéticos. Dissertação (Mestrado em Ciências Mecânicas). – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, 2007.
- SARTORI, E. Convection coefficient equations for forced air flow over flat surfaces. *Solar Energy*, v. 80, p. 1063–1071, 2006.
- SHARPLES, S.; CHARLESWORTH, P. S., Full scale measurements of wind-induced convective heat transfer from a roof mounted flat plate solar collector. *Solar Energy*, v. 62, p. 69–78, 1998.
- SILVA, P. A. S. F. Estudo numérico de turbinas hidrocínéticas de eixo horizontal. Dissertação (Mestrado em Ciências Mecânicas). – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, 2014.
- SING, P.; SINGH, S. N.; LAL, M.; HUSAIN, M. Temperature dependence of I–V characteristics and performance parameters of silicon solar cell. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, v. 92, p. 1611–1616, 2008.

- SINGH, P.; RAVINDRA, N. M. Temperature dependence of solar cell performance—an analysis. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, v. 101, p. 36–45, 2012.
- SOARES, D. V. Um modelo $k-\omega$ para escoamentos turbulentos parietais dilatáveis. Dissertação (Mestrado em Ciências Mecânicas). – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, 2006.
- SOUZA, A.D.; BRASIL Junior, A. C. P.; ALMEIDA, M. H. P. Natural convection on flat and finite inclined plates. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences*, v. 15, p. 360–367, 1993.
- SOUZA, J. F. A.; OLIVEIRA, L. R.; AZEVEDO, J. L. L.; SOARES, I. D.; MATA, M. M. Uma revisão sobre turbulência e sua modelagem. *Revista Brasileira de Geofísica*, v. 29, p. 21–41, 2011.
- SOUZA, R. Os sistemas de energia solar fotovoltaica. p. 59, 2016. Disponível em: <<http://programaintegradoronline.com.br/wp-content/uploads/2016/03/Livro-Digital-de-Introdu%C3%A7%C3%A3o-aos-Sistemas-Solares-novo.pdf>>. Acesso em: 18/05/2017.
- SZEWCZYK, A. A. Combined forced and free-convection laminar flow. *Journal Heat Transfer*, v. 86C, p. 501-507, 1964.
- TARI, I.; MEHRTASH, M. Natural convection heat transfer from inclined plate-fin heat sinks”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 56, p. 574–593, 2013.
- VILLALVA, N.; GAZOLI, J. Energia Solar Fotovoltaica: conceitos e aplicações. Erica, São Paulo: Erica, 2012. 1ª ed.
- VLIET, G. C. Natural convection local heat transfer on constant-heat-flux inclined surfaces. *Journal of Heat Transfer*, v. 91, p. 511–516, 1969.
- WILCOX, D. Reassessment of the scale-determining equation. *AIAA Journal*, v. 26, p. 1299-1310, 1988.

