

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

SÍLVIO APARECIDO VERDÉRIO JÚNIOR

**ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DA CONVECÇÃO
NATURAL SOBRE PLACAS PLANAS E COM ONDULAÇÕES**

TESE

BAURU

2023

SÍLVIO APARECIDO VERDÉRIO JÚNIOR

**ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DA CONVECÇÃO
NATURAL SOBRE PLACAS PLANAS E COM ONDULAÇÕES**

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Bauru, no Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Vicente Luiz Scalon
Coorientador: Prof. Dr. Santiago del Rio Oliveira

BAURU

2023

V483e

Verdério Júnior, Sílvio Aparecido

Estudo numérico e experimental da convecção natural sobre placas planas e com ondulações / Sílvio Aparecido Verdério Júnior. -- Bauru, 2023

203 f. : il.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista (Unesp), Faculdade de Engenharia, Bauru

Orientador: Vicente Luiz Scalon

Coorientador: Santiago del Rio Oliveira

1. Convecção natural. 2. Superfícies onduladas. 3. Análise numérica. 4. Análise experimental. 5. OpenFOAM®. I. Título.

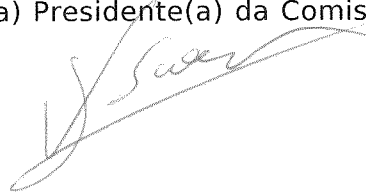
Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca da Faculdade de Engenharia, Bauru. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.

ATA DA DEFESA PÚBLICA DA TESE DE DOUTORADO DE SÍLVIO APARECIDO VERDÉRIO JÚNIOR, DISCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA, DA FACULDADE DE ENGENHARIA - CÂMPUS DE BAURU.

Aos 15 dias do mês de dezembro do ano de 2023, às 14:00 horas, por meio de Videoconferência, realizou-se a defesa de TESE DE DOUTORADO de SÍLVIO APARECIDO VERDÉRIO JÚNIOR, intitulada **Estudo Numérico e Experimental da Convecção Natural sobre Placas Planas e com Ondulações**. A Comissão Examinadora foi constituída pelos seguintes membros: Prof. Dr. VICENTE LUIZ SCALON (Orientador(a) - Participação Virtual) do(a) Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Bauru UNESP, Prof. Dr. DELSON LUIZ MODOLO (Participação Virtual) do(a) Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Bauru UNESP, Prof. Dr. MAURÍCIO SILVA FERREIRA (Participação Virtual) do(a) Departamento de Engenharia Mecânica / Escola Politécnica - USP, Prof. Dr. LUBEN CABEZAS GOMEZ (Participação Virtual) do(a) Departamento de Engenharia Mecânica / Universidade de São Paulo, Prof. Dr. JOAO BATISTA CAMPOS SILVA (Participação Virtual) do(a) Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP. Após a exposição pelo doutorando e arguição pelos membros da Comissão Examinadora que participaram do ato, de forma presencial e/ou virtual, o discente recebeu o conceito final: APROVADO . Nada mais havendo, foi lavrada a presente ata, que após lida e aprovada, foi assinada pelo(a) Presidente(a) da Comissão Examinadora.

Prof. Dr. VICENTE LUIZ SCALON



Dedico este trabalho ao meu pai, Sílvio Aparecido Verdério (*in memoriam*) e minha mãe, Durvalina Alves Marinho Verdério, por todo o amor, dedicação, preocupação, apoio incondicional e valores transmitidos desde o meu nascimento. Sem a presença diária de vocês (física e espiritualmente) jamais teria chegado até aqui. Jamais abandonarei ou esquecerei vocês.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus, que me permitiu e concedeu a vida, saúde e persistência para a realização deste trabalho. Por sempre me guiar, iluminar e conceder força, tranquilidade, paciência e discernimento para perseguir e alcançar meus objetivos e sonhos, sem nunca desistir e sempre prosperando frente às dificuldades encontradas. Por fim, por todas as bênçãos, oportunidades e pessoas incríveis e únicas que foram colocadas no meu caminho.

Ao amigo e mentor Prof. Dr. Vicente Luiz Scalon, que foi o meu primeiro contato quando ingressei no curso de Engenharia Mecânica da FEB/UNESP em 2009 e que mais tarde tornou-se o meu orientador (tanto no Mestrado quanto no Doutorado). Pela humildade e imensa paciência, compreensão, cuidado e apoio integralmente desempenhados nesta orientação; especialmente frente aos inúmeros desafios e dificuldades encontrados. Sempre serei grato por toda a ajuda (pessoal, profissional e acadêmica), motivação e conhecimentos fornecidos ao longo de todos esses anos. É uma honra ser seu amigo e ter sido seu orientado.

À memória do amigo e coorientador, Prof. Dr. Santiago Del Rio Oliveira, por ter me apresentado e motivado a desenvolver e trabalhar com o assunto objeto de pesquisa desta tese e bem como por todo o suporte, paciência, compreensão e empenho despendidos durante a realização deste trabalho.

À memória do amigo e mentor, Prof. Dr. Alcides Padilha, por todos os conselhos, ensinamentos e "puxões de orelha" recebidos ao longo de todos os anos do Mestrado e Doutorado. Sua extrema humildade e dedicação na transmissão do conhecimento e no desenvolvimento de pesquisas sempre me motivaram, e sempre me motivarão, a buscar a minha melhor versão como professor, pesquisador e ser humano.

Ao coorientador Prof. Dr. Pedro Jorge Martins Coelho, do Instituto Superior Técnico (IST) da Universidade de Lisboa, pela paciência, total suporte e conhecimentos transmitidos durante o período de realização das atividades do projeto de pesquisa de estágio de doutorado no exterior. Todos os questionamentos e profundas discussões realizadas sobre a minha tese me auxiliaram no processo de amadurecimento e evolução como pesquisador, bem como contribuíram para um conhecimento mais aprofundado do tema pesquisado.

Ao amigo Eng. Me. Mário César Ito, por todo o suporte fornecido no processo de aprendizagem e resolução das questões numéricas deste trabalho, por compartilhar seus conhecimentos únicos do OpenFOAM® e outras ferramentas computacionais e por todas as conversas

inspiradoras, ideias e discussões.

Ao amigo Prof. Dr. Elson Avallone, por todo o suporte fornecido no processo de planejamento e construção do aparato experimental deste trabalho. Por todas as conversas, apoio motivacional, confiança, experiências, ideias e discussões que desenvolvemos e trocamos ao longo de todos esses anos (tanto no âmbito profissional-acadêmico, quanto pessoal).

Ao amigo e parceiro de trabalho, Prof. Me. Daniel da Motta Gonçalves, por todo o suporte e apoio fornecidos no processo de fabricação das placas com ondulações. Ao meu primo e afilhado Eng. João Gabriel Ulian, que me incentivou fortemente e auxiliou no processo de estudo e aprendizagem da plataforma LaTeX® e da biblioteca Matplotlib em linguagem Python.

A minha mãe, irmãos, avô e avó, tios e tias, primos e primas e a toda minha família; que sempre desejando o meu bem, nunca hesitaram em me apoiar. Em especial à minha mãe, Durvalina Alves Marinho Verdério, que com muita paciência, palavras e orações de conforto, sempre me incentivou a perseguir e jamais abandonar os meus sonhos.

A Faculdade de Engenharia de Bauru (FEB/UNESP) – representada por todos os seus docentes, técnicos e demais servidores – pelo total suporte e apoio fornecidos, desde o ingresso no curso de graduação em Engenharia Mecânica em 2009 até o encerramento deste Doutorado.

Ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo (IFSP), câmpus Araraquara pelo total suporte e apoio concedidos na realização desta tese.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (Capes), código de financiamento 001, pelo apoio financeiro fornecido durante o período das atividades de estágio de doutorado no exterior pelo Programa de Doutorado Sanduíche no Exterior (PDSE).

Sim, minha força está na solidão. Não tenho medo nem de chuvas tempestivas nem das grandes ventanias soltas, pois eu também sou o escuro da noite. (LISPECTOR, Clarice, 1998).

RESUMO

VERDÉRIO JÚNIOR, Sílvio Aparecido. **Estudo Numérico e Experimental da Convecção Natural sobre Placas Planas e com Ondulações**. 2023. 203 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”. Bauru, 2023.

A transferência de calor por convecção natural ocorre através de forças de empuxo, geradas a partir de gradientes de massa específica e temperatura e da aceleração da gravidade. Cada vez mais pesquisa-se a otimização de sistemas de resfriamento por convecção natural, com o objetivo de reduzir ou eliminar a utilização de sistemas convencionais de resfriamento por circulação forçada. Nesse sentido, o uso de superfícies com ondulações para melhorar a eficiência térmica das trocas de calor por convecção natural tem sido extensivamente pesquisado. O objetivo deste trabalho é o estudo numérico-experimental da transferência de calor por convecção natural sobre placas isotérmicas de geometria plana e com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares. Na definição da metodologia numérica mais adequada a situação-problema, diversos modelos numéricos, em diferentes configurações e parâmetros físico-numéricos, foram construídos e estudados; com resolução através software livre e de código aberto OpenFOAM®. Um aparato experimental foi projetado e construído para o estudo do processo de resfriamento das placas, para validação dos modelos numéricos e análise comparativa de resultados empíricos das diferentes geometrias. Os resultados experimentais validaram, com boa exatidão, os modelos numéricos das geometrias estudadas para o intervalo de Ra_{LP} analisado. A utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$, de forma geral, forneceu resultados numéricos de maior acuracidade. Expressões empíricas do \overline{Nu}_{LP} em função do Ra_{LP} , para as diferentes geometrias estudadas e nos intervalos experimentais de Ra_{LP} , foram determinadas. O aumento da área global de transferência de calor mostrou exercer maior influência na eficiência térmica das placas que as perturbações geradas no escoamento. A geometria com ondulações trapezoidais apresentou maior eficiência e dimensão de pluma térmica, seguida das geometrias com ondulações quadradas, triangulares e, por fim, a placa plana.

Palavras-chave: Convecção natural. Superfícies onduladas. Análise numérica. Análise experimental. OpenFOAM®.

ABSTRACT

VERDÉRIO JÚNIOR, Sílvio Aparecido. **Numerical and Experimental Study of Natural Convection on Flat and Corrugated Plates**. 2023. 203 p. Thesis (PhD in Mechanical Engineering) – Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”. Bauru, 2023.

Natural convection heat transfer occurs through buoyancy forces, generated from density and temperature gradients and gravity acceleration. More and more research is being done on the optimization of natural convection cooling systems, with the aim of reducing or eliminating the use of conventional forced circulation cooling systems. Following this idea, the use of corrugated surfaces to improve the thermal efficiency of natural convection heat transfer has been extensively researched. The objective of this work is the numerical-experimental study of natural convection heat transfer on isothermal plates of plane geometry and with square, trapezoidal and triangular corrugations. In defining the most adequate numerical methodology to the problem situation, several numerical models were constructed and studied in different configurations and physical-numerical parameters; with resolution through OpenFOAM® free and open-source software. An experimental apparatus was designed and built to study the cooling process of the plates, for validation of the numerical models and comparative analysis of empirical results of the different geometries. The experimental results validated, with good precision, the numerical models of the studied geometries for the range of Ra_{LP} analyzed. The use of the $\kappa - \varepsilon$ turbulence model, in general, provided numerical results with greater accuracy. Empirical expressions of \overline{Nu}_{LP} as a function of Ra_{LP} , for the different geometries studied and in the experimental ranges of Ra_{LP} , have been determined. The increase in the global heat transfer area showed a greater influence on the thermal efficiency of the plates than the disturbances generated in the flow. The geometry with trapezoidal corrugations presented greater efficiency and greater thermal plume dimension, followed by geometries with square and triangular corrugations and, finally, the flat plate.

Keywords: Natural convection. Wavy surfaces. Numerical analysis. Experimental analysis. OpenFOAM®.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Principais tipos de placas com ondulações utilizadas.	25
Figura 2 – Publicações no banco de dados da Scopus que fazem referência ao Open-FOAM®, de 2006 a 2022.	27
Figura 3 – Número de Nusselt médio versus número de Rayleigh médio, calculados com base no diâmetro equivalente, em placas planas horizontais isotérmicas.	30
Figura 4 – Modelos físicos propostos por (a) Oosthuizen (2016b), (b) Oosthuizen (2016c) e (c) Oosthuizen e Kalendar (2020).	36
Figura 5 – Modelos físicos propostos por (a) Oosthuizen (2011), (b) Oosthuizen e Paul (2011) e (c) Oosthuizen e Paul (2012).	38
Figura 6 – Estratégias de modelagem de parede e resolução de camada limite turbulenta por (a) funções de parede baseadas na subcamada logarítmica ou (b) resolução direta da subcamada viscosa (EWT).	39
Figura 7 – Representação gráfica esquemática da situação-problema estudada.	41
Figura 8 – Análise comparativa quanto ao grau de modelagem e custo computacional dos métodos de simulação de escoamentos turbulentos.	45
Figura 9 – Divisão da camada limite turbulenta e formulações de Lei de Parede.	53
Figura 10 – Método SIMPLE.	58
Figura 11 – Fluxograma sequencial do processo de construção dos modelos numéricos.	59
Figura 12 – Regiões de refinamento do domínio físico de placa (a) plana de 1,5 x 1,5 x 2,5 m com 63827 elementos ($maxCellSize = 2,5$) e (b) com ondulações quadradas de 1,5 x 1,5 x 2,5 m com 686060 elementos ($maxCellSize = 1,0$); ambas sem <i>layers</i> de refinamento.	62
Figura 13 – Influência do nível de refinamento no tamanho das células.	62
Figura 14 – Camadas (<i>layers</i>) de refinamento sobre as superfícies de placa (a) plana com 71807 elementos ($maxCellSize = 2,5$) e (b) com ondulações quadradas com 750259 elementos ($maxCellSize = 1,0$).	63
Figura 15 – Domínio físico de placa com ondulações triangulares de 0,75 x 0,75 x 2,5 m construído (a) sem (com 754763 Elementos) e (b) com (com 1826252 Elementos) a utilização do parâmetro <i>localRefinement</i> ; ambas com $cellSize=2,5$ mm.	64
Figura 16 – Estruturação geral de um caso OpenFOAM®.	65
Figura 17 – Vistas frontais, em desenho técnico cotado, das placas (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares; dimensões em mm.	73
Figura 18 – Vistas em perspectiva das placas (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares.	74
Figura 19 – Vista superior em (a) desenho técnico cotado e (b) montagem física real do aparato de medição de temperaturas construído; dimensões em mm.	76
Figura 20 – (a) Diagrama esquemático da ligação dos 12 sensores DS18B20 ao microcontrolador Arduino Mega 2560 e (b) montagem física real.	78
Figura 21 – Forno elétrico convectivo para aquecimento das placas.	79
Figura 22 – (a) Exterior e (b) interior da câmara de madeira isolada termicamente do ambiente externo.	80

Figura 23 – Modelo físico de placa plana isotérmica imersa em domínio de ar, apresentado em vistas (a) isométrica e (b) superior.	83
Figura 24 – Vistas (a) isométrica e (b) superior do modelo físico de placa plana isotérmica, reduzido a um quarto da malha total por dupla simetria e com identificação e nomeação das vizinhanças e das condições de contorno utilizadas.	84
Figura 25 – Representação esquemática classificativa dos testes realizados nos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros.	87
Figura 26 – Representação esquemática classificativa dos testes realizados nos modelos de estudo de convergência de solução.	93
Figura 27 – Vistas (a) superior total, (b) superior com um quarto de domínio por dupla simetria em relação aos eixos x e y e (c) frontal, do modelo físico de placa com ondulações quadradas.	94
Figura 28 – Sequência de testes e simulações realizados nos modelos de testes de independência e consistência de malha e de definição de domínio físico.	95
Figura 29 – Modelo físico de placa isotérmica com ondulações quadradas, imersa em domínio de ar em vistas (a) isométrica, (b) superior e (c) frontal para testes de independência e consistência de malha.	97
Figura 30 – Vistas (a) isométrica e (b) superior do modelo físico de placa isotérmica com ondulações quadradas, reduzidos a um quarto da malha total por dupla simetria em relação aos eixos x e y e com identificação e nomeação das vizinhanças.	98
Figura 31 – Sequência dos testes de independência e consistência de malha realizados.	99
Figura 32 – Comparação visual da malha (a) mais grosseira ($maxCellSize = 1,5$ e 227902 elementos) e (b) mais refinada ($maxCellSize = 0,7$ e 1854078 elementos) dos testes de independência e consistência de malha.	99
Figura 33 – Sequência dos testes de estudo da influência da altura H_D do domínio físico na solução numérica.	100
Figura 34 – Comparação visual e utilizando a mesma escala de comprimento das diferentes geometrias de domínio físico com $L_D = 1,5$ m, avaliadas nos testes de altura com (a) $H_D = 1,5$ m, (b) $H_D = 2,5$ m e (c) $H_D = 3,5$ m.	101
Figura 35 – Sequência dos testes de estudo da influência do comprimento de base L_D do domínio físico na solução numérica.	102
Figura 36 – Comparação visual e utilizando a mesma escala de comprimento das diferentes geometrias de domínio físico com $H_D = 2,5$ m, avaliadas nos testes de comprimento com (a) $L_D = 0,75$ m, (b) $L_D = 1,5$ m e (c) $L_D = 3,0$ m.	103
Figura 37 – Vistas superior (em (a) e (b)), frontal (em (c) e (d)) e representação da malha computacional (em (e) e (f)) das placas com ondulações trapezoidais e triangulares, nessa ordem, dos modelos de validação numérico-experimental.	105
Figura 38 – \overline{Nu}_{de}^{num} versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem a inclusão de modelos de turbulência.	115
Figura 39 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem a inclusão de modelos de turbulência.	115
Figura 40 – \overline{Nu}_{de}^{num} versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem e com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ e $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.	118
Figura 41 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem e com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ e $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.	118
Figura 42 – \overline{Nu}_{de}^{num} versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem e com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede.	121

Figura 43 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem e com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede.	122
Figura 44 – $\overline{Nu}_{d_e}^{num}$ versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.	125
Figura 45 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.	126
Figura 46 – $\overline{Nu}_{d_e}^{num}$ versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e sem funções de parede.	128
Figura 47 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e sem funções de parede.	128
Figura 48 – Fluxo de calor superficial (\overline{q}''^{num}) versus Número de Iterações das Configurações A e B para os modelos de placa plana em regime (a) laminar* (Sem Modelo de Turbulência) e turbulento com os modelos de turbulência (b) $\kappa - \omega SST$ (Com FP), (c) $\kappa - \omega SST$ (Sem FP), (d) $\kappa - \varepsilon$ (Com FP) e (e) $\kappa - \varepsilon$ (Sem FP).	133
Figura 49 – Fluxo de calor superficial (\overline{q}''^{num}) versus Número de Iterações das Configurações A e B para os modelos de placa com ondulações (a) quadradas, (b) trapezoidais e (c) triangulares.	135
Figura 50 – Desvio percentual relativo versus $maxCellSize$ para os diferentes modelos de independência de consistência de malha estudados, em condições com e sem funções de parede implementadas.	138
Figura 51 – Fluxo de calor superficial (\overline{q}''^{num}) sobre a placa com ondulações versus Número de Iterações para os testes de independência e consistência de malha.	138
Figura 52 – Fluxo de calor superficial (\overline{q}''^{num}) sobre a placa com ondulações quadradas versus Número de Iterações para os testes de estudo da influência da altura H_D	141
Figura 53 – Fluxo de calor superficial (\overline{q}''^{num}) sobre a placa com ondulações quadradas versus Número de Iterações para os testes de estudo da influência do comprimento de base L_D	142
Figura 54 – Distribuição do Bi_{LP}^{exp} em função do Ra_{LP}^{exp} para as geometrias de placa (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares; conforme resultados experimentais do Apêndice D.	145
Figura 55 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{LP} versus Ra_{LP} para a geometria de placa plana.	149
Figura 56 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{LP} versus Ra_{LP} para a geometria de placa com ondulações quadradas.	149
Figura 57 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{LP} versus Ra_{LP} para a geometria de placa com ondulações trapezoidais.	150
Figura 58 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{LP} versus Ra_{LP} para a geometria de placa com ondulações triangulares.	150
Figura 59 – Análise de Sensibilidade do \overline{Nu}_{LP}^{exp} em função dos parâmetros de entrada (a) $\delta_{C_{t,i}}$, δ_{m_P} , $\delta_{T_{inicial,i}} = \delta_{T_{final,i}} = \delta_{T_{\infty,i}}^{exp}$ e $\delta_{L_P}^{exp}$ e (b) δ_ϵ	155
Figura 60 – Análise de Sensibilidade do Ra_{LP}^{exp} em função dos parâmetros de entrada (a) $\delta_{L_P}^{exp}$ e (b) $\delta_{T_{inicial,i}} = \delta_{T_{final,i}} = \delta_{T_{\infty,i}}^{exp}$	156
Figura 61 – Influência da radiação térmica na troca de calor global em função do Ra_{LP}^{exp} para as diferentes geometrias estudadas nesta tese.	159
Figura 62 – Análise comparativa da evolução do $\overline{h}_{conv}^{exp}$ com Ra_{LP}^{exp} para as diferentes geometrias estudadas nesta tese.	161

Figura 63 – Análise comparativa da evolução do $\overline{Nu}_{LP}^{exp} \cdot (A/A_P)$ com Ra_{LP}^{exp} para as diferentes geometrias estudadas nesta tese.	162
Figura 64 – Análise comparativa do ganho de eficiência relativa em função do Ra_{LP}^{exp} para as geometrias de placa com ondulações.	162
Figura 65 – Campos de temperaturas adimensionais para as geometrias de placa (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares; todos no plano de simetria em $y = 0$ e em condições de $Ra_{LP}^{num} = 1 \cdot 10^7$	165
Figura 66 – Comparação em justaposição das isosuperfícies de temperaturas adimensionais com (a) $\bar{\theta} = 0,5$ e (b) $\bar{\theta} = 0,3$; ambas no plano de simetria em $y = 0$ e em condições de $Ra_{LP}^{num} = 1 \cdot 10^7$	166
Figura 67 – Curvas de calibração dos sensores de temperatura 1 a 11.	184
Figura 68 – Curvas transientes de temperaturas dos sensores 1 a 12, antes da calibração.	185
Figura 69 – Curvas transientes de temperaturas dos sensores 1 a 12, após calibração.	186
Figura 70 – Curvas transientes de temperaturas da superfície inferior da placa e ambiente, após calibração.	187
Figura 71 – Procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais para os intervalos de tempo de (a) 1800 a 2160 s, (b) 2160 a 2620 s, (c) 2620 a 3240 s, (d) 3240 a 4120 s e (e) 4120 a 5000 s; exemplificado para o 1º ensaio da placa com ondulações quadradas.	188
Figura 72 – Editorial da Revista Engenharia Térmica (<i>Thermal Engineering</i>), edição publicada em Setembro de 2021.	197
Figura 73 – Artigo publicado na Revista Engenharia Térmica (<i>Thermal Engineering</i>), em Setembro de 2021.	198
Figura 74 – Artigo publicado no <i>International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow</i> , em 23 de Junho de 2021.	199
Figura 75 – Artigo publicado no <i>International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow</i> , em 16 de Maio de 2022.	200
Figura 76 – Artigo publicado na Revista Engenharia Térmica (<i>Thermal Engineering</i>), em Fevereiro de 2022.	201
Figura 77 – Artigo publicado na Revista Engenharia Térmica (<i>Thermal Engineering</i>), em Junho de 2022.	202
Figura 78 – Artigo publicado no <i>International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow</i> , em 21 de Julho de 2023.	203

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Condições empíricas usualmente utilizadas no modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$.	49
Tabela 2 – Condições empíricas usualmente utilizadas no modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST.	51
Tabela 3 – Valores do parâmetro <i>maxCellSize</i> utilizados nas simulações deste trabalho.	61
Tabela 4 – Nível e dimensões dos <i>boxes</i> de refinamento utilizados neste trabalho.	61
Tabela 5 – Propriedades físicas do subdiretório <i>transportProperties</i>	67
Tabela 6 – Principais parâmetros utilizados no subdiretório <i>fvSchemes</i>	68
Tabela 7 – Métodos numéricos de discretização e interpolação utilizados no subdiretório <i>fvSchemes</i>	68
Tabela 8 – <i>Solvers</i> e pré-condicionadores e <i>smoothers</i> utilizados no subdiretório <i>fvSolution</i> para os diferentes modelos estudados.	69
Tabela 9 – Fatores de sub-relaxação utilizados no subdiretório <i>fvSolution</i> para os diferentes modelos estudados.	70
Tabela 10 – Propriedades físicas e geométricas das placas em estudo.	75
Tabela 11 – Ajuste numérico virtual da aceleração da gravidade para alteração do número de Rayleigh nas simulações dos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros.	85
Tabela 12 – Condições de contorno utilizadas nos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros com funções de parede implementadas.	88
Tabela 13 – Condições de contorno utilizadas nos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros sem funções de parede implementadas.	89
Tabela 14 – Ajuste numérico virtual da aceleração da gravidade para alteração do número de Rayleigh nas simulações dos modelos de validação numérico-experimental.	106
Tabela 15 – Incertezas de Medição.	110
Tabela 16 – Resumo das características físicas e numéricas dos modelos numéricos construídos neste trabalho.	113
Tabela 17 – Regime laminar* sem a inclusão de modelos de turbulência em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	114
Tabela 18 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	117
Tabela 19 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	117
Tabela 20 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST sem funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	120
Tabela 21 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	121
Tabela 22 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	124
Tabela 23 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	125
Tabela 24 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST sem funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	127
Tabela 25 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede em malhas, com e sem <i>layers</i> de refinamento.	127

Tabela 26 – Configurações A e B aplicadas ao estudo de placas planas, em diferentes condições físicas e em malhas sem <i>layers</i> de refinamento e com $maxCellSize = 2,5$	132
Tabela 27 – Configurações A e B aplicadas ao estudo de placas com ondulações, em diferentes condições físico-geométricas e em malhas sem <i>layers</i> de refinamento, com $maxCellSize = 0,9$ e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$	135
Tabela 28 – Testes de independência e consistência de malha com funções de parede implementadas em κ, ν_t e ε	137
Tabela 29 – Testes de independência e consistência de malha sem funções de parede implementadas em κ, ν_t e ε	137
Tabela 30 – Testes de estudo da influência da altura H_D , realizados em malhas com $maxCellSize = 0,9$, $L_D = 1,5 m$ e com funções de parede.	140
Tabela 31 – Testes de estudo da influência do comprimento de base L_D , realizados em malhas com $maxCellSize = 0,9$, $H_D = 2,5 m$ e com funções de parede.	142
Tabela 32 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa plana.	147
Tabela 33 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa com ondulações quadradas.	147
Tabela 34 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa com ondulações trapezoidais.	148
Tabela 35 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa com ondulações triangulares.	148
Tabela 36 – Análise de Sensibilidade dos parâmetros \overline{Nu}_{LP}^{exp} e Ra_{LP}^{exp} , em função das respectivas incertezas de medição de influência.	155
Tabela 37 – Resultados parciais tratados para aplicação sequencial do procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais desenvolvido.	188
Tabela 38 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa plana.	193
Tabela 39 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa com ondulações quadradas.	194
Tabela 40 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa com ondulações trapezoidais.	195
Tabela 41 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa com ondulações triangulares.	196

LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E ACRÔNIMOS

SIGLAS

CAD	<i>Computer Aided Design</i>
CFD	Fluidodinâmica Computacional
DIC	<i>Diagonal incomplete-Cholesky (symmetric)</i>
DILU	<i>Diagonal incomplete-LU (asymmetric)</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
EDP	Equações diferenciais parciais
EWT	<i>Enhanced Wall Treatment</i>
FP	Função de Parede
GAMG	<i>Generalised geometric-algebraic multi-grid</i>
GCI	<i>Grid Convergence Index</i>
GND	<i>Ground</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MDF	Método das Diferenças Finitas
MEF	Método dos Elementos Finitos
MVF	Método dos Volumes Finitos
OpenFOAM	<i>Open Field Operation and Manipulation</i>
PBiCGStab	<i>Stabilized Preconditioned (bi-)conjugate gradient</i>
PCG	<i>Preconditioned (bi-)conjugate gradient</i>
PISO	<i>Pressure Implicitwith Splitting of Operatorese SIMPLE</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
RAS	<i>Reynolds Averaged Simulation</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
SST	<i>Shear-Stress-Transport</i>
V.C.	Volume de controle
VCC	Tensão em Corrente Contínua

LISTA DE SÍMBOLOS

LETRAS LATINAS

A	Área superficial	[m ²]
A_P	Área projetada de trocas de calor por radiação	[m ²]
arg_1	Parâmetro a ser calculado no modelo $\kappa - \omega$ SST	
arg_2	Parâmetro a ser calculado no modelo $\kappa - \omega$ SST	
a_1	Parâmetro do modelo $\kappa - \omega$ SST ($a_1 = 0,3$)	
Bi	Número de Biot	
c_{Al}	Calor específico da liga de alumínio 5052F	[J/(kg·K)]
C	Constantes empíricas das Equações 25, 57 e 64	
$CD_{\kappa\omega}$	Parâmetro a ser calculado no modelo $\kappa - \omega$ SST	
\hat{C}_p	Calor específico a pressão constante	[J/(kg·K)]
C_t	Inverso da constante de tempo ou coeficiente empírico das curvas de interpolação exponencial das Equações 75 e 76	
$C_{\varepsilon 1}$	Constante empírica do modelo $\kappa - \varepsilon$, disponível na Tabela 1	
$C_{\varepsilon 2}$	Constante empírica do modelo $\kappa - \varepsilon$, disponível na Tabela 1	
C_μ	Constante empírica do modelo $\kappa - \varepsilon$, disponível na Tabela 1	
d_e	Diâmetro equivalente	[m]
\mathbb{E}	Taxa de dissipação viscosa adimensional da energia cinética turbulenta	
F_1	Primeira função de mistura do modelo $\kappa - \omega$ SST	
F_2	Segunda função de mistura do modelo $\kappa - \omega$ SST	
\mathbf{g}	Vetor aceleração da gravidade	[m/s ²]
Gr	Número de Grashof	
\bar{h}_{conv}	Coefficiente de transferência de calor por convecção médio	[W/(m ² ·K)]
\bar{h}_{rad}	Coefficiente de transferência de calor por radiação médio	[W/(m ² ·K)]
\bar{h}_{total}	Coefficiente de transferência de calor total médio	[W/(m ² ·K)]
H_D	Altura do domínio físico	[m]
k_{tAl}	Condutividade térmica da liga de alumínio 5052F	[W/(m·K)]
$k_{t\text{Fluido}}$	Condutividade térmica do fluido analisado	[W/(m·K)]
$k_{t\text{Sólido}}$	Condutividade térmica do meio sólido analisado	[W/(m·K)]
\mathbb{K}	Energia cinética turbulenta adimensional	
L_c	Comprimento característico	[m]
L_D	Comprimento de base do domínio físico	[m]
L_P	Comprimento longitudinal da placa	[m]
\min	Mínimo	

max	Máximo	
m_P	Massa da placa	[kg]
n	Constante empírica da Equação 25	
N	Nível de refinamento da célula da Equação 67	
\overline{Nu}	Número de Nusselt médio	
p	Pressão modificada total relativa	[m ² /s ²]
p_P	Pressão modificada na face do V.C.	[m ² /s ²]
p_0	Pressão modificada total no V.C.	[m ² /s ²]
p_{rgh}	Pseudo-pressão dinâmica relativa	[m ² /s ²]
P	Pressão total relativa	[Pa]
\overline{P}	Pressão média relativa no modelo RANS	[Pa]
\hat{P}	Perímetro	[m]
\tilde{P}	Pressão modificada de transporte turbulento relativa no modelo RANS	[Pa]
P_J	Função Pee do modelo de função de parede térmica de Jayatilleke, presente nas Equações 72 e 73	
Pr	Número de Prandtl	
Pr_t	Número de Prandtl turbulento	
\mathbb{P}	Pressão modificada de transporte turbulento relativa adimensional no modelo RANS	
\overline{q}^{num}	Fluxo de calor superficial médio numérico	[W/m ²]
Q	Taxa de calor total integrado	[W]
Q_{conv}	Taxa de calor por convecção	[W]
Q_{rad}	Taxa de calor por radiação	[W]
Q_{total}	Taxa de calor total	[W]
R	Parâmetro Tensor de Reynolds do OpenFOAM®	[m ² /s ²]
Ra	Número de Rayleigh	
RA	Razão de aspecto	
Re	Número de Reynolds	
R^2	Coefficiente de Determinação	
S	Módulo do tensor taxa de deformação específica	[s ⁻¹]
S_{ij}	Componentes do tensor taxa de deformação específica	[s ⁻¹]
S_ϕ	Termo fonte	
t	Tempo	[s]
T	Temperatura	[K]
T_f	Temperatura de filme	[K]
T_P	Temperatura da placa	[K]
T_s	Temperatura de superfície	[K]
T_{viz}	Temperatura das vizinhanças	[K]
T_∞	Temperatura do fluido em corrente livre	[K]

\bar{T}_{REF}	Temperatura média de referência	[K]
\bar{T}	Temperatura média no modelo RANS	[K]
T^+	Temperatura adimensional	
\mathbf{u}	Vetor velocidade	[m/s]
\bar{u}	Componentes médias do vetor velocidade no modelo RANS	[m/s]
u^+	Velocidade adimensional	
u_τ	Velocidade de atrito	[m/s]
U	Parâmetro campo de velocidades do OpenFOAM®	[m/s]
\bar{V}	Componentes médias adimensionais do vetor velocidade no modelo RANS	
W	Largura	[m]
\mathbb{W}	Taxa específica de dissipação adimensional da energia cinética turbulenta	
x	Coordenada x	[m]
X	Coordenada x adimensional	
y	Coordenada y	[m]
\hat{y}	Distância do centro do V.C. considerado até a parede mais próxima	[m]
y^+	Distância de parede adimensional	
\tilde{y}^+	Termo adimensional do Método das Funções de Parede Escalonáveis	
\mathbb{Y}	Coordenada y adimensional	
z	Coordenada z	[m]
Z	Desnível geométrico	[m]
\mathbb{Z}	Coordenada z adimensional	

LETRAS GREGAS

α	Difusividade térmica	[m ² /s]
α_t	Difusividade térmica turbulenta	[m ² /s]
$\tilde{\alpha}$	Fator de sub-relaxação linear ($0 \leq \tilde{\alpha} \leq 1$)	
α'	Constante empírica de amortecimento do modelo $\kappa - \omega$	
α^*	Constante empírica do modelo $\kappa - \omega$ SST, disponível na Tabela 2 nas formas α_1^* e α_2^*	
β	Coefficiente de expansão volumétrico térmico	[K ⁻¹]
β'	Constante empírica do modelo $\kappa - \omega$ SST, disponível na Tabela 2	
β^*	Constante empírica do modelo $\kappa - \omega$ SST, disponível na Tabela 2	
Γ^ϕ	Coefficiente difusivo da Equação 66	
δ	Incerteza de medição	
δ_{jz}	Função Delta de Kronecker	
Δt	Intervalo de tempo	[s]
ΔT	Diferença de Temperaturas	[K]
Δx_0	Aresta da célula no nível 0 de refinamento	[m]
Δx_N	Aresta da célula no nível N de refinamento	[m]
$\Delta \eta^{\text{exp}}$	Eficiência comparativa das placas com ondulações	

ε	Taxa de dissipação viscosa da energia cinética turbulenta	$[\text{m}^2/\text{s}^3]$
ϵ	Emissividade	
$\bar{\theta}$	Temperatura adimensional	
κ	Energia cinética turbulenta	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$
κ_v	Constante de von-Kármán ($\kappa_v \simeq 0,41$)	
μ	Viscosidade dinâmica	$[\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})]$
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta	$[\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})]$
ν	Viscosidade cinemática	$[\text{m}^2/\text{s}]$
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta	$[\text{m}^2/\text{s}]$
ρ	Massa específica	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\bar{\rho}$	Massa específica avaliada na $\bar{T}_{\text{REF}}^{\text{num}}$ para utilização na aproximação de Boussinesq	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
σ	Constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$)	$[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)]$
σ_ε	Constante empírica do modelo $\kappa - \varepsilon$, disponível na Tabela 1	
σ_κ	Constante empírica do modelo $\kappa - \varepsilon$, disponível na Tabela 1	
σ_κ^*	Constante empírica do modelo $\kappa - \omega$ SST, disponível na Tabela 2	
σ_ω	Constante empírica do modelo $\kappa - \omega$ SST, disponível na Tabela 2 nas formas $\sigma_{\omega 1}$ e $\sigma_{\omega 2}$	
ϕ	Variável genérica escalar de fluxo	
$\boldsymbol{\tau}$	Tensor tensões viscosas	$[\text{Pa}]$
τ_{wall}	Tensão de cisalhamento calculada na parede	$[\text{Pa}]$
ω	Taxa específica de dissipação da energia cinética turbulenta	$[\text{s}^{-1}]$

SOBRESCRITOS

exp	Parâmetro experimental
log	Calculado na subcamada logarítmica
num	Parâmetro numérico
vis	Calculado na subcamada viscosa
-	Médio

SUBSCRITOS

d_e	Diâmetro equivalente como comprimento característico
<i>final</i>	Relativo ao instante final
<i>i</i>	Notação indicial
<i>inicial</i>	Relativo ao instante inicial
<i>j</i>	Notação indicial
L_P	Comprimento longitudinal da placa como comprimento característico
<i>max</i>	Máximo
<i>medio</i>	Médio
<i>min</i>	Mínimo
1	Avaliado no centro do 1º V.C. da malha, para $ u $ e ω

OPERADORES MATEMÁTICOS

\exp	Função exponencial na base $e = 2,71828\dots$
\tanh	Função tangente hiperbólica
$ \quad $	Módulo ou Valor Absoluto
$\partial/\partial x$	Derivada Parcial em relação a x , no índice i ou j
$\partial/\partial X$	Derivada Parcial em relação ao adimensional X , no índice i ou j
$\partial/\partial t$	Derivada Parcial em relação a t
∇	Operador nabla
$\nabla \bullet$	Divergente
\cdot	Multiplicação
\bullet	Produto Escalar

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	24
1.1	OBJETIVOS	27
1.2	ESTRUTURA DA TESE	28
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	29
2.1	TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR CONVECÇÃO NATURAL EM PLACAS PLANAS	29
2.2	TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR CONVECÇÃO NATURAL EM PLACAS COM ONDULAÇÕES	31
2.2.1	Estudo de Placas com Ondulações Verticais	31
2.2.1.1	Aplicações com Fluidos Não-Newtonianos e em Acoplamento Magnetohidrodinâmico	33
2.2.2	Estudo de Placas com Ondulações Horizontais	34
2.2.3	Estudo de Placas com Ondulações Inclinadas	36
2.3	MODELOS DE TURBULÊNCIA, CONDIÇÕES DE CONTORNO E TRATAMENTO DE PAREDE	38
2.4	DIFERENCIAÇÕES E CONTRIBUIÇÕES DESTE TRABALHO	39
3	MODELAGEM FÍSICO-NUMÉRICA	41
3.1	DEFINIÇÃO DO PROBLEMA E HIPÓTESES SIMPLIFICADORAS	41
3.2	EQUAÇÕES GOVERNANTES E MODELOS FÍSICO-MATEMÁTICOS	43
3.2.1	Aproximação de Boussinesq	43
3.2.2	Métodos de Estudo e Modelagem da Turbulência	43
3.2.3	Equações de Transporte em Regime Turbulento	45
3.2.4	Principais Números Adimensionais	47
3.2.5	Modelos de Turbulência	48
3.2.6	Tratamento de Parede	52
3.2.6.1	Método da Função de Parede e Método do Baixo Número de Reynolds	54
3.2.6.2	Método das Funções de Parede Escalonáveis	54
3.2.6.3	Método do Tratamento de Parede Automático	55
3.3	MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS	55
3.3.1	Algoritmo de Acoplamento Pressão-Velocidade	56
4	MATERIAIS E MÉTODOS	59
4.1	CONSTRUÇÃO DOS MODELOS NUMÉRICOS	59
4.1.1	Equipamento Computacional	60
4.1.2	Construção da Geometria e Definição da Malha	60
4.1.3	Estruturação do Caso de Estudo no OpenFOAM®	64
4.1.4	Tratamento, Visualização e Análise de Resultados	71
4.2	CONSTRUÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL	71
5	FORMULAÇÃO DOS MODELOS	81
5.1	DEFINIÇÃO DOS MODELOS NUMÉRICOS	81
5.1.1	Modelos de Estudo, Seleção, Ajuste e Validação de Parâmetros	81
5.1.2	Modelos de Estudo de Convergência de Solução	91

5.1.3	Modelos de Testes de Independência e Consistência de Malha e de Definição de Domínio Físico	92
5.1.4	Modelos de Validação Numérico-Experimental	104
5.2	PROCEDIMENTO DE CÁLCULO E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	107
6	RESULTADOS E DISCUSSÕES	112
6.1	MODELOS DE ESTUDO, SELEÇÃO, AJUSTE E VALIDAÇÃO DE PARÂMETROS	112
6.1.1	Modelos em Regime Laminar*	114
6.1.2	Modelos em Regime Turbulento	124
6.2	MODELOS DE ESTUDO DE CONVERGÊNCIA DE SOLUÇÃO	131
6.2.1	Modelos de Placa Plana	131
6.2.2	Modelos de Placa com Ondulações	134
6.3	MODELOS DE TESTES DE INDEPENDÊNCIA E CONSISTÊNCIA DE MALHA E DE DEFINIÇÃO DE DOMÍNIO FÍSICO	136
6.3.1	Testes de Independência e Consistência de Malha	136
6.3.2	Testes de Definição de Domínio Físico	140
6.4	MODELOS DE VALIDAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL	144
6.4.1	Validação da Aplicabilidade do Método da Capacitância Global	144
6.4.2	Validação Física dos Modelos Numéricos	146
6.4.3	Análise dos Resultados Experimentais	158
6.4.4	Análise Numérica dos Campos de Temperaturas Adimensionais	164
7	CONCLUSÕES	167
7.1	SUGESTÃO DE TRABALHOS FUTUROS	170
	REFERÊNCIAS	172
	APÊNDICES	183
	APÊNDICE A – CURVAS DE CALIBRAÇÃO DOS SENSORES DE TEMPERATURA	184
	APÊNDICE B – EXEMPLO DE APLICAÇÃO DO PROCEDIMENTO DE CÁLCULO E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	185
	APÊNDICE C – ANÁLISE DE INCERTEZAS	189
	APÊNDICE D – RESULTADOS EXPERIMENTAIS ISOLADOS	193
	APÊNDICE E – ARTIGOS PUBLICADOS	197

1 INTRODUÇÃO

Em sistemas de transmissão de energia elétrica, dados, sinais, etc., o desempenho e confiabilidade dependem fortemente da temperatura de operação. A tendência atual de redução da distância entre *chips* em componentes eletrônicos, associada à elevação das taxas de integração e aumento da densidade de potência; exigem cada vez mais segurança, confiabilidade e eficiência dos sistemas de resfriamento.

Dessa forma, a transferência de calor por convecção natural mostra-se como uma alternativa viável, de boa eficiência e cada vez mais utilizada nas áreas de engenharia e indústria. Destacando-se por ser um processo de resfriamento com alta proteção e segurança do sistema (especialmente em casos de falhas no sistema de resfriamento forçado), alta confiabilidade de operação, baixo custo de manutenção de equipamentos e ausência de ruídos. No entanto, na maioria dos casos, ainda acaba sendo restrita a equipamentos com baixa densidade de potência; o que cada vez mais motiva pesquisas e estudo na área.

A utilização exclusiva da convecção natural como mecanismo de resfriamento é de grande interesse nas áreas da eletroeletrônica, microeletrônica, computação, telefonia móvel, processamento de sinais, etc. Seus objetivos são a construção de sistemas cada vez mais compactos e robustos, com a redução ou eliminação total de componentes mecânicos de resfriamento e circulação forçada de ar (como ventiladores, *coolers*, *water coolers*, etc.). Dessa forma, proporcionando consideráveis reduções nos custos de aquisição, fabricação e manutenção e nas dimensões e peso do produto final; tudo isso sem prejudicar a eficiência de transmissão e confiabilidade do sistema.

O projeto térmico do sistema de resfriamento de tais componentes ou sistemas exige o conhecimento das taxas de transferência de calor por convecção natural, seus fatores de influência e as formas de otimização.

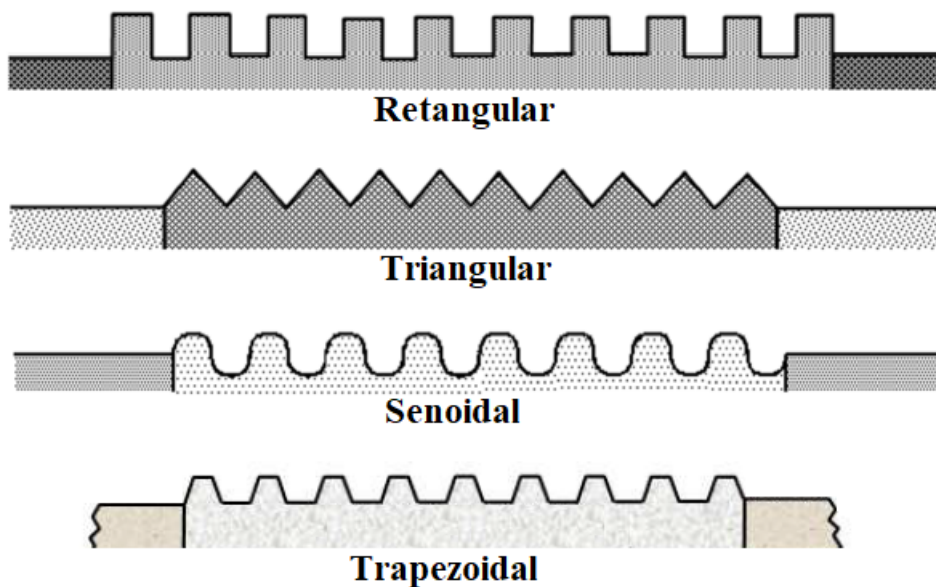
Em geral não se conhece, na etapa inicial de projeto e de forma bem definida, as taxas de transferência de calor nas condições de funcionamento e utilização do sistema. Dessa forma, duas abordagens de projeto podem ser realizadas: análise como problema inverso de transferência de calor ou, a forma mais utilizada em aplicações práticas industriais e estudada nesta tese, melhoria ou otimização das taxas de resfriamento do sistema.

A principal forma de aumentar as taxas de resfriamento de um sistema térmico é a modificação geométrica superficial, através da inclusão de aletas de resfriamento ou introdução

de ondulações superficiais. A segunda técnica vem ganhando cada vez mais espaço na indústria e se mostra mais eficiente e atrativa pelo aumento da área global de troca de calor por convecção natural.

A utilização de superfícies com ondulações (quadradas, retangulares, triangulares, trapezoidais, circulares, elípticas, senoidais, etc.) aumenta a área de exposição da superfície aquecida e transfere mais energia ao fluido circulante. Em algumas situações, induzem alterações no escoamento (formação de vórtices, recirculações e/ou zonas de rarefação e estagnação) nas proximidades da superfície aquecida, podendo também facilitar o processo de transição do escoamento ao regime turbulento. A Figura 1, de Oosthuizen (2016a), ilustra e exemplifica os principais tipos de ondulações estudadas e utilizadas na indústria.