APÊNDICE A – COVECÇÃO NATURAL EM REGIME LAMINAR

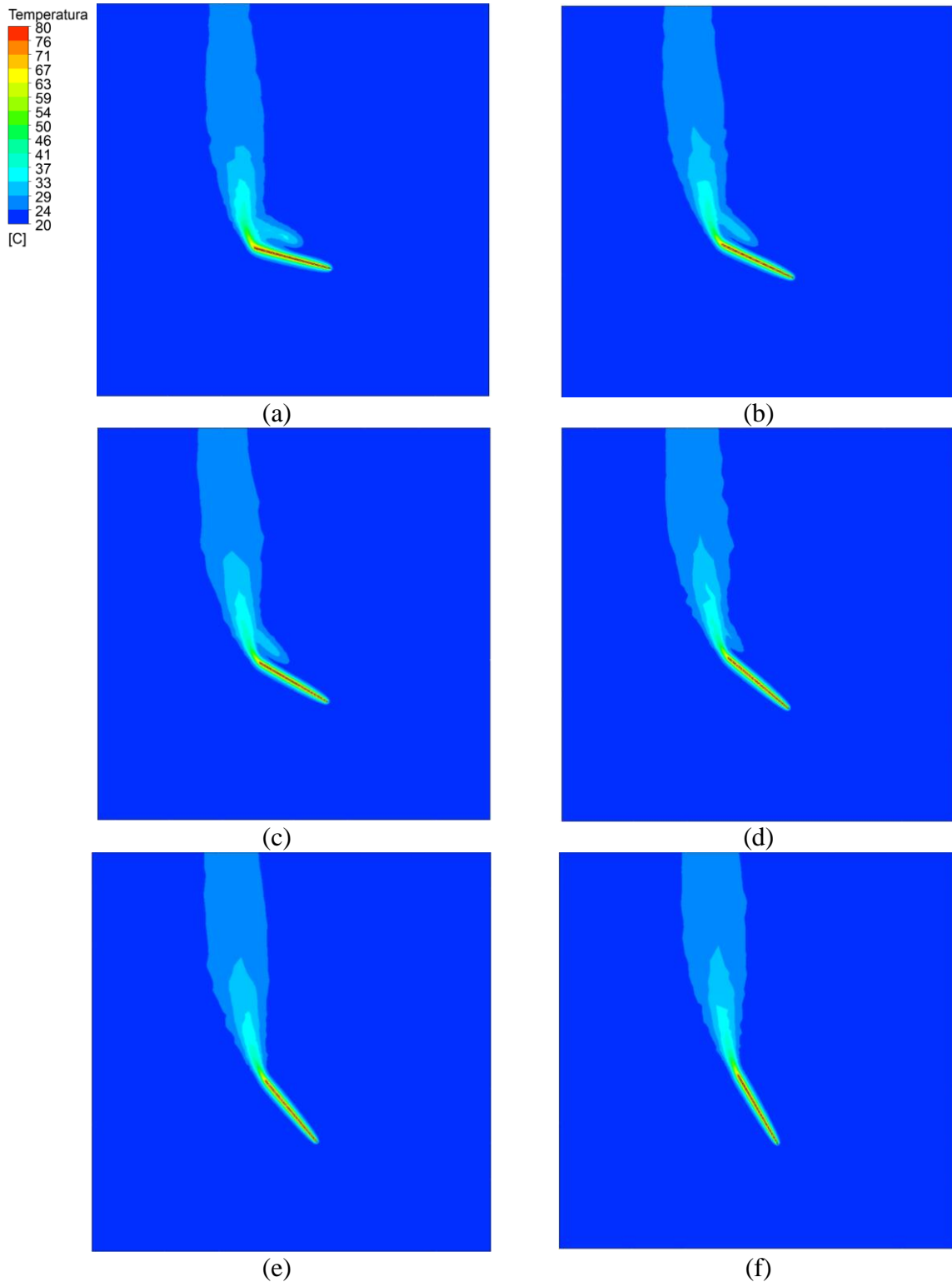


Figura 1. Contornos de temperatura em um plano transversal à borda placa inclinada 3D pra convecção natural em regime laminar. (a) $\phi = 15^\circ$, (b) $\phi = 25^\circ$, (c) $\phi = 30^\circ$, (d) $\phi = 40^\circ$, $\phi = 50^\circ$, (f) $\phi = 60^\circ$.