Figura 1 – Principais tipos de placas com ondulações utilizadas.



Fonte: Adaptado de Oosthuizen (2016a).

Superfícies contendo ondulações podem ser encontradas em diversos dispositivos térmicos; dos quais destacam-se como exemplos aplicados de engenharia: circuitos eletrônicos, coletores solares de placa plana, condensadores de refrigeradores, sistemas de isolamento térmico em espaços entre paredes de construções, *containers* para armazenamento de grãos, radiadores industriais, etc.

O aumento da eficiência térmica de resfriamento estará relacionado às características das ondulações (forma, arranjo e/ou tamanho relativo), bem como às características físicas e geométricas da situação-problema considerada – escoamento sobre superfícies planas, cilíndricas,

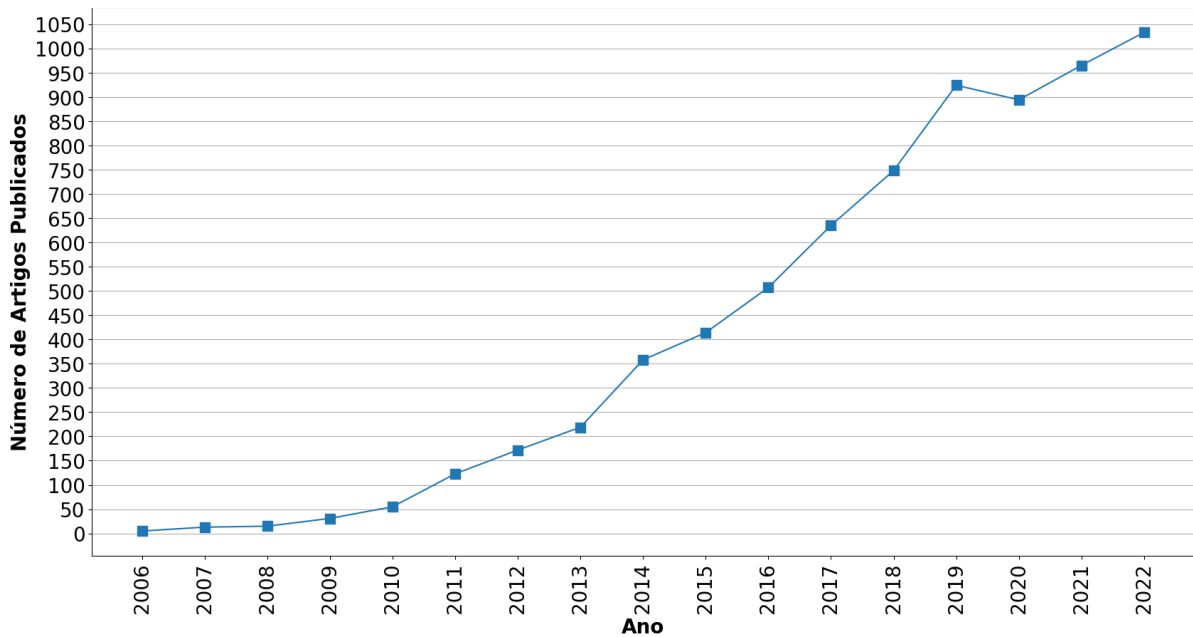
esféricas, etc.; em posição horizontal, vertical ou inclinada; condições de contorno da superfície aquecida e regime de escoamento.

Os aspectos discutidos anteriormente sobre o estudo da convecção natural sobre placas com ondulações – especificamente em relação a motivação de estudo, aplicabilidades tecnológicas atuais e futuras e características físicas e de projeto – encontram-se publicados em Verdério Júnior (2021) e ilustrado na Figura 72 do Apêndice E.

Com a crescente escassez de recursos para a pesquisa no mundo e principalmente no Brasil, é cada vez mais necessário buscar ferramentas para pesquisar sem grandes recursos financeiros ou infraestruturas de ponta. Nesse sentido, a utilização de softwares livres e de código aberto em simulações numéricas computacionais de engenharia mostra-se como uma tendência, tanto na comunidade acadêmico-científica como no ambiente industrial. A utilização de softwares livres, na maioria das aplicações, também permite um melhor entendimento da física do problema estudado e do código estruturado, eliminando a presença das famosas "caixas pretas" nas etapas de programação numérica.

O software livre e de código aberto OpenFOAM® foi originalmente desenvolvido como um conjunto de bibliotecas em C++ visando análise e manipulação de campos tensoriais em Dinâmica dos Fluidos e rapidamente tornou-se muito popular, tanto na área industrial quanto na pesquisa acadêmica (LYSENKO *et al.*, 2013). Sua utilização cresceu consideravelmente nos últimos anos e mostra-se, considerando a sua robustez e versatilidade, como uma tendência na área de Fluidodinâmica Computacional (CFD); conforme pode ser visualizado na Figura 2 a partir do banco de dados da Scopus até o final do ano de 2022.

Figura 2 – Publicações no banco de dados da Scopus que fazem referência ao OpenFOAM®, de 2006 a 2022.



Fonte: Adaptado de Elsevier (2020).

1.1 OBJETIVOS

O objetivo geral desta tese consiste no estudo numérico tridimensional e experimental das taxas de transferência de calor por convecção natural sobre placas isotérmicas quadradas, de geometrias plana e com ondulações (quadradas, trapezoidais e triangulares); imersas em ar e analisadas em condições físicas de diferentes números de Rayleigh. Destacando-se a utilização exclusiva de softwares, utilitários e bibliotecas livres e de código aberto na construção deste trabalho.

Como objetivos específicos destacam-se:

- Desenvolvimento e validação experimental de uma metodologia numérica para estudo e previsão das taxas de transferência de calor por convecção natural sobre as geometrias de placa estudadas;
- Obtenção de correlações empíricas do \overline{Nu}_{LP} em função do Ra_{LP} para as diferentes geometrias estudadas, nos intervalos experimentais de Ra_{LP} avaliados;
- Estudo quantitativo e qualitativo da eficiência térmica das geometrias estudadas, com definição da configuração mais adequada às aplicações de transferência de calor por convecção natural avaliadas.

1.2 ESTRUTURA DA TESE

A presente tese de Doutorado está organizada e dividida em sete (07) capítulos e em cinco (05) apêndices. Os conteúdos dos capítulos e apêndices são descritos brevemente a seguir:

- Capítulo 1: Introdução geral sobre o tema, identificação do problema, propostas de intervenção pesquisadas, objetivos gerais e específicos e forma de estruturação da tese;
- Capítulo 2: Revisão de literatura sobre o estado da arte do tema proposto e identificação das principais diferenciações e contribuições deste trabalho;
- Capítulo 3: Formulação do problema, com definição das hipóteses simplificadoras e modelagem física, matemática e numérica utilizadas na descrição da situação-problema estudada;
- Capítulo 4: Metodologia de construção dos modelos numéricos; nos diversos softwares, utilitários e bibliotecas utilizados. Metodologia e materiais utilizados na definição e construção do aparato experimental;
- Capítulo 5: Formulação e definição dos diferentes modelos numéricos construídos. Definição do procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais;
- Capítulo 6: Análise e discussões dos resultados obtidos para os diferentes modelos estudados;
- Capítulo 7: Conclusões e sugestões para trabalhos futuros;
- Apêndice A: Curvas de calibração dos sensores de temperatura;
- Apêndice B: Exemplificação da metodologia de cálculo e análise de resultados experimentais desenvolvida nesta tese;
- Apêndice C: Procedimento de cálculo de Análise de Incertezas;
- Apêndice D: Apresentação dos resultados parciais de todos os ensaios realizados;
- Apêndice E: Artigos publicados a partir dos resultados desta tese.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR CONVECÇÃO NATURAL EM PLACAS PLANAS

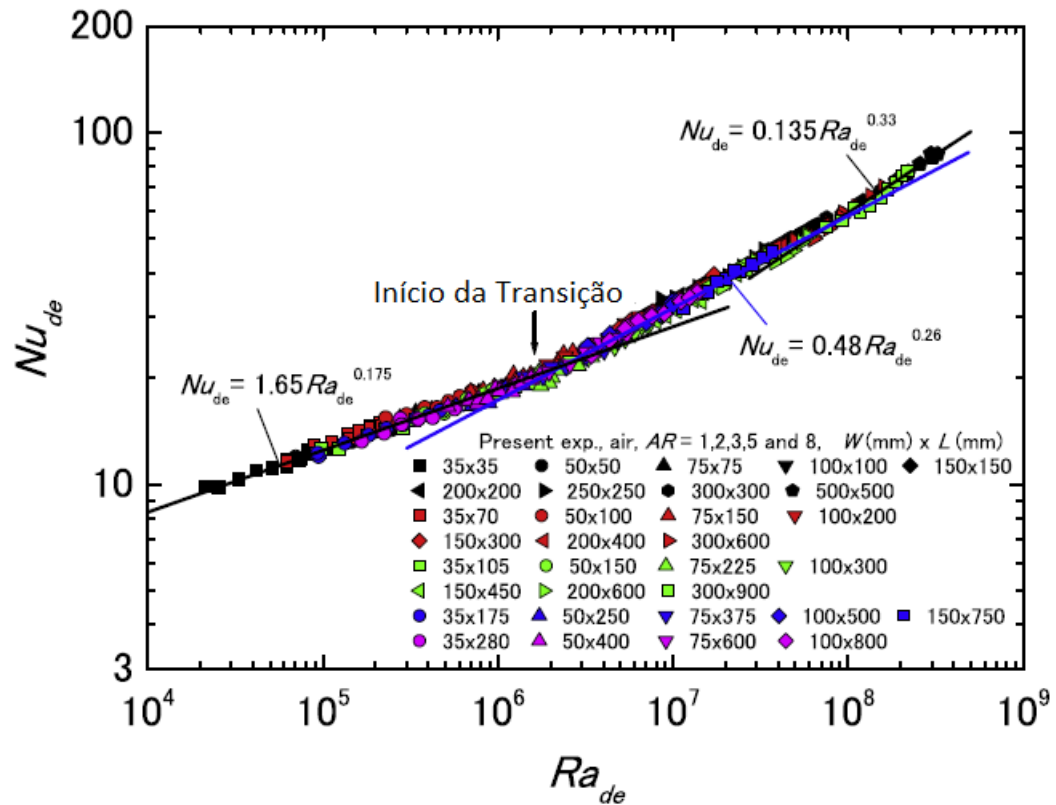
Em relação aos estudos analíticos e/ou numéricos do fenômeno da convecção natural em placas planas retangulares, têm-se os trabalhos de Fishenden e Saunders (1965), Ackroyd (1976), Bandrowski e Rybski (1976), Goldstein e Lau (1983), Chen *et al.* (1986) e Wei *et al.* (2003) como referências clássicas e de fundamentação teórica sobre o assunto.

Kitamura *et al.* (2015) investigaram experimentalmente o escoamento de ar e as taxas de transferência de calor em convecção natural sobre placas planas horizontais isotérmicas aquecidas; variando-se as razões de aspecto – $RA = L_P/W$ – de 1, 2, 3, 5 e 8 e nos regimes laminar, de transição turbulento e turbulento. O cálculo do número de Rayleigh, utilizando a largura da placa como comprimento característico, mostrou que a região de transição é dependente da RA. No entanto, a utilização do diâmetro equivalente – $d_e = (4 \cdot A)/\hat{P}$ – como comprimento característico no cálculo do número de Rayleigh (Ra_{d_e}), mostrou que a região de transição independe da RA e ocorre com $Ra_{d_e} = 1,5 - 1,7 \cdot 10^7$ para placas retangulares. A partir da utilização do diâmetro equivalente como comprimento característico, definiram expressões empíricas, independentes da RA e relacionando o número de Nusselt médio (\overline{Nu}_{d_e}) com o número de Rayleigh (Ra_{d_e}); que encontram-se plotadas na Figura 3 e são expressas por:

$$\overline{Nu}_{d_e} = \begin{cases} 1,65 \cdot Ra_{d_e}^{0,175}, & (\text{laminar}, 2 \cdot 10^4 < Ra_{d_e} < 2 \cdot 10^6) \\ 0,48 \cdot Ra_{d_e}^{0,26}, & (\text{transição turbulento}, 2 \cdot 10^6 < Ra_{d_e} < 7 \cdot 10^7) \\ 0,135 \cdot Ra_{d_e}^{0,33}, & (\text{turbulento}, 7 \cdot 10^7 < Ra_{d_e} < 3,5 \cdot 10^8) \end{cases} \quad (1)$$

As correlações da Equação 1 predizem o \overline{Nu}_{d_e} em função do Ra_{d_e} dentro do intervalo de desvios-padrões de $\pm 4,3\%$, $\pm 3,5\%$ e $\pm 2,9\%$, nessa ordem.

Figura 3 – Número de Nusselt médio versus número de Rayleigh médio, calculados com base no diâmetro equivalente, em placas planas horizontais isotérmicas.



Fonte: Adaptado de Kitamura *et al.* (2015).

Vinnichenko *et al.* (2017) estudaram a exatidão de duas técnicas de termografia por infravermelho, em meios ópticos finos e em alvos sólidos, aplicadas na medição de temperaturas do fluxo de ar em convecção natural sobre uma placa aquecida horizontal. Compararam os resultados obtidos com medições de termopares e com os resultados de simulações numéricas 2D (em regime laminar) e 3D (através do software OpenFOAM® em regime turbulento). Os valores do número de Nusselt para a simulação 3D, calculados com base no diâmetro equivalente, mostraram-se 25% menores em comparação aos resultados de Kitamura *et al.* (2015). Os autores justificaram tais discrepâncias por prováveis diferenças dos modelos numérico e experimental, necessidade de maior refinamento das malhas utilizadas e também pela necessidade de mais estudos para validação dos modelos computacionais utilizados.

2.2 TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR CONVECÇÃO NATURAL EM PLACAS COM ONDULAÇÕES

O estudo da transferência de calor por convecção natural em geometrias mais simples é bastante consolidado e representado na literatura técnico-científico. No entanto, o estudo desse fenômeno em geometrias mais complexas ainda é bastante restrito e pouco explorado e se mostra como forte oportunidade de pesquisa, especialmente na área numérico-experimental.

Patrick H. Oosthuizen e seu grupo de pesquisa do Laboratório de Transferência de Calor (Q'HEAT) da Queen's University – Kingston, Ontario, Canadá; destacam-se no estudo da transferência de calor por convecção natural sobre superfícies onduladas e desenvolveram inúmeras contribuições ao estado da arte e uma ampla revisão de literatura sobre o assunto nas últimas décadas. As pesquisas mais recentes envolvem a análise numérica da transferência de calor por convecção natural entre um fluido e superfícies onduladas planas ou cilíndricas; em posições horizontal, vertical e inclinada.

2.2.1 Estudo de Placas com Ondulações Verticais

Uma transformada matemática para converter geometrias complexas em geometrias mais simples foi proposta por Yao (1983), simplificando o processo de resolução das equações diferenciais parciais (EDP) de convecção natural. Sua principal vantagem é a obtenção, para alguns casos particulares, de solução analítica para o sistema de EDP transformadas. A aplicação do método foi exemplificada através da análise e solução analítica de um problema de transferência de calor por convecção natural em regime laminar, em superfície vertical ondulada senoidal e com temperatura superficial uniforme.

De forma análoga e utilizando a transformada matemática de Yao (1983), os autores Moulic e Yao (1989) analisaram e resolveram analiticamente o problema de transferência de calor por convecção natural em regime laminar em superfície vertical ondulada senoidal, alterando-se a condição de contorno na superfície das ondulações para uma condição de fluxo de calor superficial uniforme. Dos resultados obtidos, diversas discussões e conclusões sobre o número de Nusselt local foram levantadas.

Através de técnica de interferometria, Bhavnani e Bergles (1990) determinaram o coeficiente de transferência de calor local por convecção natural em superfícies verticais com ondulações sequenciais retangulares iguais e na forma de degraus, em condições de temperatura

superficial uniforme. Analisaram os efeitos de diversos parâmetros das ondulações, tais como relação altura-espacamento, condutividade térmica do material e ângulo de inclinação. Concluíram que determinadas formas e dimensões das ondulações podem melhorar as taxas de transferência de calor por convecção natural em regime laminar, em comparação a uma superfície vertical não ondulada de mesma área projetada.

Bhavnani e Bergles (1991), em estudo semelhante a Bhavnani e Bergles (1990), demonstraram o aumento das taxas de transferência de calor por convecção natural em superfícies verticais onduladas senoidais, em comparação a superfícies não onduladas com mesma área superficial projetada. Também demonstraram que essas taxas de transferência de calor aumentam com o aumento da relação amplitude-comprimento das ondulações.

Hossain e Rees (1999) investigaram numericamente os efeitos combinados das transferências de calor e massa por convecção natural nas forças de empuxo em superfícies onduladas verticais senoidais. A solução do modelo matemático foi realizada através do Método das Diferenças Finitas (MDF) implícito com a analogia de transferência de calor e massa.

As taxas de transferência de calor sobre uma superfície vertical ondulada senoidal, com a viscosidade do fluido variando com a temperatura, foram estudadas por Hossain *et al.* (2002). Através da aplicação do MDF implícito para resolução do problema, apresentaram resultados para o coeficiente de atrito local e número de Nusselt local.

No estudo combinado da transferência de calor e transferência de massa por convecção natural sobre superfícies verticais onduladas senoidais, em regime laminar, destaca-se o trabalho de Jang *et al.* (2003); com a utilização de condições de contorno de temperatura e concentração uniformes na superfície ondulada e aplicação de transformação de coordenadas para conversão da superfície ondulada em uma superfície plana. Destaca-se também o trabalho de Jang e Yan (2004), em superfície ondulada sujeita à condições de contorno de temperatura e concentração na forma de degrau, em regime transiente e aplicação de transformada matemática para conversão da superfície ondulada em uma superfície plana.

Através do método de transformação de coordenadas, Yao (2006) estudou o problema de transferência de calor em superfície vertical ondulada gerada a partir de duas funções senoidais distintas (onda fundamental e sua primeira harmônica) e em condições de temperatura superficial uniforme. Observou alterações substanciais na distribuição de velocidades e temperaturas próximas a superfície ondulada e aumento das taxas de transferência de calor; demonstrando a dependência desses parâmetros físicos com a relação amplitude-comprimento de onda das

ondulações. Molla *et al.* (2007) estudaram o mesmo tipo de problema, alterando-se a condição de superfície isotérmica para fluxo de calor superficial uniforme e alcançaram resultados e conclusões semelhantes.

Oosthuizen (2010) estudou o efeito das ondulações na taxa de transferência de calor por convecção natural em uma superfície vertical com ondulações triangulares, nos regime de escoamento laminar e completamente turbulento. O modelo numérico considerou as hipóteses de propriedades físicas constantes, aproximação de Boussinesq para inclusão das forças de empuxo, modelo de turbulência $\kappa-\varepsilon$ e foi resolvido numericamente através do software comercial ANSYS Fluent®. Foram realizadas análises sobre os efeitos do número de Rayleigh e da amplitude das ondulações triangulares na taxa de transferência de calor por convecção natural, apresentando-se os resultados em função da área de transferência de calor real e da área projetada.

2.2.1.1 Aplicações com Fluidos Não-Newtonianos e em Acoplamento Magnetohidrodinâmico

No estudo numérico da transferência de calor por convecção natural em regime laminar entre fluidos não-Newtonianos e superfícies verticais onduladas senoidais, destacam-se os trabalhos de Chiu e Chou (1994) em estudos transientes com fluidos micropolares; de Kim (1997) no estudo da influência do número de Prandtl, do índice de escoamento e da amplitude das ondulações nas taxas de transferência de calor entre diversos fluidos não-Newtonianos e a superfície vertical ondulada; de Pop *et al.* (1998) e o estudo de fluidos micropolares em superfícies com condição de fluxo de calor especificado; de Molla e Yao (2009) na modelagem da viscosidade do fluido através de uma Lei de Potência modificada; de Ravipati (2011) no estudo de nanofluidos incompressíveis e realização de análises paramétricas nas taxas de transferência de calor e massa e de Ahmed e El-Aziz (2013) na análise transiente em um modelo térmico de não-equilíbrio com nanofluidos e incorporação de movimentos Browniano e de termoforese (escoamento não-Darciano).

No estudo da transferência de calor por convecção natural com inclusão de efeitos eletromagnéticos sobre superfícies verticais onduladas aquecidas – com resolução simultânea do conjunto de EDP da Mecânica dos Fluidos e do Eletromagnetismo, no chamado acoplamento magnetohidrodinâmico – destacam-se os trabalhos de Yang *et al.* (1996), na aplicação da transformada de Prandtl para estudo de fluidos não-Newtonianos que obedecem a Lei de Potência, sobre superfície isotérmica e sujeita a campo magnético uniforme; de Elgazery e Elazem (2009), no estudo dos efeitos da viscosidade e da condutividade térmica, ambas dependentes da

temperatura, na transferência de calor e massa em regime transiente e de Elgazery (2012), no estudo das propriedades do fluido dependentes da temperatura, parâmetro magnético, parâmetro de relação amplitude-comprimento de onda e número de Prandtl, e suas influências sobre as características do escoamento e da taxas de transferência de calor.

2.2.2 Estudo de Placas com Ondulações Horizontais

Pretot *et al.* (2000) estudaram, numérica e experimentalmente, a transferência de calor por convecção natural em superfície horizontal ondulada senoidal, submetida a um fluxo de calor uniforme e inserida em um meio semi-infinito; nas hipóteses de escoamento laminar e bidimensional. Em estudo semelhante, Pretot *et al.* (2003) visualizaram o escoamento de ar através da utilização de técnicas de tomografia a laser e de termografia de infravermelho, bem como correlacionaram regiões com e sem recirculações sobre as ondulações com parâmetros geométricas e com o número de Rayleigh modificado.

O estudo numérico da transferência de calor por convecção natural em superfície horizontal ondulada senoidal e de temperatura superficial uniforme foi realizado por Siddiqa e Hossain (2013).

A radiação térmica, de forma geral, é fundamental na melhoria da taxa de transferência de calor em situações em que o coeficiente de transferência de calor por convecção é baixo (o que é bastante comum na convecção natural). Siddiqa *et al.* (2014) estudaram a transferência de calor por convecção natural e por radiação em uma superfície horizontal semi-infinita ondulada senoidal e concluíram que a superfície ondulada aumenta a taxa de transferência de calor total em comparação com uma superfície sem ondulações e que as trocas radiantes contribuem no aumento da taxa de transferência de calor e no retardo da separação da camada limite do fluido.

Siddiqa *et al.* (2015) estudaram numericamente a transferência de calor por convecção natural em superfície horizontal semi-infinita com ondulações triangulares e temperatura superficial uniforme e, através da comparação de resultados com uma mesma superfície horizontal com ondulações senoidais, observaram que a transferência de calor por convecção natural é maior nessa última.

O estudo numérico da transferência de calor por convecção natural em superfície horizontal com ondulações retangulares igualmente espaçadas, de temperatura superficial uniforme na face superior e inserida em uma superfície adiabática extensa, foi realizado por Oosthuizen (2016b); conforme Figura 4 (a). O estudo ocorreu nos regimes laminar e turbulento, nas hipóteses

de escoamento bidimensional, regime permanente, propriedades físicas constantes, aproximação de Boussinesq para inclusão das forças de empuxo e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$; com a resolução do modelo numérico através do software comercial ANSYS Fluent®. O número de Nusselt médio em função do número de Rayleigh e em função da altura das ondulações retangulares foi avaliado.

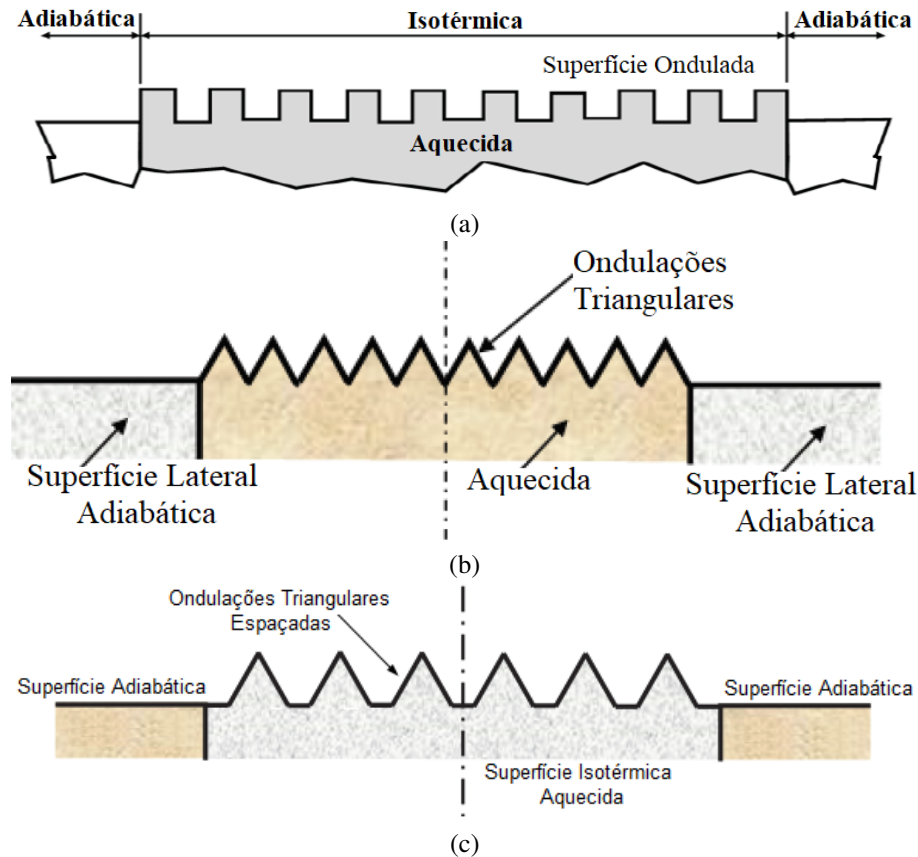
Oosthuizen (2016c), em uma variação do estudo realizado por Oosthuizen (2016b), estudou numericamente a transferência de calor por convecção natural em uma superfície horizontal com ondulações triangulares igualmente espaçadas – não alterando-se os demais parâmetros do estudo anterior; conforme Figura 4 (b). O número de Nusselt em função do número de Rayleigh, da altura adimensional das ondulações triangulares e do número de ondulações triangulares foi avaliado.

O estudo numérico da transferência de calor por convecção natural em placas horizontais isotérmicas com ondulações triangulares, contínuas e espaçadas, foi realizado por Oosthuizen e Kalendar (2020); conforme Figura 4 (c). Esse estudo ocorreu para os regimes laminar e turbulento, em valores de Ra de 10^5 a 10^{14} e $Pr = 0,74$ e com hipóteses de escoamento bidimensional e simétrico, regime permanente, propriedades físicas constantes, aproximação de Boussinesq para inclusão das forças de empuxo, trocas de calor por radiação térmica desprezadas e utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$. Os modelos numéricos desenvolvidos foram resolvidos através do solucionador comercial ANSYS Fluent®. Concluíram, em comparação à geometria de placa plana, que a inclusão de ondulações triangulares sempre aumenta as taxas de transferência de calor; com maior aumento observado em geometrias com ondulações espaçadas.

Hussain *et al.* (2020) realizaram um estudo numérico da transferência de calor por convecção natural em placas horizontais quadradas, com ondulações elípticas e senoidais de diferentes RA e em condições de aquecimento isotérmico. Investigaram os regimes laminar e turbulento em valores de Ra de 10^4 a 10^{13} , com a hipótese de escoamento bidimensional em regime permanente e utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$; com resolução dos modelos numéricos através do software comercial ANSYS Fluent®. Os resultados indicaram que o aumento das taxas de transferência de calor na placa é função do Ra , do tipo de ondulações, da RA das ondulações e do número de Prandtl. Constataram, em comparação a geometria de placa plana, que a utilização de ondulações aumenta as taxas de transferência de calor; sendo observados maiores aumentos nas ondulações senoidais. Justificaram que os resultados obtidos mostram a adequabilidade dessas superfícies onduladas para aumentar o desempenho térmico e

o grau de compactação de dispositivos fluido-térmicos.

Figura 4 – Modelos físicos propostos por (a) Oosthuizen (2016b), (b) Oosthuizen (2016c) e (c) Oosthuizen e Kalendar (2020).



Fonte: Adaptados de (a) Oosthuizen (2016b), (b) Oosthuizen (2016c) e (c) Oosthuizen e Kalendar (2020).

2.2.3 Estudo de Placas com Ondulações Inclinadas

Oosthuizen e Garrett (2001) estudaram numericamente a transferência de calor por convecção natural em superfícies inclinadas onduladas de baixa amplitude (triangular e senoidal), posicionadas paralelamente ao escoamento e com temperatura superficial uniforme. O modelo físico admitiu escoamento tridimensional, regime permanente laminar, propriedades físicas constantes e aproximação de Boussinesq para inclusão das forças de empuxo e foi resolvido através do Método dos Elementos Finitos (MEF). Foram discutidos os efeitos do número de Grashof, da amplitude e do passo adimensional das ondulações na taxa média de transferência de calor por convecção natural. Concluíram que o aumento da taxa de transferência de calor é mais influenciado pelo aumento da área superficial devido às ondulações, do que pelas modificações de escoamento que elas provocam.

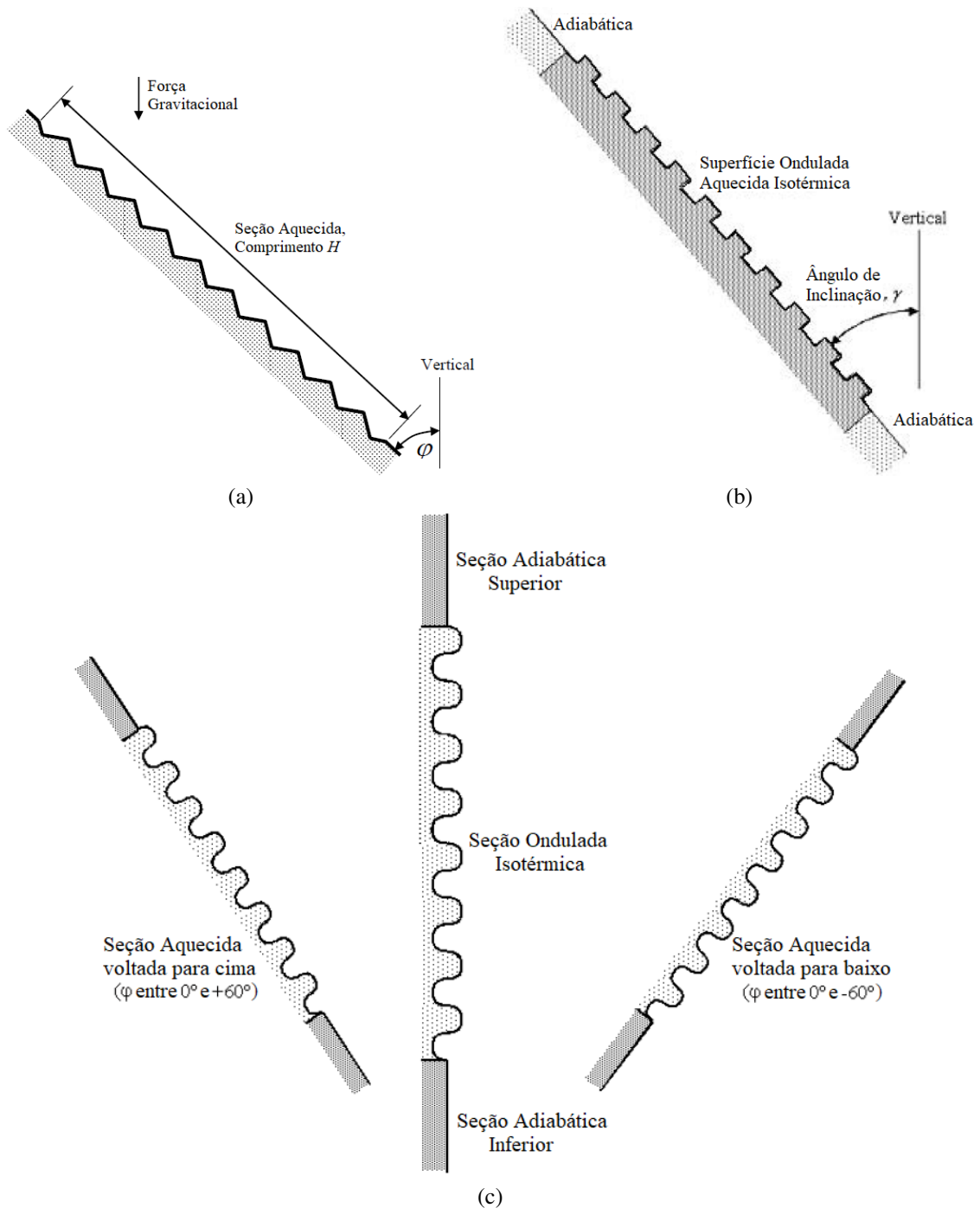
Oosthuizen (2011) estudou numericamente a transferência de calor por convecção natural em superfície ondulada triangular em condições isotérmicas, variando-se o ângulo de inclinação de forma a deixar as ondulações posicionadas na horizontal, vertical e de forma inclinada; conforme ilustrado na Figura 5 (a). O estudo ocorreu nos regimes laminar e turbulento e nas hipóteses de escoamento bidimensional, regime permanente, propriedades físicas constantes, aproximação de Boussinesq para inclusão das forças de empuxo e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$; com a resolução do modelo numérico através do software comercial ANSYS Fluent®. Os efeitos do ângulo de inclinação, do número de Rayleigh e da amplitude das ondulações triangulares no número de Nusselt médio e na taxa média de transferência de calor por convecção natural foram avaliados.

De forma análoga ao estudo de Oosthuizen (2011), diferenciando-se unicamente pelo tipo de ondulação estudada, Oosthuizen e Paul (2011) avaliaram a transferência de calor por convecção natural em superfície ondulada retangular; conforme Figura 5 (b). Os efeitos do ângulo de inclinação, do número de Rayleigh e da altura das ondulações retangulares no número de Nusselt médio e na taxa média de transferência de calor por convecção natural foram avaliados.

Nas mesmas hipóteses e parâmetros utilizados por Oosthuizen (2011) e Oosthuizen e Paul (2011), de forma bastante semelhante, Oosthuizen e Paul (2012) estudaram a transferência de calor por convecção natural em superfície ondulada senoidal, variando-se o ângulo de inclinação de 0° a $\pm 60^\circ$; conforme Figura 5 (c). Os efeitos do ângulo de inclinação, do número de Rayleigh e da altura das ondulações senoidais no número de Nusselt médio e na taxa média de transferência de calor por convecção natural foram avaliados.

Abdallah e Zeghmati (2013) estudaram numericamente a transferência de calor por convecção natural em superfícies onduladas senoidais e inclinadas de 20° , 45° , 60° e 90° em relação a horizontal, em condições simultâneas de temperatura uniforme e com fluxo de calor radiante incidente. Os efeitos da geometria das ondulações, do ângulo de inclinação da superfície ondulada e do fluxo térmico radiante nos perfis de velocidades, perfis de temperaturas e número de Nusselt local foram apresentados e discutidos.

Figura 5 – Modelos físicos propostos por (a) Oosthuizen (2011), (b) Oosthuizen e Paul (2011) e (c) Oosthuizen e Paul (2012).



Fonte: Adaptados de (a) Oosthuizen (2011), (b) Oosthuizen e Paul (2011) e (c) Oosthuizen e Paul (2012).

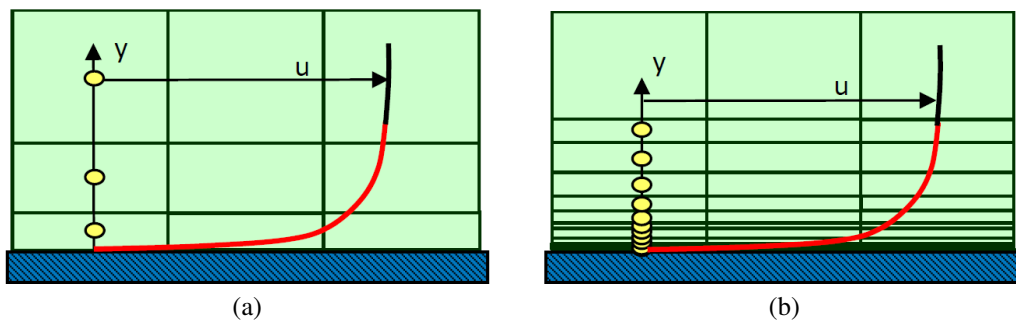
2.3 MODELOS DE TURBULÊNCIA, CONDIÇÕES DE CONTORNO E TRATAMENTO DE PAREDE

Os estudos de Vieser *et al.* (2002) apresentam de forma bastante didática e fundamentada as principais aplicações, vantagens, desvantagens e formulações físicas dos modelos de

turbulência $\kappa - \varepsilon$, $\kappa - \omega$ e $\kappa - \omega SST$. Apresentam também métodos para estudo e tratamento físico-numérico de regiões próximas à paredes sólidas em escoamentos turbulentos. Concluíram que as formulações $\kappa - \varepsilon$ (com funções de parede escalonáveis) e $\kappa - \omega SST$ (com tratamento automático de parede) levam a uma redução significativa da sensibilidade da malha nas previsões de transferência de calor próximo às regiões de parede.

De acordo com o Ansys Fluent (2014) a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ com a técnica da resolução direta da subcamada viscosa (chamada de EWT ou tratamento de parede melhorado), sem a utilização de funções de parede, é a abordagem mais indicada na resolução de problemas de transferência de calor. Ressalta ainda que a utilização das funções de parede baseadas na subcamada logarítmica deve ocorrer com $30 < y^+ < 300$, sendo mais indicada para estudos de propriedades de mistura do meio e não daquelas relacionadas às regiões de parede (como fluxos de calor, forças e tensões de cisalhamento). A Figura 6 ilustra as principais técnicas de resolução de camada limite e modelagem de paredes em escoamentos turbulentos.

Figura 6 – Estratégias de modelagem de parede e resolução de camada limite turbulenta por (a) funções de parede baseadas na subcamada logarítmica ou (b) resolução direta da subcamada viscosa (EWT).



Fonte: Ansys Fluent (2014).

Barradas (2016) realizou estudos para avaliação do desempenho do OpenFOAM® na previsão dos caudais de ventilação do tipo *single-sided*, dinamizados pela ação do vento, por comparação com resultados experimentais da literatura. Em seus trabalhos, apresenta a formulação e discute o tratamento automático padrão das funções de parede das propriedades turbulentas κ , ω e μ_t no OpenFOAM®, com restrição única para $y^+ \leq 300$.

2.4 DIFERENCIAÇÕES E CONTRIBUIÇÕES DESTE TRABALHO

Considerando-se a ampla e aprofundada revisão da literatura técnico-científica realizada sobre o assunto objeto desta tese e os diversos gargalos e oportunidades de pesquisa encontrados;

diversas contribuições ao estado da arte são fornecidas ao final deste trabalho.

Este estudo destaca-se por desenvolver uma metodologia numérica para modelagem e simulação tridimensional da convecção natural em placas planas e com ondulações (quadradas, trapezoidais e triangulares); diferentemente das principais referências bibliográficas sobre o assunto que utilizam uma abordagem numérica bidimensional do problema. Também se destaca pela formulação de uma metodologia experimental de análise de processos de resfriamento por convecção natural sobre placas planas e com ondulações. Outro destaque deste trabalho é a ampla variedade de resultados experimentais obtidos e disponibilizados na literatura científica, que validaram os modelos numéricos construídos nesta tese e que subsidiarão estudos futuros; notabilizando-se a escassez de resultados experimentais no estado da arte para geometrias de placas com ondulações. Outro item de distinção deste trabalho é a utilização exclusiva de ferramentas numéricas totalmente livres e de código aberto, diferentemente das principais bibliografias consultadas que tem preferência pela utilização de versões comerciais de softwares CFD mais conhecidos.

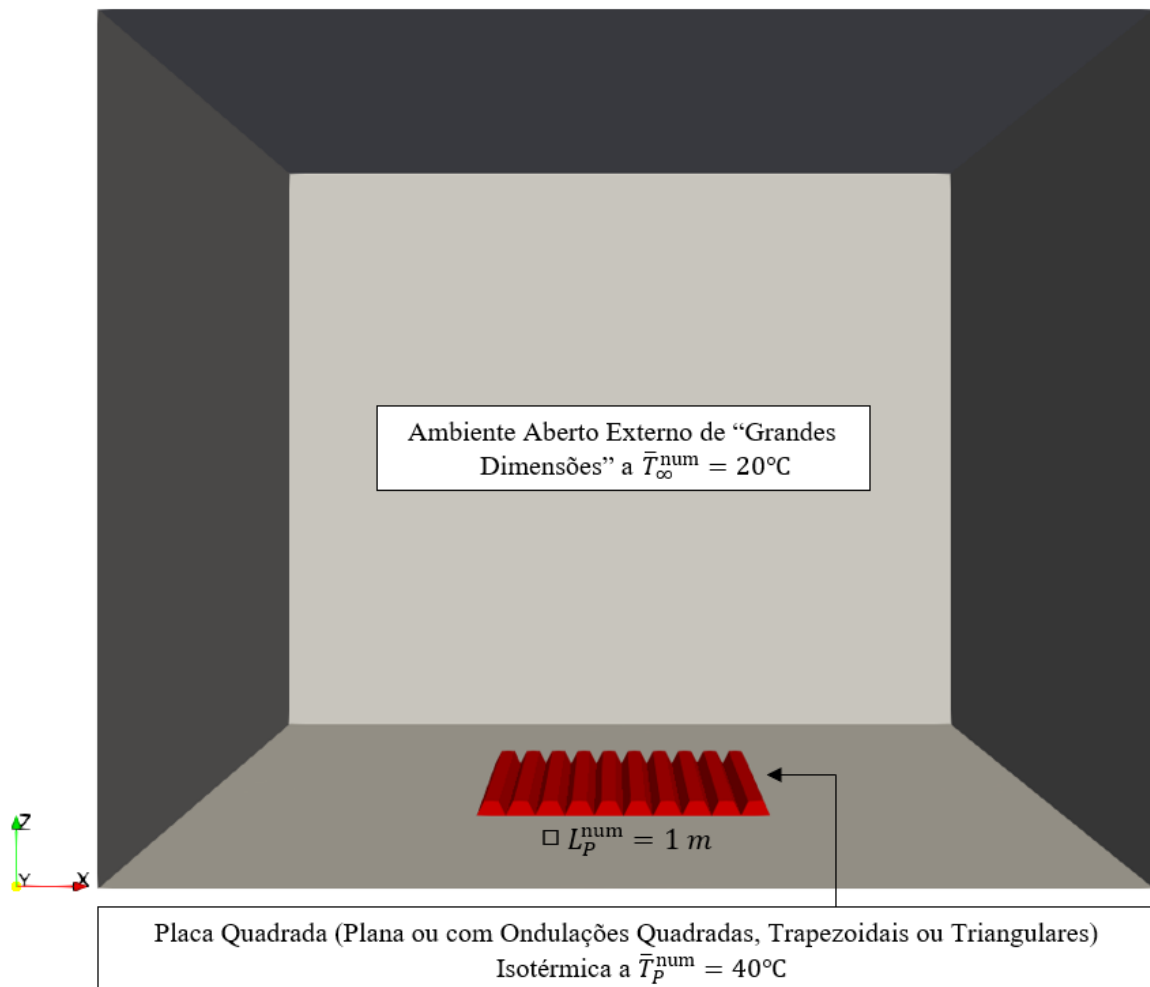
Outros diferenciais deste trabalho são a obtenção de curvas empíricas de correlação do \overline{Nu}_{LP} em função do Ra_{LP} e a avaliação quantitativa da eficiência térmica comparativa, para as diferentes geometrias e intervalos de Ra_{LP} estudados. Também são apresentadas contribuições no estudo aplicado da influência dos principais parâmetros físicos e numéricos na previsão das taxas de transferência de calor por convecção natural em placas planas nos regimes laminar e turbulento; com validações a partir de resultados experimentais de Lloyd e Moran (1974) e Kitamura *et al.* (2015).

3 MODELAGEM FÍSICO-NUMÉRICA

3.1 DEFINIÇÃO DO PROBLEMA E HIPÓTESES SIMPLIFICADORAS

A situação-problema em estudo nesta tese consiste na avaliação e previsão da transferência de calor por convecção natural sobre placas quadradas isotérmicas, alocadas em um ambiente externo aberto de grandes dimensões. As geometrias de placa plana e com ondulações quadradas, trapezoidais ou triangulares foram estudadas. A Figura 7 ilustra esquematicamente o objeto de estudo desta tese, representando-se o caso do modelo de placa ondulada triangular.

Figura 7 – Representação gráfica esquemática da situação-problema estudada.



Fonte: Próprio Autor.

Na seleção das equações governantes e definição do modelo matemático a ser resolvido numericamente, diversas hipóteses simplificadoras e modelos físicos foram adotados. Baseado na

física do problema e condições típicas estabelecidas em Pope (2000), Bird *et al.* (2002), Versteeg e Malalasekera (2007), Incropera *et al.* (2008), Cengel e Ghajar (2012), Bejan (2013), Cengel e Cimbala (2015), Moukalled *et al.* (2015) e Fox *et al.* (2018), foram utilizadas as seguintes condições:

- Escoamento em regime permanente de fluido Newtoniano e incompressível;
- Propriedades físicas assumidas constantes e avaliadas na temperatura média de referência (\bar{T}_{REF}^{num}) de 303,15 K;
- Utilização da aproximação de Boussinesq para modelagem e inclusão das forças de empuxo;
- A transferência de calor por radiação térmica entre a placa e o ar (não participante ou transparente) pode ser desprezada;
- O ambiente externo é admitido "infinito", com dimensões suficientemente grandes para não exercer qualquer influência física sobre o escoamento e as trocas de calor por convecção na região da placa;
- Escoamento em regime turbulento, com modelagem e tratamento através do Método RANS;
- A influência dos termos fonte de empuxo (através da aproximação de Boussinesq) na produção e/ou destruição de κ , ε e ω nas equações de transporte dos modelos de turbulência utilizados, foi admitida desprezível para a situação-problema estudada;
- Utilização do algoritmo SIMPLE para o acoplamento pressão-velocidade das equações de transporte;
- Simulação numérica computacional de um quarto de domínio físico, considerando-se a dupla simetria em relação aos eixos x e y;
- Simulação numérica até a convergência da solução ao regime permanente;
- Utilização de condições de contorno de temperatura prescrita para a superfície da placa, de dupla simetria nos planos centrais (com $x = 0$ e $y = 0$) e de corrente livre para as regiões abertas do domínio físico. O detalhamento das condições de contorno que foram estudadas e utilizadas neste trabalho ocorrerá no Capítulo 4;

- Os métodos numéricos utilizados nesta tese para discretização e interpolação dos termos das equações de transporte e para solução das equações algébricas resultantes também serão detalhados no Capítulo 4.

3.2 EQUAÇÕES GOVERNANTES E MODELOS FÍSICO-MATEMÁTICOS

3.2.1 Aproximação de Boussinesq

A aproximação de Boussinesq é utilizada na modelagem da pluma térmica e considera a variação da massa específica do fluido unicamente no termo de empuxo.