APÊNDICE B – CONVECÇÃO NATURAL EM REGIME TURBULENTO

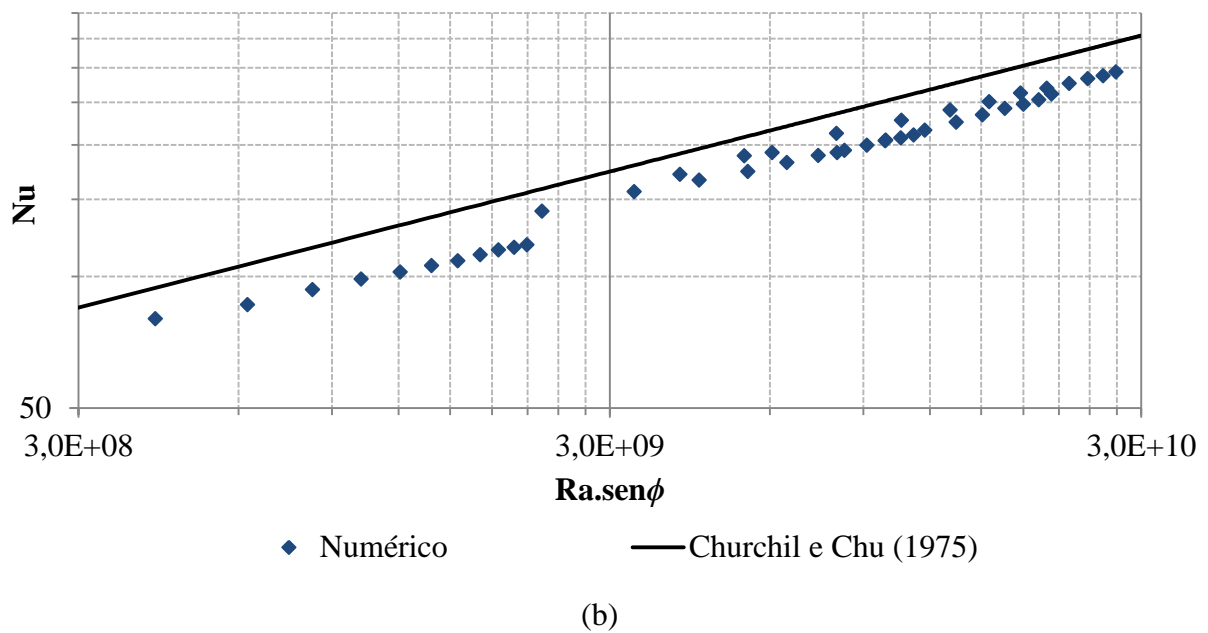
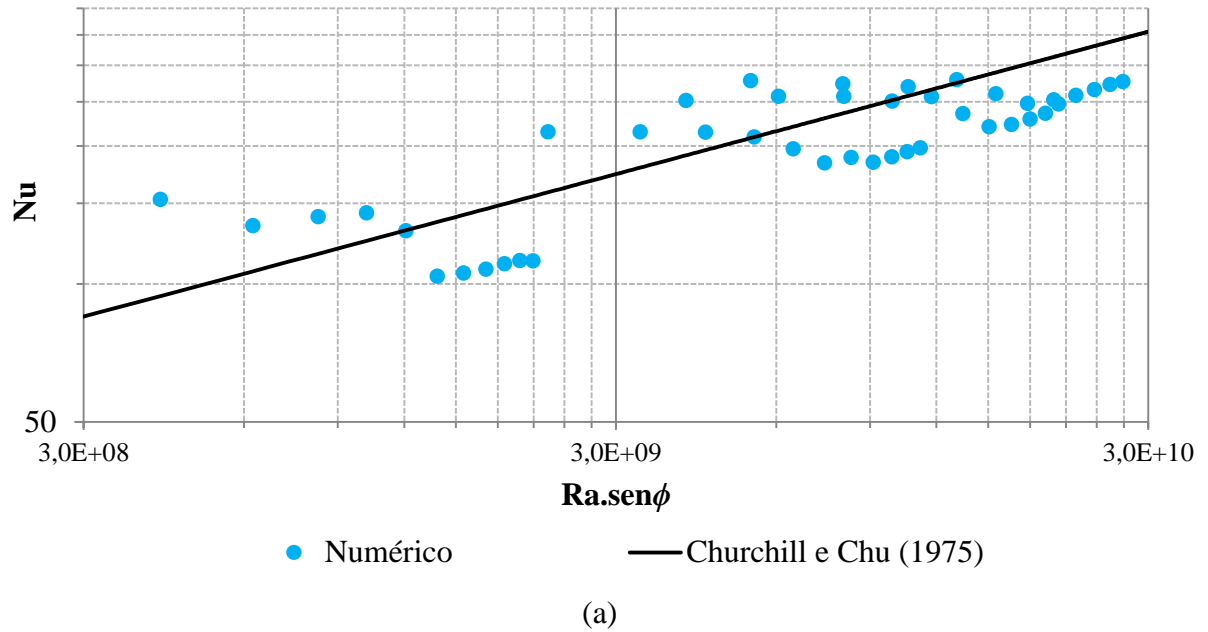


Figura 2. Variação do número de Nusselt médio, \overline{Nu} , para convecção natural em regime turbulento para placa inclinada. (a) superfície superior, (b) superfície inferior.

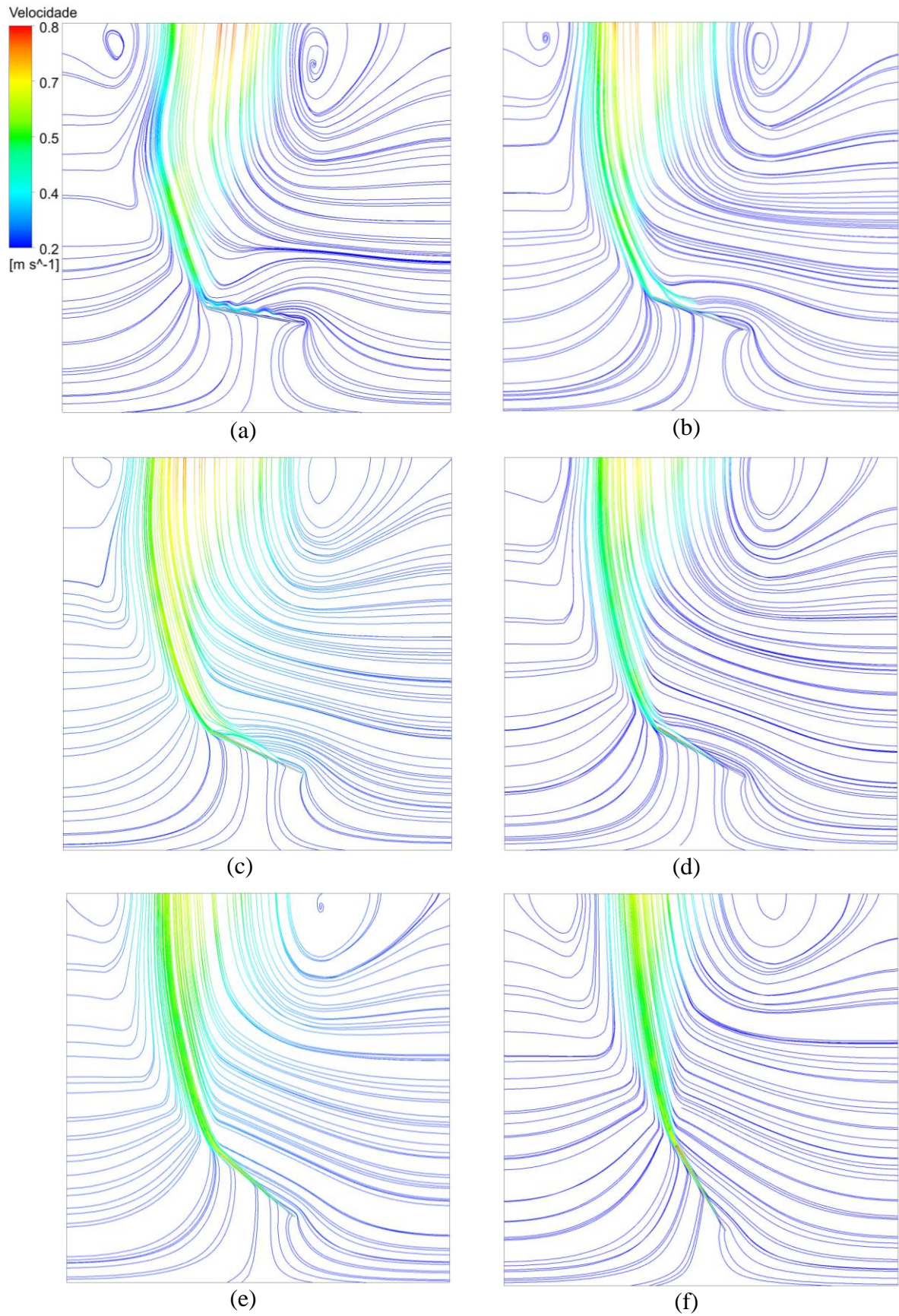


Figura 3. Linhas de corrente de velocidade no plano médio transversal à placa inclinada para convecção natural em regime turbulento. (a) $\phi = 10^\circ$, (b) $\phi = 20^\circ$, (c) $\phi = 25^\circ$, (d) $\phi = 30^\circ$, (e) $\phi = 40^\circ$, (f) $\phi = 60^\circ$.