De acordo com Castelli (2012), representa uma alternativa de baixo custo computacional em comparação aos modelos de compressibilidade e apresenta desempenho satisfatório em condições de baixa velocidade; como nos estudos de convecção natural. Sua principal vantagem está associada a redução do grau de não linearidades das equações de transporte a serem resolvidas, reduzindo o esforço computacional e tempo de simulação demandados.

Do exposto, a avaliação da massa específica em função da temperatura através da aproximação de Boussinesq, conforme Incropera *et al.* (2008), é dada por:

$$\rho(T) \approx \bar{\rho} - \bar{\rho} \cdot \beta \cdot (T - \bar{T}_{\infty}^{\text{num}}) = \bar{\rho} \cdot (1 - \beta \cdot (T - \bar{T}_{\infty}^{\text{num}})) \quad (2)$$

, com o cálculo do coeficiente de expansão volumétrico térmico, na hipótese de gás ideal, obtido através de:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \approx \frac{1}{\bar{T}_{\text{REF}}^{\text{num}}} \quad (3)$$

3.2.2 Métodos de Estudo e Modelagem da Turbulência

Kundu e Cohen (2002) destacam que a maioria dos escoamentos em aplicações práticas de engenharia e na natureza são turbulentos; exemplificando a camada limite sobre a asa de uma aeronave, atmosfera terrestre, correntes oceânicas, etc. O estudo desses escoamentos não ocorre de forma analítica, dependendo fortemente do conhecimento do comportamento físico e de análises dimensionais da situação-problema. Suas principais características são: aleatoriedade, não linearidades, alta difusividade, formação de vórtices e caráter dissipativo.

Segundo Pope (2000), Versteeg e Malalasekera (2007) e Souza *et al.* (2011), existem três métodos numéricos de simulação para modelagem e análise de escoamentos turbulentos. O

Método RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) de simulação numérica das equações médias de Navier-Stokes através da decomposição de Reynolds, Método LES (*Large Eddy Simulation*) de simulação de grandes escalas de turbulência e o Método DNS (*Direct Numerical Simulation*) de simulação numérica direta.

O Método DNS consiste em resolver as equações completas de Navier-Stokes para todos os pontos da malha e para todas as escalas temporais e espaciais do escoamento, sem a necessidade de parametrização ou modelagem adicional para a turbulência. É o método de maior exatidão, visto a existência somente de erros de aproximação numérica. Pela exigência de malhas bastante refinadas e com passos de tempo muito reduzidos, demanda elevadíssimo esforço computacional. Sua aplicação é limitada a geometrias simples e com Re mais baixo.

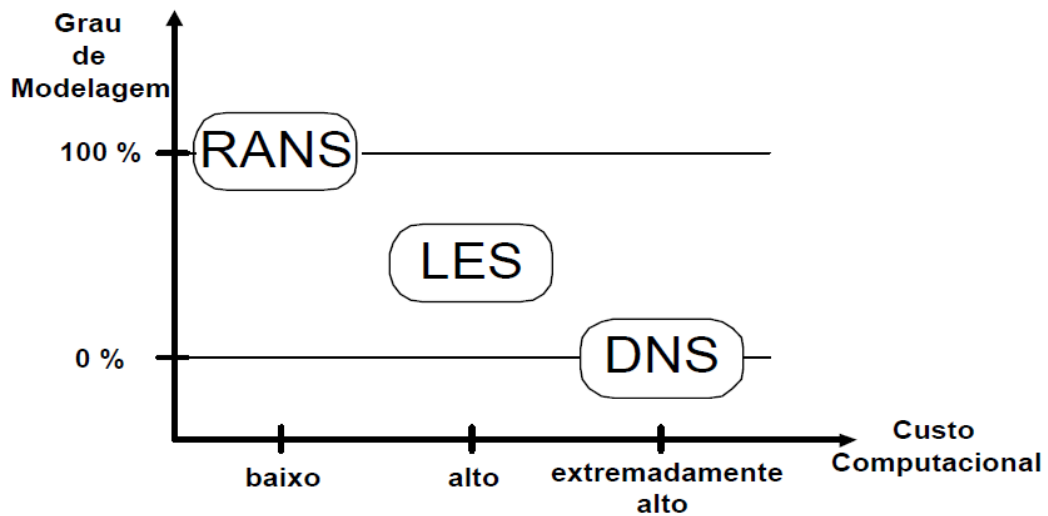
O Método LES utiliza um filtro que separa as grandes estruturas de turbulência das pequenas estruturas. As grandes estruturas são resolvidas, de forma semelhante ao Método DNS, através das equações completas de Navier-Stokes com discretização espacial e temporal bastante finas. As pequenas estruturas de turbulência, representadas pelos pequenos vórtices, onde prevalece a isotropia e menor dependência das condições de contorno e/ou iniciais, são modeladas ou parametrizadas através de modelos algébricos simples, chamados de modelos de submalha. O método LES, em comparação ao método DNS, reduz o número de graus de liberdade, permitindo simulações com maiores Re e/ou geometrias mais complexas.

O Método RANS é caracterizado pelo tratamento estatístico médio no tempo das equações de Navier-Stokes, decompondo-as numa parte média e outra flutuante. Tem-se a parametrização adicional ou de fechamento das variáveis turbulentas a partir do gradiente do valor médio das variáveis no mesmo ponto ou local. Dos três métodos, destaca-se pela exigência de maior grau de modelagem da turbulência e menor custo computacional envolvido. Esse método foi utilizado em todas as simulações turbulentas deste trabalho.

Os Métodos LES e RANS decompõem as equações governantes em campos médios ou filtrados e de flutuações, que fazem surgir momentos de 2ª ou maior ordem envolvendo flutuações; gerando problemas indeterminados, com mais variáveis do que equações. Dessa forma surge o problema de fechamento matemático da turbulência e a busca por modelos de turbulência que solucionem tal problema. A validação desses modelos é objeto de pesquisas com métodos experimentais e DNS.

A Figura 8 ilustra, resumidamente e de forma comparativa, os três métodos de simulação de escoamentos turbulentos descritos anteriormente.

Figura 8 – Análise comparativa quanto ao grau de modelagem e custo computacional dos métodos de simulação de escoamentos turbulentos.



Fonte: Rezende (2009).

3.2.3 Equações de Transporte em Regime Turbulento

As discussões e modelagens de Pope (2000), Bird *et al.* (2002), Versteeg e Malalasekera (2007), Bejan (2013) e Moukalled *et al.* (2015) fundamentam e referenciam as discussões e formulações abaixo.

Das hipóteses simplificadoras e modelos físicos adotados na modelagem físico-matemática da situação-problema estudada, bem como da hipótese de Boussinesq (1897) – que afirma que a viscosidade dinâmica turbulenta (μ_t) é uma propriedade do escoamento e não do fluido e que conduz a fortes não linearidades nas equações de transporte – têm-se, nessa ordem, as equações turbulentas médias no tempo de Conservação de Massa, Balanço da Quantidade de Movimento (chamada de Equação da Hipótese Generalizada de Boussinesq) e Princípio da Conservação Energia:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

$$\bar{\rho} \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} - \bar{\rho} g_i \beta (\bar{T} - \bar{T}_\infty^{\text{num}}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Pr^{\text{num}}} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] \quad (6)$$

Sendo o termo \tilde{P} chamado de pressão modificada de transporte turbulento, definido como:

$$\tilde{P} = \bar{P} + \frac{2}{3}\bar{\rho}\kappa + \bar{\rho}|\mathbf{g}|z \quad (7)$$

De forma a simplificar o processo de análise e aplicação das equações de transporte, bem como identificar os principais números adimensionais de influência sobre a situação-problema estudada, tem-se a adimensionalização das equações de transporte 4 a 6. Das referências Incropera *et al.* (2008), Cengel e Ghajar (2012), Bejan (2013) e Kreith *et al.* (2014), tem-se a definição dos adimensionais a serem utilizados:

$$X_i = \frac{x_i}{L_c} \quad (8)$$

$$X_j = \frac{x_j}{L_c} \quad (9)$$

$$Z = \frac{z}{L_c} \quad (10)$$

$$\bar{V}_i = \frac{\bar{u}_i \cdot L_c}{\nu^{\text{num}}} \quad (11)$$

$$\bar{V}_j = \frac{\bar{u}_j \cdot L_c}{\nu^{\text{num}}} \quad (12)$$

$$\bar{\theta} = \frac{\bar{T} - \bar{T}_\infty^{\text{num}}}{\bar{T}_P^{\text{num}} - \bar{T}_\infty^{\text{num}}} \quad (13)$$

$$\mathbb{P} = \frac{\tilde{P}}{\bar{\rho} \left(\frac{\nu^{\text{num}}}{L_c} \right)^2} \quad (14)$$

$$\mathbb{K} = \frac{\kappa}{\left(\frac{\nu^{\text{num}}}{L_c} \right)^2} \quad (15)$$

Substituindo os adimensionais definidos nas Equações 8 a 15 nas Equações 7, 4, 5 e 6, nessa ordem, têm-se:

$$\mathbb{P} = \frac{\bar{P}}{\bar{\rho} \left(\frac{\nu^{\text{num}}}{L_c} \right)^2} + \frac{2}{3}\mathbb{K} + \frac{Gr \cdot Z}{\beta \cdot \left(\bar{T}_P^{\text{num}} - \bar{T}_\infty^{\text{num}} \right)} \quad (16)$$

$$\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_i} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial [\bar{V}_j \cdot \bar{V}_i]}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\mu} \right) \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial X_i} \right) \right] - \frac{\partial \mathbb{P}}{\partial X_i} + Gr \cdot \bar{\theta} \cdot \delta_{jz} \quad (18)$$

$$\frac{\partial [\overline{V}_j \cdot \overline{\theta}]}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\left(\frac{1}{Pr^{num}} + \frac{\mu_t}{\mu} \frac{1}{Pr_t} \right) \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial X_j} \right] \quad (19)$$

3.2.4 Principais Números Adimensionais

Os principais números ou grupos adimensionais utilizados no estudo da convecção natural desta tese, conforme adimensionalização das equações de transporte e dos fundamentos e discussões de Incropera *et al.* (2008), Cengel e Ghajar (2012) e Moukalled *et al.* (2015), são o número de Reynolds (Re), número de Prandtl (Pr), número de Prandtl turbulento (Pr_t), número de Grashof (Gr), número de Rayleigh (Ra), número de Nusselt (Nu) e o número de Biot (Bi).

O número de Reynolds mensura a razão entre as forças de inércia e forças viscosas e é o principal parâmetro de classificação dos escoamentos quanto aos regimes laminar, de transição e turbulento. Calculado na forma:

$$Re = \frac{\overline{\rho} |\mathbf{u}| L_c}{\mu} = \frac{|\mathbf{u}| L_c}{\nu} \quad (20)$$

O número de Prandtl mensura a razão entre as difusividades de *momentum* e térmica. Representa o quão efetivo é o transporte difusivo de *momentum* e energia através do escoamento. Calculado na forma:

$$Pr = \frac{\mu \hat{C}_p}{k_{t_{\text{Fluido}}}} = \frac{\nu}{\alpha} \quad (21)$$

O número de Prandtl turbulento, conforme Vieser *et al.* (2002), representa uma analogia da transferência de calor em regime laminar e turbulento. De acordo com resultados experimentais, para camadas-limites formadas em regiões de paredes sólidas, é admitido como constante e aproximadamente igual a 0,85.

O número de Grashof mensura a razão entre as forças de empuxo e as forças viscosas. Pode ser utilizado na classificação dos escoamentos de convecção natural ($Gr/Re^2 \gg 1$), forçada ($Gr/Re^2 \ll 1$) ou mista ($Gr/Re^2 \approx 1$) e pode ser calculado através de:

$$Gr = \frac{|\mathbf{g}| \beta (T_P - T_\infty) L_c^3}{\nu^2} \quad (22)$$

O número de Rayleigh mensura a relação entre as forças de empuxo e as difusividades térmicas e de velocidade. É responsável por quantificar os regimes de escoamento (laminar, de transição e turbulento) em convecção natural. Calculado na forma:

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{|\mathbf{g}| \beta (T_P - T_\infty) L_c^3}{\nu^2} \cdot Pr \quad (23)$$

O número de Nusselt médio mensura a razão entre as resistências térmicas de condução e convecção e representa uma medida da transferência de calor por convecção que ocorre em uma superfície; avaliado através de:

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{h}_{\text{conv}} \cdot L_c}{k_{t\text{Fluido}}} \quad (24)$$

Para a convecção natural, como também observado e discutido por Fishenden e Saunders (1965) e Kitamura *et al.* (2015), relaciona-se ao número de Rayleigh e parâmetros experimentais (C e n) através da formulação:

$$\overline{Nu} = C \cdot Ra^n \quad (25)$$

O número de Biot mensura a razão entre a resistência térmica interna de um sólido à condução de calor e sua resistência externa à convecção térmica. É um parâmetro de extrema importância no estudo de problemas físicos de transferência de calor transiente por condução e convecção simultâneos; avaliado através da expressão:

$$Bi = \frac{\overline{h}_{\text{total}} \cdot L_c}{k_{t\text{Sólido}}} \quad (26)$$

3.2.5 Modelos de Turbulência

De forma a resolver o problema de fechamento matemático da modelagem de turbulência utilizada nesta tese, foram utilizados modelos de 2ª ordem, com 2 equações e de categoria I: $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$ SST; ambos baseados no conceito da viscosidade turbulenta (μ_t ou ν_t). Tais modelos encontram-se formulados e descritos em mais detalhes em Pope (2000), Vieser *et al.* (2002), Menter *et al.* (2003), Versteeg e Malalasekera (2007) e Moukalled *et al.* (2015).

O modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ é um modelo semiempírico baseado nas equações de transporte para a energia cinética turbulenta (κ) e sua taxa de dissipação viscosa (ε); conforme as seguintes equações:

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (27)$$

$$\overline{u}_j \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu^{\text{num}} + \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (28)$$

$$\overline{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu^{\text{num}} + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{\kappa} \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (29)$$

Em que as constantes empíricas $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, C_{μ} , σ_{κ} e σ_{ε} são descritas na Tabela 1.

Tabela 1 – Condições empíricas usualmente utilizadas no modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$.

$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_{μ}	σ_{κ}	σ_{ε}
1,44	1,92	0,09	1,0	1,3

Fonte: Moukalled *et al.* (2015).

Esse modelo somente é válido para escoamentos totalmente turbulentos (de elevado Re) e com efeitos viscosos moleculares desprezíveis. É um modelo simples, robusto, de fácil implementação, computacionalmente econômico e com boa exatidão; sendo amplamente utilizado na área da indústria.

Suas limitações associam-se a descrição dos escoamentos próximo à parede sólidas, necessitando da implementação de funções de parede e/ou de amortecimento. Não se mostra adequado ao estudo e descrição de escoamentos com fortes curvas nas linhas de corrente, com gradientes de pressão elevados, com regiões de separação, em jatos e/ou com rotação (*swirl*).

Substituindo os adimensionais das Equações 8 a 19 nas Equações 27 a 29, bem como da introdução de um novo adimensional \mathbb{E} , dado por:

$$\mathbb{E} = \frac{\varepsilon \cdot L_c}{\left(\frac{\nu_{\text{num}}}{L_c}\right)^3} \quad (30)$$

, tem-se a formulação adimensional do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$:

$$\frac{\nu_t}{\nu_{\text{num}}} = C_{\mu} \cdot \frac{\mathbb{K}^2}{\mathbb{E}} \quad (31)$$

$$\frac{\partial [\bar{V}_j \cdot \mathbb{K}]}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\left(1 + \frac{\left(\frac{\nu_t}{\nu_{\text{num}}}\right)}{\sigma_{\kappa}} \right) \frac{\partial \mathbb{K}}{\partial X_j} \right] + \frac{\nu_t}{\nu_{\text{num}}} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial X_i} \right) \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} - \mathbb{E} \quad (32)$$

$$\frac{\partial [\bar{V}_j \cdot \mathbb{E}]}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\left(1 + \frac{\left(\frac{\nu_t}{\nu_{\text{num}}}\right)}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \frac{\partial \mathbb{E}}{\partial X_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \cdot \frac{\nu_t}{\nu_{\text{num}}} \cdot \frac{\mathbb{E}}{\mathbb{K}} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial X_i} \right) \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\mathbb{E}^2}{\mathbb{K}} \quad (33)$$

No modelo $\kappa - \omega$ tem-se a viscosidade turbulenta como função da energia cinética turbulenta e da sua taxa específica de dissipação (ω); de forma que:

$$\mu_t = \alpha' \cdot \bar{\rho} \cdot \frac{\kappa}{\omega} \quad (34)$$

Suas principais vantagens são a robustez, formulação simples, estabilidade numérica, fácil implementação e elevada eficácia no tratamento de regiões próximas à paredes; apresentando resultados precisos no estudo de problemas de transferência de calor em superfícies sólidas.

Apresenta limitações quanto a forte sensibilidade de solução para valores de ω nas regiões de corrente livre, fora da camada limite e baixa exatidão na representação da distribuição de κ .

Dos adimensionais definidos anteriormente e da introdução de um novo adimensional \mathbb{W} , definido por:

$$\mathbb{W} = \frac{\omega \cdot L_c}{\left(\frac{\nu^{\text{num}}}{L_c}\right)} \quad (35)$$

, tem-se a formulação adimensional da viscosidade turbulenta para o modelo $\kappa - \omega$:

$$\frac{\mu_t}{\mu} = \alpha' \cdot \frac{\mathbb{K}}{\mathbb{W}} \quad (36)$$

O modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST (*Shear-Stress-Transport* ou Transporte da Tensão de Cisalhamento) combina a formulação robusta e precisa no tratamento de regiões próximas à paredes sólidas, do modelo $\kappa - \omega$ com a independência de parâmetros em corrente livre e fora da camada limite, do modelo $\kappa - \varepsilon$. Tal combinação ocorre através de uma função de mistura F_1 ; que tem valor igual a 1,0 para ativar o modelo $\kappa - \omega$ próximo a superfícies sólidas e valor igual a 0,0 para ativar o modelo $\kappa - \varepsilon$ na parte externa e para fluxos cisalhantes livres.

A formulação desse modelo de turbulência, de acordo com Menter *et al.* (2003), encontra-se descrita abaixo. Sendo o transporte κ e ω representado pelas equações:

$$\bar{u}_j \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} = \min \left[\nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right); 10\beta^* \kappa \omega \right] - \beta^* \kappa \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu^{\text{num}} + \sigma_\kappa^* \nu_t) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] \quad (37)$$

$$\bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha^* S^2 - \beta' \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu^{\text{num}} + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 1} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (38)$$

, com o módulo do tensor taxa de deformação específica (S) calculado através de:

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (39)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (40)$$

, e as funções de mistura F_1 e F_2 avaliadas pelas equações:

$$F_1 = \tanh \left\{ \arg_1^4 \right\} \quad (41)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}; \frac{500 \cdot \nu^{\text{num}}}{y^2 \omega} \right); \frac{4\bar{\rho} \sigma_{\omega 2} \kappa}{CD_{\kappa \omega} y^2} \right] \quad (42)$$

$$CD_{\kappa\omega} = \max \left(2\bar{\rho}\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-10} \right) \quad (43)$$

$$F_2 = \tanh \{ \arg_2^2 \} \quad (44)$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}; \frac{500 \cdot \nu^{\text{num}}}{y^2 \omega} \right) \quad (45)$$

Por fim, a viscosidade cinemática turbulenta é calculada, com $a_1 = 0,3$, através da equação:

$$\nu_t = \frac{a_1 \kappa}{\max(a_1 \omega; SF_2)} \quad (46)$$

As constantes empíricas do modelo $\kappa - \omega$ SST são calculadas pela combinação das constantes dos modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$, conforme Tabela 2 e através de:

$$\alpha^* = \alpha_1^* F_1 + \alpha_2^* (1 - F_1) \quad (47)$$

Tabela 2 – Condições empíricas usualmente utilizadas no modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST.

Constantes	σ_{κ}^*	σ_{ω}	β'	β^*	α^*	a_1
$\alpha_1^* (\kappa - \varepsilon)$	0,85	0,5	0,075	0,09	5 / 9	0,3
$\alpha_2^* (\kappa - \omega)$	1,0	0,856	0,0828	0,09	0,44	0,3

Fonte: Menter *et al.* (2003).

Esse modelo é especialmente aplicado no estudo de escoamentos sob grandes gradientes de pressão e, através da limitação da viscosidade turbulenta introduzida pela Equação 46, fornece resultados com boa exatidão experimental em escoamentos com separação de camadas-limite (como em estudos de perfis aerodinâmicos). Suas vantagens relacionam-se à combinação dos modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$, com tratamento próximo a regiões de parede e baixa sensibilidade a parâmetros de corrente livre. As principais desvantagens do modelo são a implementação mais complexa e com maior esforço computacional demandado.

De todos os adimensionais definidos anteriormente e da introdução final do adimensional \mathbb{Y} , definido por:

$$\mathbb{Y} = \frac{y}{L_c} \quad (48)$$

, tem-se a formulação adimensional do modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST:

$$\frac{\partial [\bar{V}_j \cdot \mathbb{K}]}{\partial X_j} = \min \left[\frac{\nu_t}{\nu^{\text{num}}} \cdot \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial X_i} \right); 10 \cdot \beta^* \cdot \mathbb{K} \cdot \mathbb{W} \right] - \beta^* \cdot \mathbb{K} \cdot \mathbb{W} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\left(1 + \sigma_\kappa^* \cdot \frac{\nu_t}{\nu^{\text{num}}} \right) \frac{\partial \mathbb{K}}{\partial X_j} \right] \quad (49)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\mathbb{K}}}{\beta^* \cdot \mathbb{W} \cdot \mathbb{Y}}; \frac{500}{\mathbb{Y}^2 \cdot \mathbb{W}} \right); \frac{4\bar{\rho}\sigma_{\omega 2}\mathbb{K}}{CD_{\kappa\omega}\mathbb{Y}^2} \cdot \frac{(\nu^{\text{num}})^2}{L_c^4} \right] \quad (50)$$

$$CD_{\kappa\omega} = \max \left(2\bar{\rho}\sigma_{\omega 2} \cdot \frac{(\nu^{\text{num}})^2}{L_c^4} \cdot \frac{1}{\mathbb{W}} \frac{\partial \mathbb{K}}{\partial X_j} \frac{\partial \mathbb{W}}{\partial X_j}; 10^{-10} \right) \quad (51)$$

$$\arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{\mathbb{K}}}{\beta^* \cdot \mathbb{W} \cdot \mathbb{Y}}; \frac{500}{\mathbb{Y}^2 \cdot \mathbb{W}} \right) \quad (52)$$

$$\frac{\nu_t}{\nu^{\text{num}}} = \frac{a_1 \cdot \mathbb{K}}{\max \left[a_1 \cdot \mathbb{W}; \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial X_i} \right) \cdot F_2 \right]} \quad (53)$$

$$\frac{\partial [\bar{V}_j \cdot \mathbb{W}]}{\partial X_j} = \frac{\alpha^*}{2} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial X_i} \right)^2 - \beta' \cdot \mathbb{W}^2 + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\left(1 + \sigma_\omega \cdot \frac{\nu_t}{\nu^{\text{num}}} \right) \frac{\partial \mathbb{W}}{\partial X_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 1} \frac{1}{\mathbb{W}} \frac{\partial \mathbb{K}}{\partial X_j} \frac{\partial \mathbb{W}}{\partial X_j} \quad (54)$$

A presente metodologia de adimensionalização das equações de transporte e modelos de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$ SST, desenvolvida nesta tese para a modelagem físico-matemática do fenômeno da convecção natural estudado, encontra-se publicada em Verdério Júnior *et al.* (2021a) e ilustrada na Figura 73 do Apêndice E.