APÊNDICE C – CONVECÇÃO FORÇADA

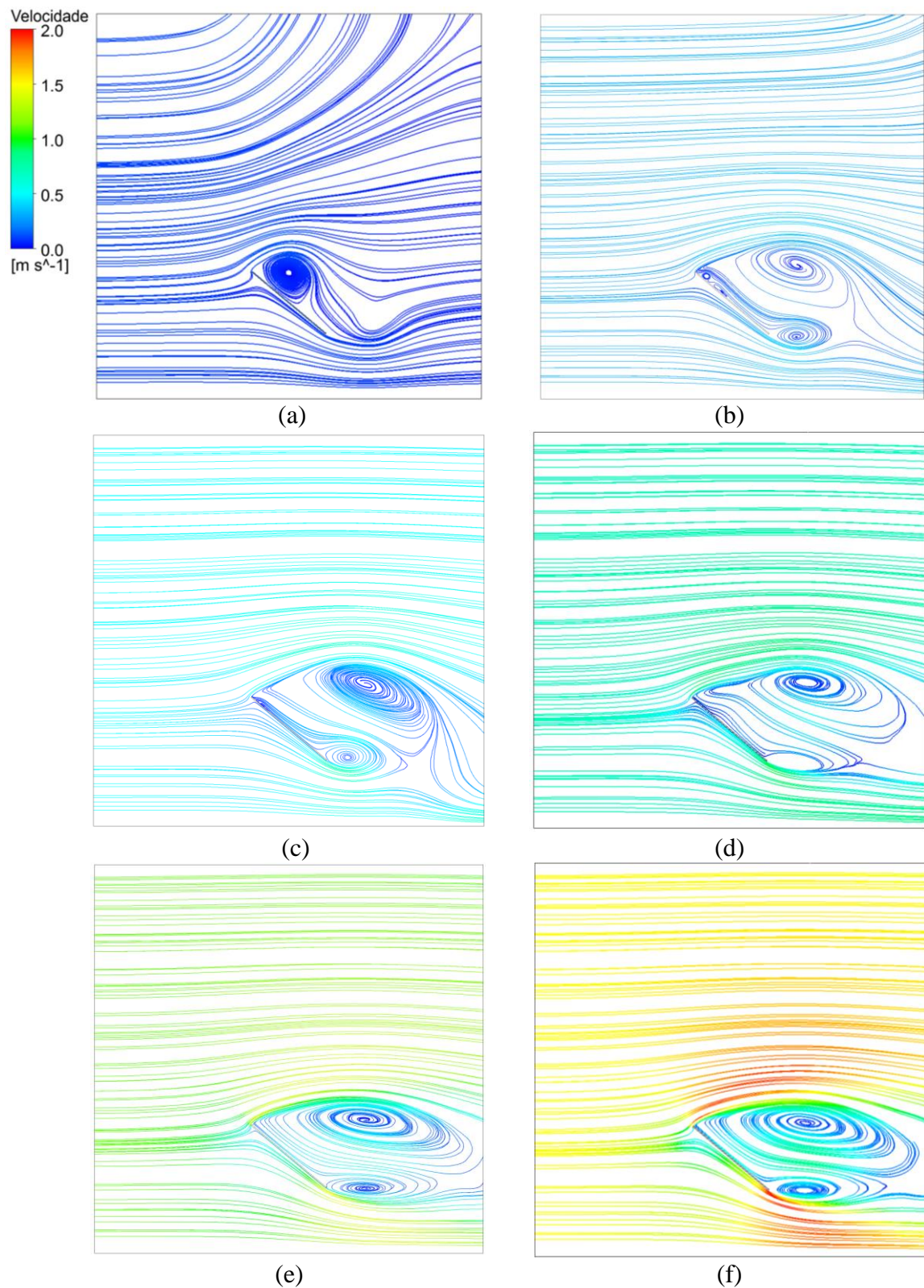


Figura 4. Linhas de corrente de velocidade no plano médio transversal à placa inclinada, $\phi = 40^\circ$, para convecção forçada em regime turbulento. (a) $U_\infty = 0,1 \text{ m/s}$, (b) $U_\infty = 0,3 \text{ m/s}$, (c) $U_\infty = 0,5 \text{ m/s}$, (d) $U_\infty = 0,7 \text{ m/s}$, (e) $U_\infty = 1,1 \text{ m/s}$, (f) $U_\infty = 1,5 \text{ m/s}$.