3.2.6 Tratamento de Parede

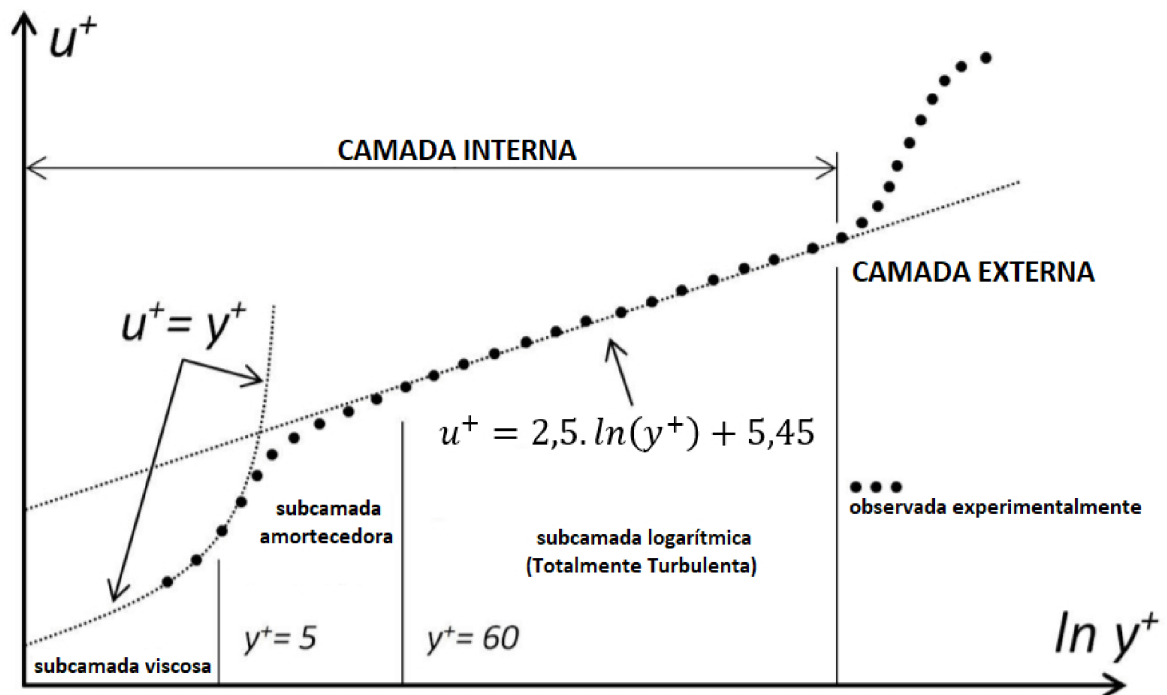
Conforme Pope (2000) Versteeg e Malalasekera (2007), Souza *et al.* (2011) e Mehta *et al.* (2018), a camada limite turbulenta divide-se em duas regiões: a) região interna, com espessura de 10 a 20% da camada limite total e b) região externa, com escoamento dominado por forças inerciais e livre de forças viscosas. A região interna da camada limite viscosa pode ainda ser dividida em 03 subcamadas: a) subcamada linear ou viscosa, mais próxima à parede, onde os efeitos da viscosidade e difusão moleculares são predominantes e característica pelo escoamento praticamente linear e com $\tau \approx \tau_{wall}$ e $u^+ = y^+$; b) subcamada amortecedora, que atua como zona de transição, de forma a ajustar a evolução do perfil laminar para o logarítmico e onde os efeitos das tensões viscosas e turbulentas têm a mesma importância e c) subcamada logarítmica, onde os efeitos turbulentos predominam, com $u^+ = 2,5 \cdot \ln(y^+) + 5,45$. A Figura 9 ilustra a

divisão da camada limite turbulenta e as formulações de Lei de Parede discutidas, sendo:

$$y^+ = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu^{\text{num}}} = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}} \cdot \frac{y}{\nu^{\text{num}}} \quad (55)$$

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{\bar{u}}{\sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}}} \quad (56)$$

Figura 9 – Divisão da camada limite turbulenta e formulações de Lei de Parede.



Fonte: Adaptado de Mehta *et al.* (2018).

A formulação das equações de transporte próxima a regiões de parede determina a exatidão das previsões da tensão de cisalhamento e de transferência de calor nessas regiões e tem importante influência no desenvolvimento de camadas-limite, especialmente na região de separação. Os estudos de Vieser *et al.* (2002) apresentam de forma bastante didática e fundamentada os principais métodos para estudo e tratamento matemático e numérico de regiões próximas à paredes sólidas em escoamentos turbulentos; que se encontram descritos resumidamente a seguir.

3.2.6.1 Método da Função de Parede e Método do Baixo Número de Reynolds

No Método da Função de Parede a subcamada viscosa afetada é conectada por equações empíricas que fornecem condições de contorno próximas à parede para as equações médias de fluxo e de transporte turbulentas. Essas equações conectam as condições de parede com variáveis dependentes nos nós da malha mais próxima, que se presume estar na região totalmente turbulenta da camada limite.

A principal vantagem desse método é a economia de recursos computacionais, visto a não necessidade de resolução completa da camada limite para avaliação dos efeitos viscosos. As principais desvantagens são a dependência da localização do ponto da malha mais próximo à parede, sensibilidade à malhas de maior refinamento (que não necessariamente fornecem maior exatidão) e menor acuracidade na descrição da subcamada viscosa, especialmente para simulações com baixo Re .

Por sua vez, o Método do Baixo Número de Reynolds consiste na utilização de malhas mais refinadas próximas à parede, objetivando descrever totalmente a subcamada viscosa. Requer mais recursos computacionais de tempo de execução e armazenamento e exige cuidados de refinamento nas regiões próximas à parede, de forma a garantir uma boa resolução numérica para captura rápida das variações.

A utilização da formulação de funções de parede escalonáveis supera as limitações dos dois métodos e permite a utilização de malhas mais refinadas, independentemente do Re utilizado.

3.2.6.2 Método das Funções de Parede Escalonáveis

É um método comumente aplicável aos modelos de turbulência do tipo $\kappa - \varepsilon$.

É baseado na ideia de evitar as limitações das funções de parede para malhas mais refinadas próximas à superfície da parede, que exigem $y^+ > 20$ e dificultam arduamente o trabalho em regiões com escoamentos de baixo Re . A introdução do termo \tilde{y}^+ na modelagem garante que $y^+ > 11,067$, independentemente do nível de refinamento da malha próxima à parede utilizado e marca a transição dos perfis de velocidade linear e logarítmica. É representado pelas Equações:

$$u_\tau = \frac{|\mathbf{u}_1|}{\frac{1}{\kappa_v} \cdot \ln(\tilde{y}^+) + C} \quad (57)$$

$$\tilde{y}^+ = \max(y^+; 11,067) \quad (58)$$

$$\tau_{\text{wall}} = \bar{\rho} \cdot u_{\tau}^2 \quad (59)$$

3.2.6.3 Método do Tratamento de Parede Automático

É um método comumente aplicável aos modelos de turbulência do tipo $\kappa - \omega$.

Alterna gradualmente entre uma formulação de subcamada viscosa e as funções de parede, com base no grau de refinamento da malha. Sua formulação trata da solução de ω e dos perfis de velocidades para as regiões linear e logarítmica próximas à parede; de forma que:

$$\omega^{\text{vis}} = \frac{6 \cdot \nu^{\text{num}}}{0,075(\hat{y})^2} \quad (60)$$

$$\omega^{\text{log}} = \frac{1}{0,3\kappa_v} \frac{u_{\tau}}{\hat{y}} \quad (61)$$

$$\omega_1 = \left[(\omega^{\text{vis}})^2 + (\omega^{\text{log}})^2 \right]^{0,5} \quad (62)$$

$$u_{\tau}^{\text{vis}} = \frac{|\mathbf{u}_1|}{y^+} \quad (63)$$

$$u_{\tau}^{\text{log}} = \frac{|\mathbf{u}_1|}{\frac{1}{\kappa_v} \cdot \ln(y^+) + C} \quad (64)$$

$$u_{\tau} = \left[(u_{\tau}^{\text{vis}})^4 + (u_{\tau}^{\text{log}})^4 \right]^{0,25} \quad (65)$$

3.3 MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

Os principais métodos numéricos utilizados no estudo da Fluidodinâmica Computacional são o Método das Diferenças Finitas (MDF – Harlow e Scannapieco (1995)), Método dos Elementos Finitos (MEF – Hutton (2004)) e o Método dos Volumes Finitos (MVF – Patankar (1980) e Ferziger e Peric (1999)).

O MVF é o mais utilizado atualmente no estudo de CFD, especialmente em problemas com alto grau de não linearidades e com forte acoplamento entre as equações de transporte; como em escoamentos multifásicos, com reação química e/ou com grande intensidade de turbulência. Suas equações aproximadas são obtidas a partir de um balanço físico de uma dada propriedade

de fluxo (massa, temperatura, *momentum*, etc.) em um V.C. finito; garantindo-se, dessa forma, a propriedade conservativa do método em nível discreto.

Versteeg e Malalasekera (2007), de forma a destacar a similaridade constitutiva das equações de transporte e através da introdução de uma variável genérica escalar de fluxo ϕ , definem a chamada Equação Geral de Transporte:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho\phi\mathbf{u}) = \nabla \bullet (\Gamma^\phi \cdot \nabla\phi) + S_\phi \quad (66)$$

Essa equação, integrada através de um V.C. tridimensional, é a base de formulação e aplicação do Método dos Volumes Finitos.

De forma bastante resumida, o MVF consiste na integração das equações de transporte – representadas de forma geral pela Equação 66 – implicitamente no tempo e sobre os volumes de controle (que surgem da discretização do domínio físico do problema estudado); com posterior aplicação do Teorema da Divergência de Gauss. Em seguida, após seleção e aplicação de métodos de discretização e interpolação adequados para cada termo das equações obtidas anteriormente, obtêm-se as equações de transporte discretizadas. Dessa forma, o MVF transforma o sistema de EDP das equações de transporte em um sistema algébrico de equações; que será resolvido através da seleção e aplicação do método de solução mais adequado.

A descrição detalhada do MVF, com sua fundamentação, formulação, exemplos de aplicação, esquemas de discretização, de interpolação, de solução, algoritmos de acoplamento pressão-velocidade, etc.; encontra-se disponível nas referências Maliska (2004), Versteeg e Malalasekera (2007), Zikanov (2010) e Moukalled *et al.* (2015).

3.3.1 Algoritmo de Acoplamento Pressão-Velocidade

A maioria das soluções de problemas de CFD é do tipo segregada e ocorre através da resolução, em separado, dos sistemas lineares de cada variável de fluxo; exigindo a utilização de métodos de acoplamento pressão-velocidade. Maliska (2004) e Versteeg e Malalasekera (2007) discutem como principais dificuldades à solução das equações de transporte a presença de não linearidades e o forte acoplamento entre as equações (especialmente das equações de balanço da quantidade de movimento com a equação da continuidade).

Para um escoamento compressível tem-se a utilização da equação da continuidade como equação de transporte para a massa específica e a equação da energia como transporte da temperatura; obtendo-se, dessa forma, o campo de pressões como solução da equação de

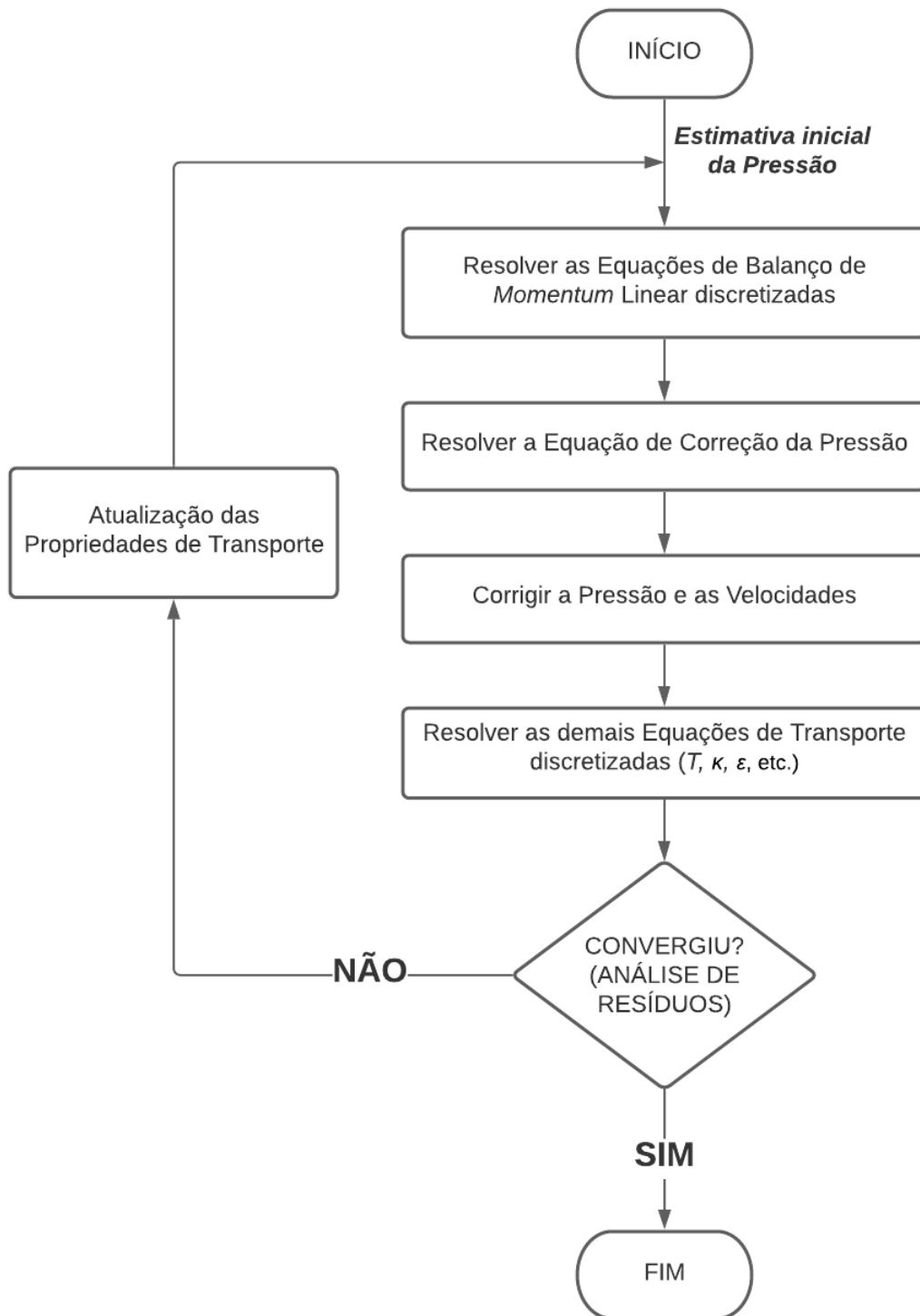
estado $p = f(\rho, T)$. No entanto, para um escoamento incompressível, com $\rho = f(T)$ ou aproximadamente constante, não se tem uma equação de transporte para a pressão diretamente; atuando o algoritmo de acoplamento pressão-velocidade para fornecer um campo de pressões, que ao ser incluído nas equações de balanço da quantidade de movimento, produza um campo de velocidades que satisfaça a restrição da equação da conservação de massa.

A solução das não linearidades encontradas e o acoplamento da pressão e velocidades podem ser solucionados através da utilização de um método iterativo, como o algoritmo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations* ou Método Semi-Implícito para Acoplamento da Pressão nas Equações) de Patankar (1980). Nele os fluxos convectivos específicos nas faces são avaliados a partir das chamadas “velocidades estimadas” e um campo de pressão inicialmente admitido é usado para resolver as equações de balanço da quantidade de movimento. Por fim uma equação de correção da pressão é obtida a partir da equação da continuidade e é utilizada na correção dos campos de pressão e velocidade. Assim, o algoritmo começa com a estimativa inicial dos campos de pressão e velocidade, os quais serão progressivamente corrigidos até a convergência. A Figura 10, adaptada de Versteeg e Malalasekera (2007), expressa de forma clara, didática e bastante resumida o Método SIMPLE.

Os estudos de Verdério Júnior (2015) mostraram que o algoritmo de acoplamento pressão-velocidade SIMPLE, em comparação ao algoritmo PIMPLE (*Fusão PISO – Pressure Implicit with Splitting of Operators*) do OpenFOAM®, apresentou convergência mais rápida e estável ao regime permanente em problemas de transferência de calor, por convecção e radiação, em fornos alimentícios. Das semelhanças do trabalho citado com o objeto de estudo desta tese, especialmente na abordagem do problema e modelagem física, são esperados resultados e benefícios semelhantes com a utilização desse algoritmo de acoplamento neste trabalho.

Maliska (2004) e Versteeg e Malalasekera (2007) descrevem em mais detalhes o processo de solução e os principais algoritmos de acoplamento pressão-velocidade e pressão-velocidade-massa específicos utilizados na área de CFD. Neste trabalho, optou-se, unicamente, pela utilização do algoritmo de acoplamento pressão-velocidade SIMPLE; cujo formato específico de utilização, código numérico e detalhes adicionais de implementação utilizados pelo software OpenFOAM® encontram-se disponíveis em Moukalled *et al.* (2015).

Figura 10 – Método SIMPLE.



Fonte: Adaptado de Versteeg e Malalasekera (2007).

4 MATERIAIS E MÉTODOS

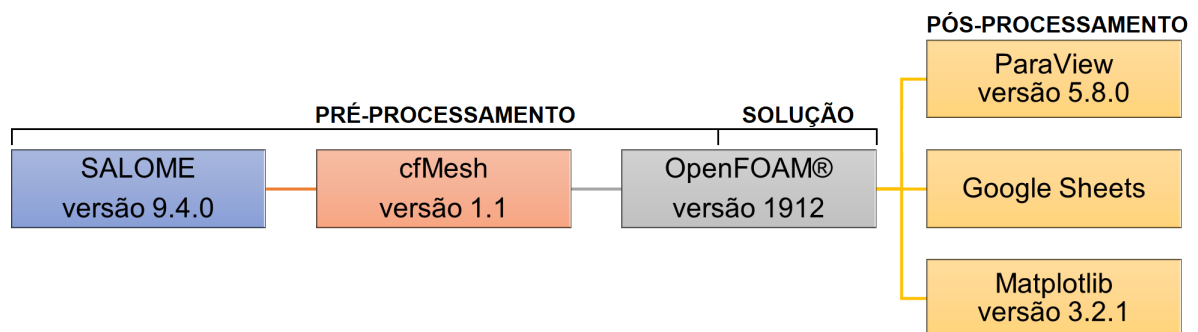
4.1 CONSTRUÇÃO DOS MODELOS NUMÉRICOS

Na construção deste trabalho diversos modelos físico-numéricos tridimensionais foram desenvolvidos, cujas formulações serão apresentados em detalhes no Capítulo 5 e são classificados, de forma sequencial, em:

- (a) Modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros;
- (b) Modelos de estudo de convergência de solução;
- (c) Modelos de testes de independência e consistência de malha e de definição de domínio físico;
- (d) Modelos de validação numérico-experimental.

Em todos os modelos numéricos construídos, uma sequência padrão de etapas ocorreu desde os primeiros desenhos e construção do modelo CAD até a coleta, tratamento e análise dos resultados obtidos; percorrendo todas as etapas de pré-processamento, solução e pós-processamento. A Figura 11 ilustra, de forma resumida, o fluxograma sequencial do processo de construção dos modelos numéricos a partir da identificação dos softwares e utilitários, em suas respectivas versões, utilizados neste trabalho; cujas etapas serão discutidas em detalhes a seguir.

Figura 11 – Fluxograma sequencial do processo de construção dos modelos numéricos.



Fonte: Próprio Autor.

4.1.1 Equipamento Computacional

O equipamento computacional utilizado para as simulações numéricas deste trabalho é um Notebook Gamer Nitro 5 AN515-52-75GW Intel® Core™ i7-8750H 8ª Geração (até 4.10 GHz) 9 MB de Cache, com 16 GB DDR4 de RAM, armazenamento de 128 GB SSD SATA M.2 2280 SATA III (6 GB/s) e 1 TB HDD 5400 rpm, placa de vídeo GeForce® GTX 1050, Tela 15.6” e Sistema Operacional Windows 10 Pro.

4.1.2 Construção da Geometria e Definição da Malha

Inicialmente tem-se a construção e geração do modelo CAD que está sendo simulado. Para a construção das geometrias e geração dos arquivos em extensão STL utilizou-se o SALOME, versão 9.4.0, que é um software de código aberto e bastante utilizado nas etapas de pré-processamento de simulações numéricas computacionais, destacando-se na geração e exportação de modelos CAD, criação de malhas, etc.

Em seguida, a partir dos arquivos STL gerados no SALOME, tem-se a construção das malhas. Para isso, utilizou-se o cfMesh, versão 1.1, que é uma biblioteca de código aberto implementada no OpenFOAM®. A biblioteca permite a geração de malhas hexaédricas cartesianas em 2D e 3D, tetraédricas e poliédricas de formas arbitrárias e destaca-se pela grande versatilidade e rapidez na geração de malhas robustas, conforme descrito por Juretic (2015). Neste trabalho optou-se pela utilização de malhas tridimensionais com elementos hexaédricos cartesianos, gerados através do utilitário *cartesianMesh* do OpenFOAM®.

Na construção e estudo das malhas e suas influências sobre os resultados numéricos da simulação, faz-se necessário discutir os principais parâmetros de geração e refinamento de malhas do cfMesh; o *maxCellSize*, *objectRefinements*, *boundaryLayers* e *localRefinement*, tudo em conformidade com Juretic (2015) e SimScale (2019).

O *maxCellSize* representa simultaneamente o tamanho da célula padrão usado na malha e o seu tamanho máximo gerado no domínio. A Tabela 3 ilustra os valores desse parâmetro utilizados neste trabalho; que melhor serão discutidos em seções e capítulos posteriores.

Tabela 3 – Valores do parâmetro *maxCellSize* utilizados nas simulações deste trabalho.

<i>maxCellSize</i>										
10,0	5,0	2,5	2,0	1,5	1,3	1,15	1,0	0,9	0,8	0,7

Fonte: Próprio Autor.

O parâmetro *objectRefinements* especifica as zonas de refinamento dentro do domínio espacial de estudo. Em todas as malhas construídas neste trabalho foram utilizadas três (03) regiões retangulares (*boxes*) de refinamento, com dimensões especificadas na Tabela 4 e com início na origem dos eixos, estabelecendo-se níveis crescentes de refinamento de 5 a 7; conforme ilustrado na Figura 12. Fora dos limites geométricos dos *boxes* de refinamento os elementos da malha aumentam gradualmente de forma adaptativa até o limite definido no parâmetro *maxCellSize*.