APÊNDICE D – CONVECÇÃO MISTA

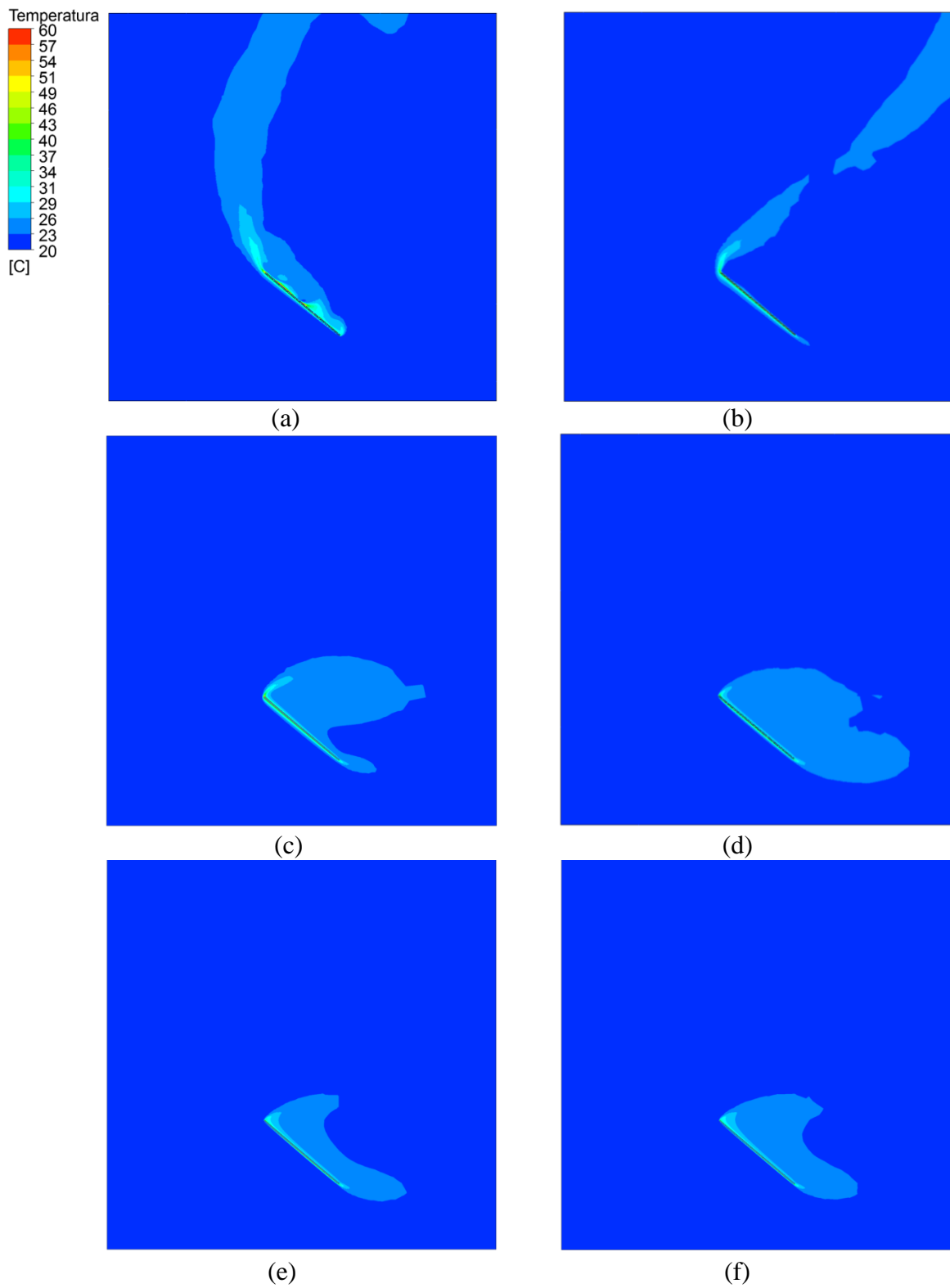


Figura 5. Contornos de temperatura no plano médio transversal à placa inclinada, $\phi = 40^\circ$, para convecção mista em regime turbulento. (a) $U_\infty = 0,1$ m/s, (b) $U_\infty = 0,3$ m/s, (c) $U_\infty = 0,5$ m/s, (d) $U_\infty = 0,7$ m/s, (e) $U_\infty = 1,1$ m/s, (f) $U_\infty = 1,5$ m/s.

APÊNDICE E – RESUMO DE CORRELAÇÕES

Tabela 1. Resumo de correlações.

Autor	Equação	Condições
Convecção Natural – Placa plana vertical		
Churchill e Chu (1975)	$\overline{Nu}_L = 0,68 + \frac{0,670 Ra_L^{1/4}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}}$	$Ra_L < 10^9$
	$\overline{Nu}_L = \left\{ 0,825 + \frac{0,387 Ra_L^{1/6}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2$	Para toda a faixa de Ra_L
Convecção Natural – Placa plana inclinada		
Vliet (1969)	$Nu_L = 0,3 (Gr_L Pr \sin \phi)^{0,24}$	$-90^\circ \sim 0^\circ, Gr > 10^9$
Fujii e Imura (1972)	$Nu_L = 0,13 [(Gr_L Pr)^{1/3} - (Gr_c Pr)^{1/3}] + 0,56 (Gr_c Pr \sin \phi)^{1/4}$	$-90^\circ \sim 0^\circ, Gr > 10^9$