A inclusão adicional de níveis de refinamento ocorre através da palavra-chave *additionalRefinementLevels*, dentro do parâmetro *objectRefinements* e tem a função de especificar o número de níveis de refinamento adicionais em comparação com o parâmetro *maxCellSize*. A Figura 13 ilustra o significado físico do processo de refinamento sucessivo das células hexaédricas, com o cálculo do tamanho da aresta da célula refinada regular dado por:

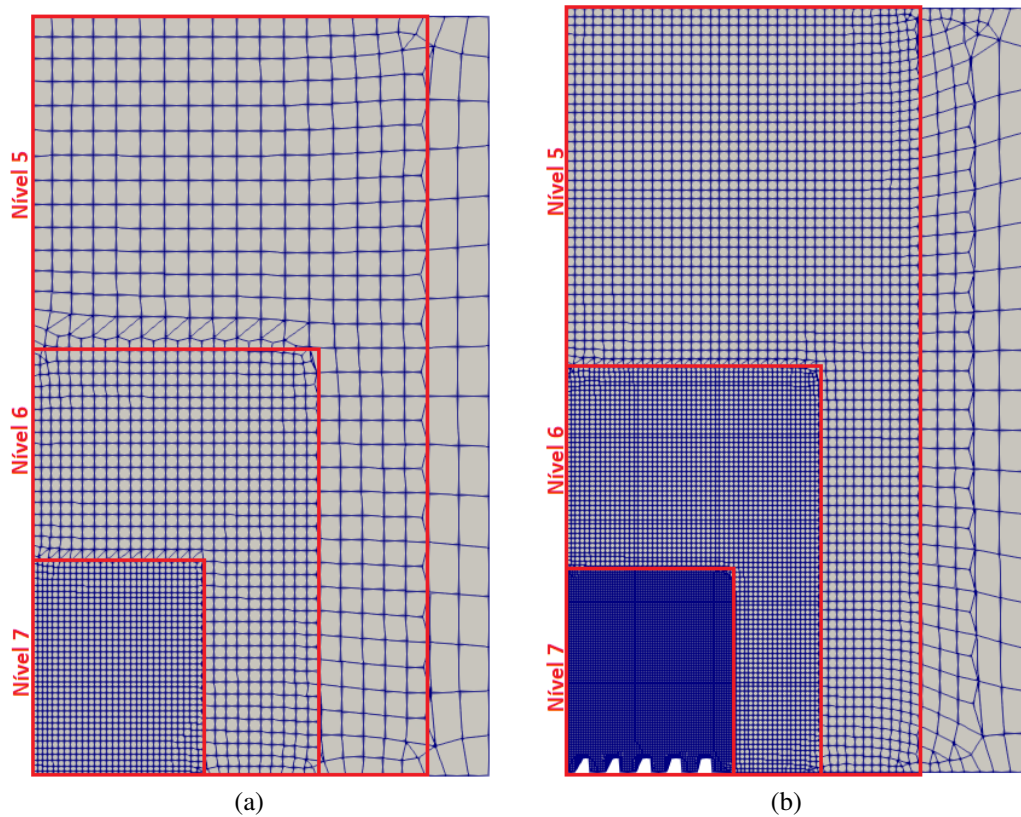
$$\Delta x_N = \frac{\Delta x_0}{2^N} \quad (67)$$

Tabela 4 – Nível e dimensões dos *boxes* de refinamento utilizados neste trabalho.

Nível de Refinamento	Dimensões da <i>Box</i> de Refinamento [m]		
	x	y	z
5	1,000	1,000	2,500
6	0,750	0,750	1,250
7	0,500	0,500	0,625

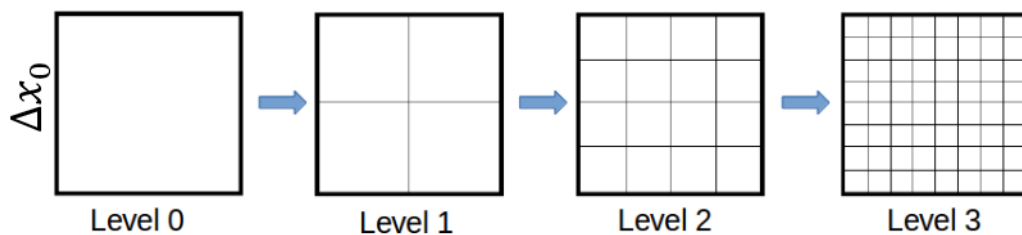
Fonte: Próprio Autor.

Figura 12 – Regiões de refinamento do domínio físico de placa (a) plana de 1,5 x 1,5 x 2,5 m com 63827 elementos ($maxCellSize = 2,5$) e (b) com ondulações quadradas de 1,5 x 1,5 x 2,5 m com 686060 elementos ($maxCellSize = 1,0$); ambas sem *layers* de refinamento.



Fonte: Próprio Autor.

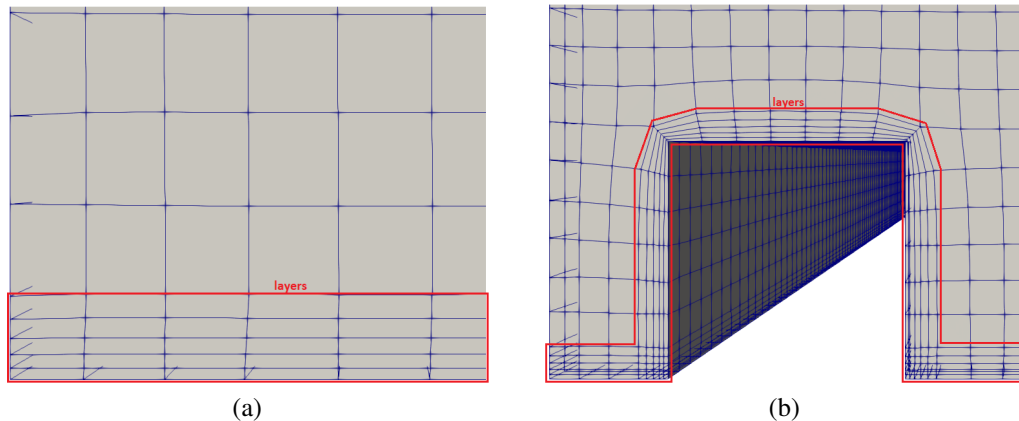
Figura 13 – Influência do nível de refinamento no tamanho das células.



Fonte: SimScale (2019).

O parâmetro *boundaryLayers* trata da inclusão de camadas de refinamento, geralmente sobre superfícies de grande variação de parâmetros, através da adição de uma malha superficial com número de camadas (*nLayers*) e taxa de expansão (*thicknessRatio*) a serem definidas. Utilizou-se neste trabalho, para os testes de malhas com *layers*, cinco (05) camadas de refinamento e taxa de expansão de 1,2. A Figura 14 ilustra e exemplifica as camadas de refinamento na superfície de placas plana e com ondulações quadradas.

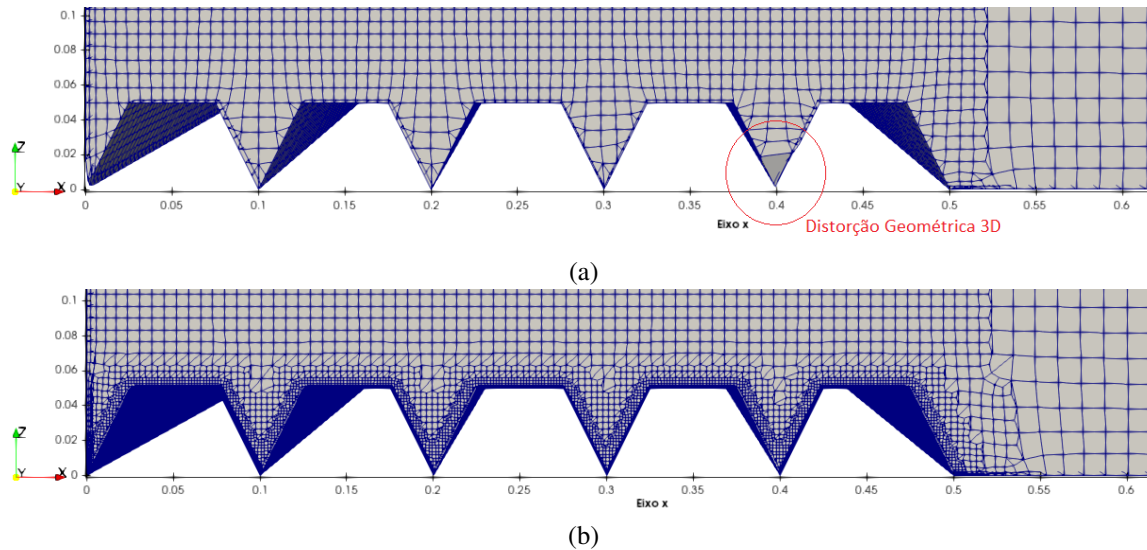
Figura 14 – Camadas (*layers*) de refinamento sobre as superfícies de placa (a) plana com 71807 elementos ($maxCellSize = 2,5$) e (b) com ondulações quadradas com 750259 elementos ($maxCellSize = 1,0$).



Fonte: Próprio Autor.

Por fim, o parâmetro *localRefinement* é utilizado para especificar refinamentos locais uniformes em regiões de interesse do domínio físico, definindo-se o tamanho dos elementos através da palavra-chave *cellSize*. Esse parâmetro foi utilizado neste trabalho como estratégia de construção geométrica do modelo com ondulações triangulares, que necessitou de elementos com dimensões reduzidas (2,5 mm de aresta) para a correta descrição das regiões próximas aos vértices da placa. A Figura 15 ilustra, de forma comparativa, o modelo físico de placa ondulada triangular construído (a) sem e (b) com a utilização do parâmetro em estudo; destacando-se a presença de distorções geométricas tridimensionais no primeiro caso, que apesar do menor número de elementos na malha, prejudicariam a estabilidade numérica das simulações e exatidão dos resultados obtidos. Outras alternativas geométricas possíveis seriam aumentar o nível de refinamento do *boxe* menor de 7 para 9 ou reduzir o parâmetro *maxCellSize* de 0,9 para 0,32, ambas proporcionando aumentos bastante significativos no número de elementos da malha e no custo computacional das simulações.

Figura 15 – Domínio físico de placa com ondulações triangulares de 0,75 x 0,75 x 2,5 m construído (a) sem (com 754763 Elementos) e (b) com (com 1826252 Elementos) a utilização do parâmetro *localRefinement*; ambas com *cellSize*=2,5 mm.

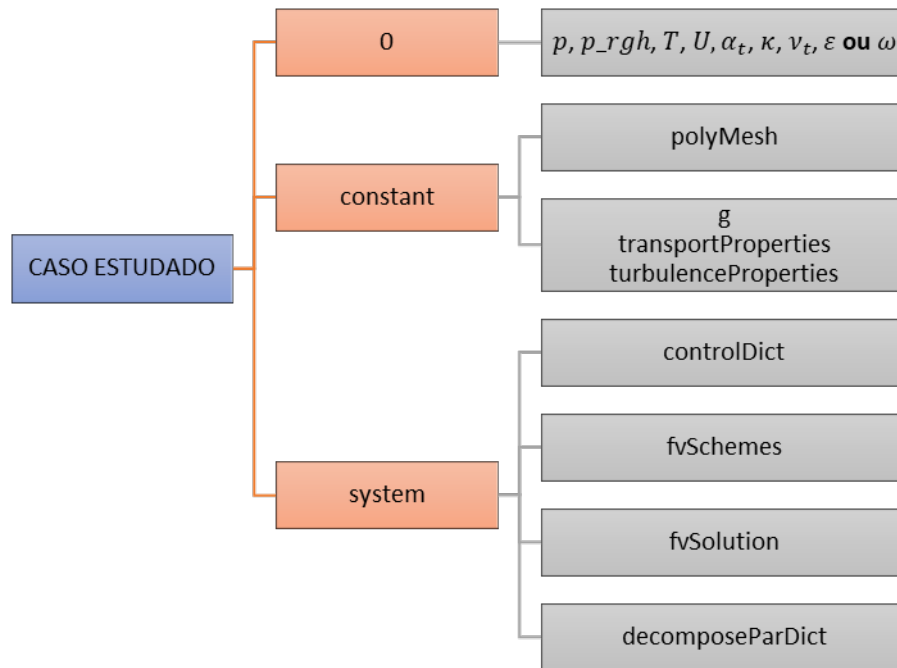


Fonte: Próprio Autor.

4.1.3 Estruturação do Caso de Estudo no OpenFOAM®

Ao final da etapa de pré-processamento e início da etapa de solução, tem-se a seleção do *solver*; definição e ajuste das condições de contorno; definição de parâmetros de controle e execução de simulação; definição de esquemas de discretização e de solução; inclusão de propriedades físicas (termodinâmicas, de transporte, químicas, etc.) e implementação de modelos físicos (reológicos, de trocas de calor por radiação, de turbulência, de inclusão de forças de campo, etc.) e seleção e ajuste de parâmetros para processamento em computação paralela. Para isso, tem-se a utilização do OpenFOAM®, versão 1912, que se destaca por sua robustez e versatilidade no estudo de casos de engenharia, especialmente de CFD. A estruturação do caso estudado ocorre a partir de diretórios, que servem como modelos e exemplos para a configuração de novos estudos e que estão disponíveis nos arquivos de tutoriais do próprio software. A Figura 16 ilustra a forma de estruturação geral de um caso OpenFOAM®, que será melhor discutida a seguir.

Figura 16 – Estruturação geral de um caso OpenFOAM®.



Fonte: Próprio Autor.

Inicialmente tem-se a seleção do *solver* mais adequado à situação física estudada. Neste trabalho optou-se pelo *buoyantBoussinesqSimpleFoam*, que de acordo com OpenCFD (2019i), é um *solver* indicado para o estudo de fluidos incompressíveis em regime permanente, laminar ou turbulento, com inclusão das forças de campo (peso e empuxo) através da aproximação de Boussinesq e com algoritmo de acoplamento das equações de transporte SIMPLE.

A definição das condições de contorno ocorre no diretório 0 do caso em estudo, em seus respectivos subdiretórios. Para o *solver* escolhido faz-se necessário especificar as condições de todas as regiões do domínio físico nos subdiretórios: pressão total relativa (p), pseudo-pressão dinâmica relativa (p_rgh), temperatura (T), velocidade (U), difusividade térmica turbulenta (α_t), energia cinética turbulenta (κ), viscosidade cinemática turbulenta (ν_t) e dissipação viscosa da energia cinética turbulenta (ε) para o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ ou taxa de dissipação turbulenta específica (ω) para o modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST. Observando-se que em simulações sem a inclusão de modelos de turbulência são fornecidas unicamente as condições de p , p_rgh , T , U e α_t . A seleção e especificação das condições de contorno por região do domínio físico será abordada e discutida em detalhes no Capítulo 5.

A pressão total e a pseudo-pressão dinâmica, chamadas de pressões modificadas ou cinemáticas e utilizadas pelo OpenFOAM® em *solvers* incompressíveis, podem ser calculadas

respectivamente pelas equações:

$$p = \frac{P}{\bar{\rho}} \quad (68)$$

$$p_{-rgh} = p - |\mathbf{g}| \cdot Z \quad (69)$$

De acordo com Caubilla (2015) e OpenCFD (2019d), o OpenFOAM® resolve as equações de médias de Reynolds (RANS) utilizando a técnica numérica de substituição de p por p_{-rgh} nas equações de Navier Stokes. Tal substituição mostra-se como um artifício matemático conveniente e facilita a modelagem numérica do problema, visto que o termo fonte adicional da pressão hidrostática da Equação 69 não tem influência direta na solução do escoamento médio. Ressaltando também que a utilização de pressões relativas, especialmente em problemas de convecção natural, mostra-se vantajosa ao reduzir os erros numéricos de truncamento na solução.

No subdiretório **polyMesh** do diretório **constant** estão localizados os arquivos de definição de malha, que foram gerados pelo utilitário *cartesianMesh* da biblioteca cfMesh e transferidos para esse subdiretório.

O subdiretório **g** do diretório **constant** trata da especificação das componentes da aceleração da gravidade, conforme orientação espacial de eixos estabelecida nas etapas de construção do modelo CAD. Importante ressaltar que a definição das componentes da gravidade também é utilizada neste trabalho como um artifício numérico para variação do Ra , mantendo-se os demais parâmetros físicos constantes. Esse artifício numérico será melhor descrito e explorado no Capítulo 5.

O subdiretório **transportProperties** do diretório **constant** trata da especificação das propriedades físicas, conforme o *solver* escolhido e avaliadas na temperatura média de referência ($\bar{T}_{\text{REF}}^{\text{num}}$). As propriedades físicas especificadas, conforme Tabela 5 e Incropera *et al.* (2008), são a viscosidade cinemática laminar (ν^{num}), massa específica avaliada na $\bar{T}_{\text{REF}}^{\text{num}}$ ($\bar{\rho}$), calor específico a pressão constante (\hat{C}_p), coeficiente de expansão volumétrica térmica (β), número de Prandtl (Pr^{num}) e condutividade térmica do ar ($k_{t\text{Fluido}}^{\text{num}}$).

Tabela 5 – Propriedades físicas do subdiretório *transportProperties*.

Propriedades Físicas	
$\overline{T}_{\text{REF}}^{\text{num}}$	303,15 K
ν^{num}	$1,6207 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
$\bar{\rho}$	$1,15092 \text{ kg}/\text{m}^3$
\tilde{C}_p	$1007,126 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
β	$0,00323 \text{ K}^{-1}$
Pr^{num}	0,7066
$k_{\text{Fluido}}^{\text{num}}$	$26,5331 \cdot 10^{-3} \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$

Fonte: Próprio Autor.

Por fim o subdiretório **turbulenceProperties** do diretório **constant** trata da seleção dos modelos de turbulência, que ocorre através dos métodos RAS/RANS ou LES do OpenFOAM®. Em simulações sem a inclusão de modelos de turbulência esse subdiretório pode ser omitido ou alterado para estabelecer tal condição. Neste trabalho foram realizadas simulações sem a inclusão de modelos de turbulência e com os modelos de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$ SST; desconsiderando-se a influência dos termos fonte de empuxo (através da aproximação de Boussinesq) na produção e/ou destruição de κ , ε e ω das equações adimensionalizadas de transporte turbulento 32, 33, 49 e 54.

A seleção e utilização desses modelos de turbulência, suas vantagens e desvantagens, bem como a não utilização desses modelos em condições específicas, serão melhor descritos e explorados no Capítulo 6.

Em seguida tem-se o diretório **system**, dividido nos subdiretórios **controlDict**, **fvSchemes**, **fvSolution** e **decomposeParDict**.

O subdiretório **controlDict** trata da definição dos parâmetros de controle e execução da simulação. Em todas as simulações foram estabelecidos os seguintes parâmetros: início da simulação a partir do último registro salvo, registro de dados a cada 50 iterações e com precisão dos resultados gravados de 06 algarismos significativos, passo de tempo igual a 1,0 e execução total de 5000 iterações.

O subdiretório **fvSchemes** trata da definição e seleção dos métodos numéricos de discretização e interpolação a serem utilizados pelo OpenFOAM® nos diferentes termos das equações de transporte. Observando-se que o OpenFOAM® utiliza por padrão e unicamente o Método dos Volumes Finitos na discretização das equações diferenciais de transporte do domínio físico estudado. A Tabela 6 ilustra a equivalência matemática das palavras-chave presentes

nesse subdiretório e a Tabela 7 apresenta os métodos numéricos de discretização e interpolação utilizados neste trabalho; tudo conforme descrito em OpenCFD (2019i) e Verdério Júnior (2015).

Tabela 6 – Principais parâmetros utilizados no subdiretório *fvSchemes*.

Palavra-Chave	Descrição
<i>ddtSchemes</i>	Discretização das derivadas temporais de 1ª e 2ª ordem, respectivamente $\partial/\partial t$ e $\partial^2/\partial t^2$, se existentes.
<i>gradSchemes</i>	Discretização do vetor gradiente (∇).
<i>divSchemes</i>	Discretização do operador Divergente ($\nabla \cdot$).
$\text{div}(\text{nuEff} * \text{dev2}(\text{T}(\text{grad}(\text{U}))))$	$[(\mu + \mu_t) \cdot \text{dev2}((\nabla \bar{u})^T)]$, conforme OpenCFD (2019k).
<i>laplacianSchemes</i>	Discretização do operador Laplaciano (∇^2).
<i>interpolationSchemes</i>	Método de interpolação de variáveis do centro da célula para as faces do elemento.
<i>snGradSchemes</i>	Discretização do vetor gradiente normal as face do elemento para correção de não ortogonalidades de malha nas interpolações.
<i>wallDist</i>	Métodos para cálculos topológicos de distâncias à parede e normal à parede.

Fonte: Próprio Autor.

Tabela 7 – Métodos numéricos de discretização e interpolação utilizados no subdiretório *fvSchemes*.

Palavra-Chave	Esquema	Descrição
<i>ddtSchemes</i>	<i>steadyState</i>	Não resolve derivadas temporais, ou seja, simulação em regime permanente.
<i>gradSchemes</i>	<i>Gauss linear</i>	Integração de Gauss de 2ª ordem linear.
<i>divSchemes</i>	<i>bounded Gauss Upwind</i>	Diferenciação <i>Upwind</i> de 1ª ordem limitada.
$\nabla \cdot [\mu \cdot \text{dev2}((\nabla \bar{u})^T)]$	<i>Gauss linear</i>	Diferenciação <i>Upwind</i> de 2ª ordem, não limitada.
<i>laplacianSchemes</i>	<i>Gauss linear corrected</i>	Interpolação de 2ª ordem, não limitada e conservativa.
<i>interpolationSchemes</i>	<i>linear</i>	Interpolação linear (Diferenças Centrais).
<i>snGradSchemes</i>	<i>corrected</i>	Correção não-ortogonal explícita da malha.
<i>wallDist</i>	<i>meshWave</i>	Método topológico rápido de malha em onda.

Fonte: Próprio Autor.

A relação de todos os métodos numéricos de discretização e interpolação presentes no OpenFOAM® encontra-se disponível em OpenCFD (2019i). A formulação matemática, aplicações e exemplos, vantagens, desvantagens e critérios de estabilidade dos métodos numéricos de discretização e interpolação citados neste trabalho, e outros mais, encontram-se descritos em mais detalhes em Maliska (2004) e Versteeg e Malalasekera (2007).

O subdiretório **fvSolution** trata da definição dos métodos, tolerâncias, algoritmos de acoplamento e algoritmos de controle utilizados pelo OpenFOAM® na resolução das equações lineares algébricas obtidas da discretização das equações de transporte. Neste trabalho foram estudadas duas diferentes configurações para esse subdiretório (denominadas Configuração A e Configuração B dos Modelos de Estudo de Convergência de Solução), objetivando definir a mais adequada a situação-problema em estudo a partir dos critérios tempo computacional

demandado, estabilidade e convergência de solução e desvio numérico. A Configuração A é a condição padrão do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam*, disponibilizada pelo software OpenFOAM® nos arquivos de tutoriais e a Configuração B foi definida a partir de resultados da literatura técnico-científica, características físico-numéricas do problema em estudo e diversos testes realizados durante a construção desta tese.

Os *solvers* ou solucionadores são os métodos escolhidos para resolução dos sistemas lineares por espécie gerados pela discretização das equações de transporte, sua seleção deve observar critérios de simetria e não-simetria das matrizes geradas; utilizam pré-condicionadores ou *smoothers*. Os pré-condicionadores são responsáveis por conduzir a uma propagação mais rápida da informação pelo domínio computacional, fazendo com que a solução tenha convergência mais rápida. Os *smoothers*, por sua vez, geralmente são aplicados a métodos multi-malha e são responsáveis pela realização de iterações de ajuste e suavização de curvas nas malhas, com resolução direta nos níveis menos refinados e posteriores interpolações entre os demais níveis. A Tabela 8 apresenta os solucionadores, seus respectivos pré-condicionadores ou *smoothers* e as tolerâncias de controle dos resíduos utilizados neste trabalho; conforme descrito em OpenCFD (2019i), Moukalled *et al.* (2015) e Verdério Júnior (2015).

Tabela 8 – *Solvers* e pré-condicionadores e *smoothers* utilizados no subdiretório *fvSolution* para os diferentes modelos estudados.

Eq. de Transporte		<i>Solver</i>	Pré-Condicionador ou <i>Smoother</i>	Tol.
<i>p_rgh</i>	Configuração A	PCG – Gradientes conjugados ou biconjugados pré-condicionados	DIC – Diagonal Incompleta de Cholesky (Simétrica)	10^{-10}
	Configuração B	GAMG – Solucionador multi-malha geométrico-algébrico generalizado	<i>Smoother</i> Gauss-Seidel (Simétrico)	10^{-08}
<i>U, T, \kappa, \varepsilon, \omega</i> e <i>R</i>		PBiCGStab – Gradientes conjugados ou bi-conjugados pré-condicionados estabilizados	DILU – Diagonal Incompleta – LU (Assimétrica)	10^{-10}

Fonte: Próprio Autor.