	$Nu_L = 0,56 (Gr_L Pr \sin \phi)^{0,25}$	$0^\circ \sim +90^\circ,$ $10^5 < Ra < 10^{11}$
Fussey e Warneford (1978)	$Nu_L = 0,889 (Gr_L Pr \sin \phi)^{0,205}$	$0^\circ \sim +90^\circ, Gr > 10^9$
Convecção forçada – Placa plana		
Relação de Nusselt (Çengel, 2002)	$\overline{Nu}_L = 0,664 Re_L^{1/2} Pr^{1/3}$	Laminar, médio, T_f , $1 \lesssim Pr \lesssim 50$
	$\overline{Nu}_L = (0,037 Re_L^{4/5} - 871) Pr^{1/3}$	Mista, médio, T_f , $5 \times 10^5 \leq Re_L \leq 10^7,$ $0,6 < Pr < 60$
Presente estudo	$\overline{Nu}_L = 0,047 Re_L^{4/5} Pr^{1/3}$	$Pr \cong 0,72$ Superfície superior
	$\overline{Nu}_L = 0,161 Re_L^{2/3} Pr^{1/3}$	Superfície inferior
Convecção mista – Placa plana vertical		
Szewczyk (1964)	$Nu_M^3 = Nu_F^3 + Nu_N^3$	$Pr = 1$
Merkin (1969); Churchill (1977)		$Pr = 0,72$
Lloyd e Sparrow (1970)		$Pr \leq 0,72$
Presente estudo	$Nu_M^{7/2} = Nu_F^{7/2} + Nu_N^{7/2}$	$Pr \cong 0,72$ Superfície superior
	$Nu_M^4 = Nu_M^4 + Nu_M^4$	Superfície inferior