Os fatores de sub-relaxação utilizados nos diferentes modelos estudados neste trabalho encontram-se descrito na Tabela 9. Conforme Versteeg e Malalasekera (2007), a sub-relaxação é uma técnica numérica utilizada para obter a convergência da solução reduzindo as correções ao longo das iterações, portanto reduzindo a taxa de convergência sem comprometer a solução e favorecendo a estabilidade computacional. A escolha do fator de sub-relaxação linear ($\tilde{\alpha}$) deve considerar a estabilidade computacional e a evolução rápida do método, de forma que para $\tilde{\alpha} = 0$ não há correção, ou seja, a solução não mudará mesmo após sucessivas iterações e para $\tilde{\alpha} = 1$ não há relaxação.

Tabela 9 – Fatores de sub-relaxação utilizados no subdiretório *fvSolution* para os diferentes modelos estudados.

Equação de Transporte	$\tilde{\alpha}$	
	Configuração A	Configuração B
p_rgh	0,3	0,3
T	0,9	0,5
$U, \kappa, \varepsilon, \omega$ e R	0,7	0,5

Fonte: Próprio Autor.

Por fim tem-se o parâmetro *nNonOrthogonalCorrectors*, que trata da inclusão de um fator adicional de correção de não-ortogonalidade de malhas no algoritmo SIMPLE. Não foram utilizadas correções de não-ortogonalidade na Configuração A e para a Configuração B, com base na referência OpenCFD (2019i), definiu-se o número de 6 correções não-ortogonais.

A relação de todos os *solvers*, pré-condicionadores e *smoothers* presentes no OpenFOAM® para resolução de equações lineares algébricas encontra-se disponível em OpenCFD (2019i). A formulação matemática, aplicações e exemplos, vantagens, desvantagens, critérios de estabilidade, restrições e tolerâncias dos métodos de solução de sistemas lineares, fatores de sub-relaxação linear e algoritmos de acoplamento citados neste trabalho, e outros mais, encontram-se descritos em mais detalhes em Maliska (2004), Versteeg e Malalasekera (2007) e Moukalled *et al.* (2015).

Encerrando o diretório *system*, tem-se o subdiretório **decomposeParDict**, que de acordo com OpenCFD (2019i) trata do processo de divisão do domínio numérico estudado (malha e campos) para processamento em computação paralela, objetivando otimizar o esforço computacional na solução do problema e reduzir o tempo de processamento demandado. Neste trabalho optou-se pela subdivisão do problema em 8 subdomínios, conforme o número de núcleos e *threads* disponíveis no processador Intel® Core™ i7-8750H 8ª Geração e utilizou-se o método sequencial de decomposição *scotch*, que não requer nenhum parâmetro geométrico de pré-decomposição de domínio e que trabalha de forma a minimizar o uso dos processadores. Ao término da simulação tem-se o processo de reconstrução dos subdomínios criados para posterior e final etapa de pós-processamento.

A relação de todos os métodos de decomposição de domínio para processamento em computação paralela disponíveis no OpenFOAM®, seus ajustes, configurações, vantagens e desvantagens encontra-se disponível em OpenCFD (2019i). A forma de funcionamento em detalhes e o esquema de programação do método *scotch* estão disponíveis em mais detalhes em OpenCFD (2019i).

4.1.4 Tratamento, Visualização e Análise de Resultados

Após o término da etapa de solução e no início da etapa de pós-processamento, ainda dentro do terminal OpenFOAM®, tem-se o cálculo e obtenção das seguintes grandezas derivadas do escoamento:

- Fluxos de Calor (Q e \overline{q}''^{num}): avaliados sobre superfícies sólidas (tipo *wall*, como a placa) e ao longo de toda a simulação. São calculados através da função *wallHeatFluxIncompressible*, que exporta os dados obtidos para um arquivo .txt, para posterior tratamento e análise;
- Distâncias Adimensionais de Parede (y_{min}^+ , y_{max}^+ , y_{medio}^+): avaliadas sobre superfícies sólidas (tipo *wall*, como a placa) e unicamente no último instante de tempo da simulação.

Finalizando os estudos do modelo numérico e a etapa de pós-processamento, tem-se a utilização do utilitário ParaView, versão 5.8.0, que é um aplicativo de código aberto para análise, visualização e exportação de resultados e que é suportado pelo OpenFOAM®. Para o tratamento, análise e plotagem de gráficos, a partir de resultados extraídos do ParaView, tem-se a utilização da biblioteca Matplotlib, versão 3.2.1, escrita em linguagem Python e do editor de planilhas online Google Sheets.

4.2 CONSTRUÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL

O aparato experimental descrito nesta seção foi desenvolvido e construído com o objetivo de estudar o processo de resfriamento por convecção natural nas geometrias exploradas nesta tese, a fim de validar os modelos numéricos computacionais desenvolvidos a partir dos resultados experimentais coletados. Também objetiva fundamentar comparações entre as superfícies estudadas, a fim de definir aquela com maior eficiência de transferência de calor global.

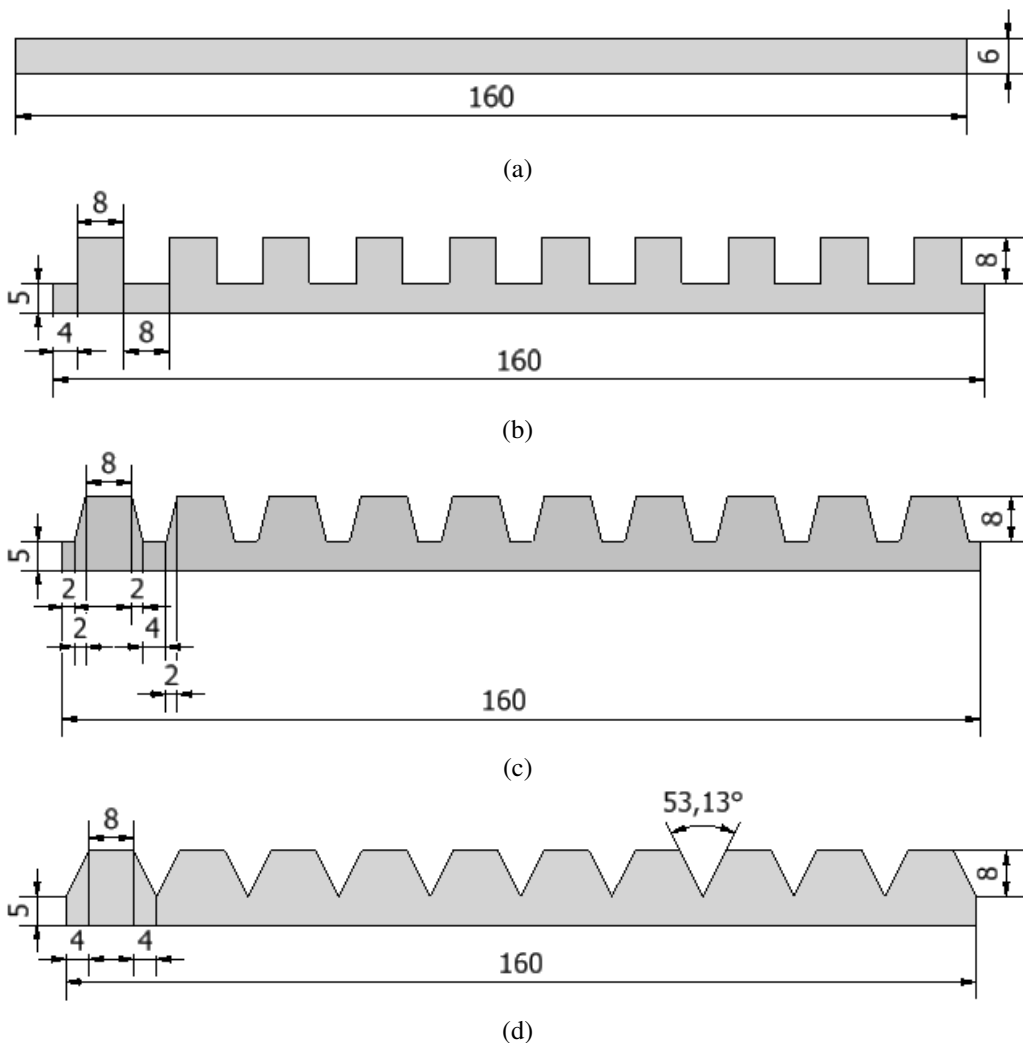
A validação física dos modelos numéricos ocorrerá a partir de discussões e análises comparativas numérico-experimentais da evolução do número de Nusselt médio com o número de Rayleigh, para as diferentes geometrias de placa estudadas. Os critérios de comparação e análise da eficiência térmica de transferência de calor global das geometrias estudadas serão apresentados e discutidos em detalhes na subseção 6.4.3. Os procedimentos de cálculo e análise de resultados experimentais serão apresentados na seção 5.2.

Foram utilizados os seguintes materiais e instrumentos de medição no processo de construção do aparato experimental e coleta de dados:

- 1 Chapa de Alumínio 5052F lisa, de espessura 6,35 mm e dimensões 350 x 250 mm;
- 3 Chapas de Alumínio 5052F lisas, de espessura 12,7 mm e dimensões 200 x 200 mm;
- Paquímetro universal quadrimensional, marca Insize®, com capacidade de 200 mm e resolução de 0,05 mm;
- Balança de cozinha digital, modelo SF-400, capacidade de 10 kg e resolução de 1 g;
- Termômetro infravermelho industrial sem contato, marca MESTEK®, modelo IR01B, com mira laser, emissividade ajustável, display LCD em cores, intervalo de temperaturas de -50°C a 500°C e tempo de resposta de 0,5 s;
- 20 m de cabo manga de 4 vias;
- 12 Sensores de Temperatura DS18B20, com precisão de $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ para o intervalo de temperaturas de -10°C a 85°C ;
- 2 m de espaguete termo retrátil, de diâmetro 1,5 mm;
- 1 caixa de resina epóxi bicomponente, marca durepoxi®;
- 1 caixa de madeira MDF, com dimensões 150 x 150 x 100 mm e espessura 2,8 mm, revestida lateralmente por chapas de isopor de 0,5 mm de espessura e preenchida com manta térmica de alta densidade;
- 1 Microcontrolador Arduino Mega 2560 R3;
- 1 Placa *protoboard* com 1380 furos, modelo BB-2T1D-01;
- 1 Resistor 4K7 ($4700\ \Omega$);
- Forno elétrico convectivo, marca Oster®, modelo *Convection Cook*, volume de 18 L e ajuste de temperaturas de 120°C a 230°C ;
- Câmara de madeira experimental de isolamento de dimensões 1 x 1 x 1 m e revestida por uma camada isolante de isopor, localizada no Laboratório de Termodinâmica da Faculdade de Engenharia de Bauru (FEB – UNESP).

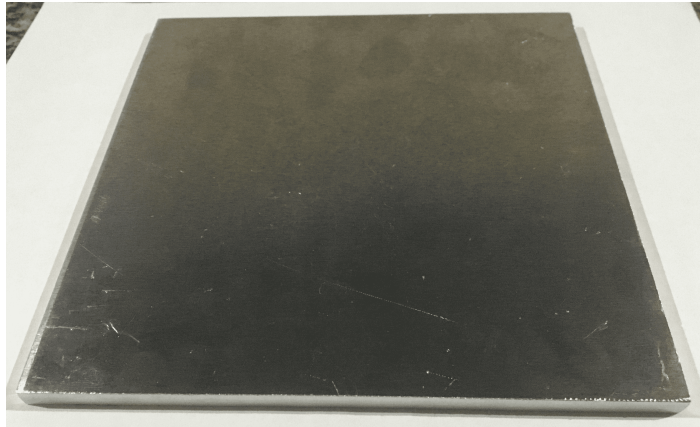
Para a construção das geometrias em estudo foram utilizadas 01 chapa de alumínio com espessura de 6,0 mm para a placa plana e 03 chapas de alumínio com espessura 12,7 mm para as placas com ondulações superficiais. A fabricação da placa plana ocorreu no Laboratório de Oficina Mecânica (LOM) da Faculdade de Engenharia de Bauru (FEB-UNESP), a partir de operações de corte em serra de fita, fabricante Amboss® e modelo AMB-350 e de fresamento convencional em Máquina Fresadora Universal, fabricante Zocca® e modelo U-30. A fabricação das placas com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares ocorreu no Laboratório de Fresamento do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo (IFSP), câmpus Araraquara, através de operações de fresamento convencional em Máquina Fresadora Ferramenteira, fabricante Diplommat®. As Figuras 17 e 18 apresentam, respectivamente, as vistas frontais em desenho técnico cotado e as fotos reais em perspectiva das peças fabricadas.

Figura 17 – Vistas frontais, em desenho técnico cotado, das placas (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares; dimensões em mm.

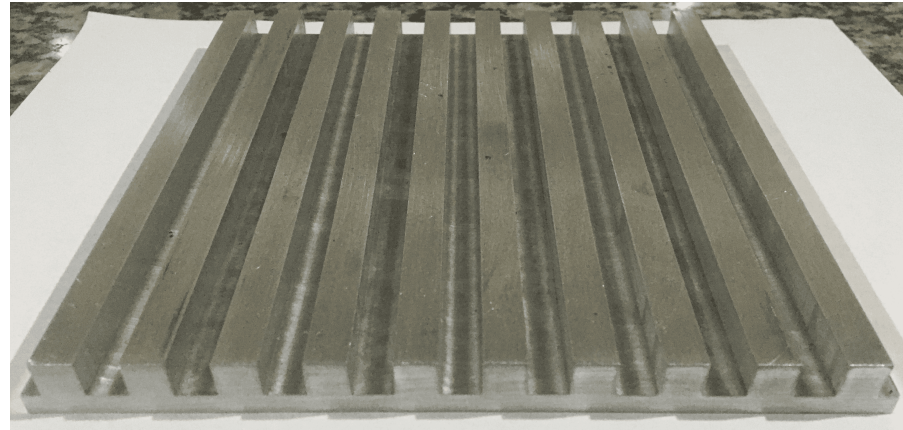


Fonte: Próprio Autor.

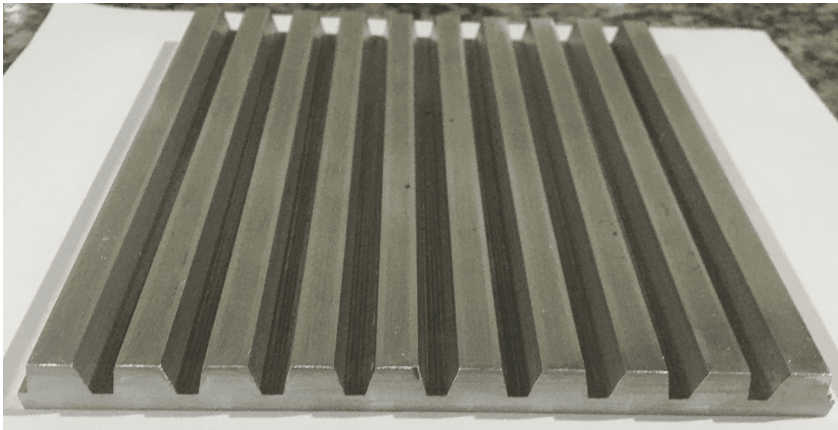
Figura 18 – Vistas em perspectiva das placas (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares.



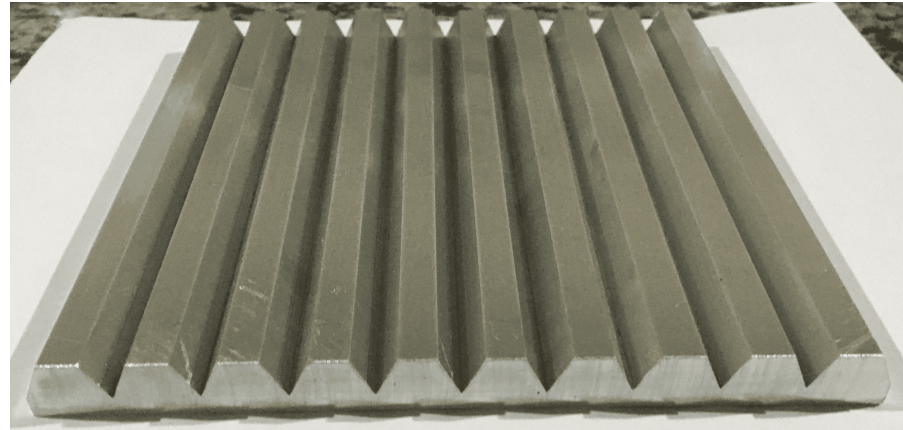
(a)



(b)



(c)



(d)

Fonte: Próprio Autor.

As propriedades físicas e geométricas das placas construídas encontram-se apresentadas na Tabela 10. As propriedades físicas c_{Al} e $k_{t_{Al}}$ do material foram obtidas do catálogo técnico de AlumiCopper (2011), sendo a primeira avaliada no intervalo de temperaturas de 0°C a 100°C e a segunda à temperatura de 25°C. As áreas superficiais foram calculadas a partir das dimensões geométricas finais, medidas com o paquímetro analógico. As massas foram aferidas com a utilização da balança digital.

Para a medição da emissividade superficial das placas utilizou-se uma metodologia de ajuste do valor da emissividade do termômetro infravermelho a laser, de forma que o valor da temperatura medida por esse instrumento seja equivalente, esteja o mais próximo possível, do registrado pelos sensores de temperatura DS18B20; obtendo-se valores da ordem de 0,3 a 0,4 e sendo adotado o valor médio de $\epsilon = 0,35$.

Tabela 10 – Propriedades físicas e geométricas das placas em estudo.

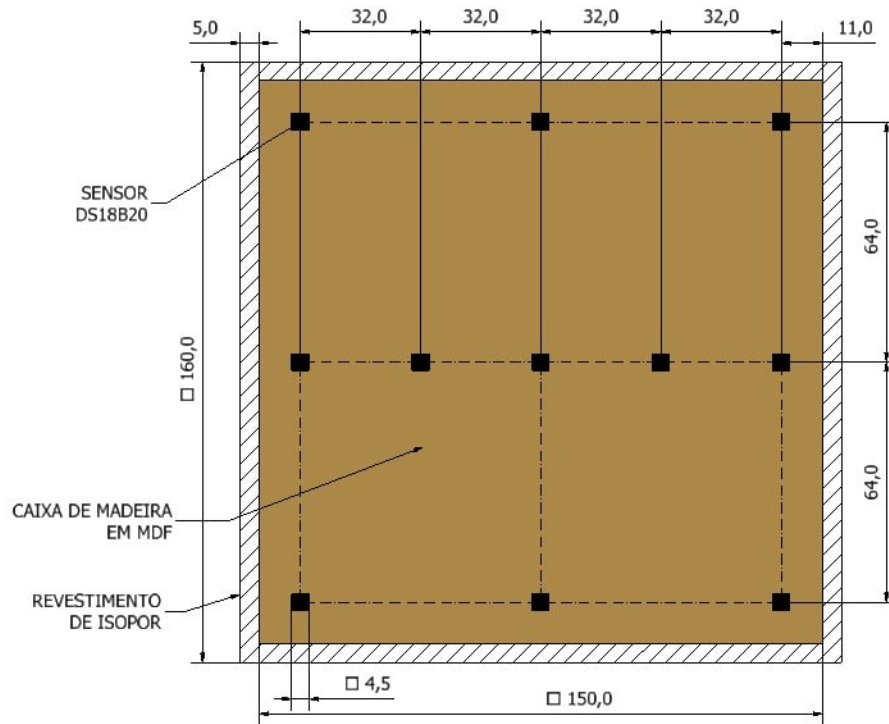
Propriedades	Placa Plana	Placa com Ondulações		
		Quadradas	Trapezoidais	Triangulares
c_{Al} [J/(kg.K)]	962,32	962,32		
$k_{t_{Al}}$ [W/(m.K)]	138,072	138,072		
ϵ	0,35	0,35		
L_P^{exp} [m]	0,16	0,16		
A [m ²]	0,02944	0,05568	0,05039	0,04654
A_P [m ²]	0,02944	0,03392		
m_P [kg]	0,436	0,603	0,685	0,724

Fonte: Próprio Autor.

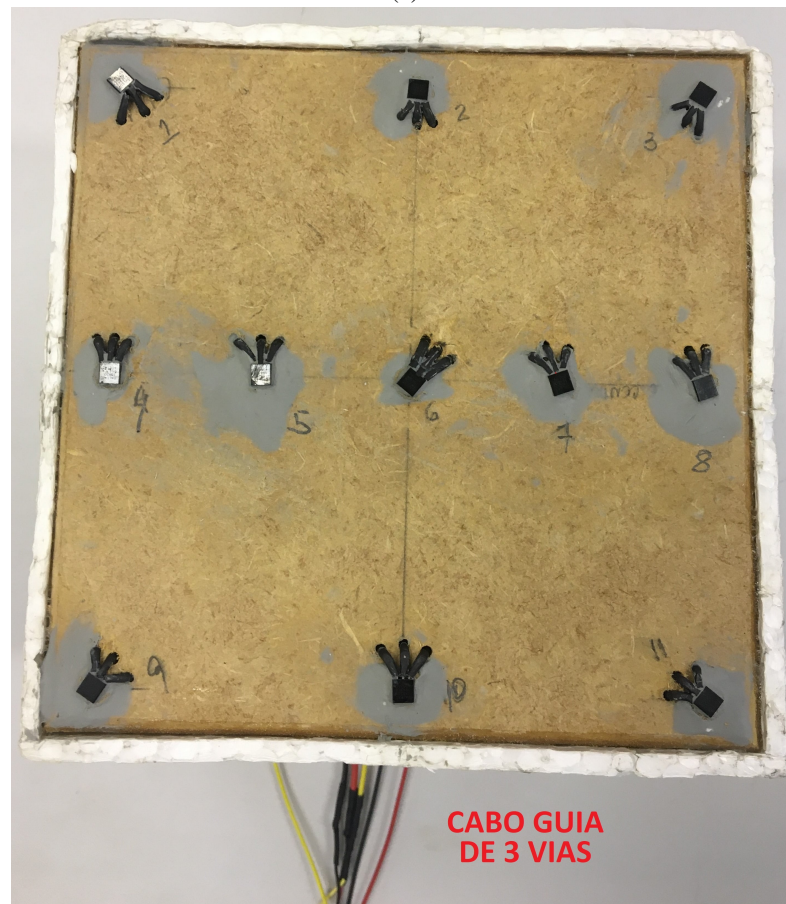
Após a fabricação das placas, tem-se a construção do aparato experimental de medição de temperaturas. Nesse dispositivo estão presentes os 12 sensores de temperatura, acondicionados na caixa suporte de madeira MDF e interligados a um cabo guia, que será ligado ao sistema de aquisição de dados. A Figura 19 ilustra, em desenho técnico esquemático cotado e na montagem física real, o posicionamento dos sensores de temperatura no aparato experimental, de forma que:

- Os sensores 1 a 11 estão fixados na própria superfície externa da caixa suporte e são utilizados para medir, por contato de pressão, a temperatura superficial das regiões longitudinal central (região do vale central) e de borda das placas;
- O sensor 12, não identificado na imagem, está fixado em posição mais afastada da região de influência da placa e é utilizado para medir a temperatura ambiente interna (\bar{T}_{∞}^{exp}).

Figura 19 – Vista superior em (a) desenho técnico cotado e (b) montagem física real do aparato de medição de temperaturas construído; dimensões em mm.



(a)



(b)

Fonte: Próprio Autor.

A seguir tem-se o detalhamento do processo de construção do aparato experimental.

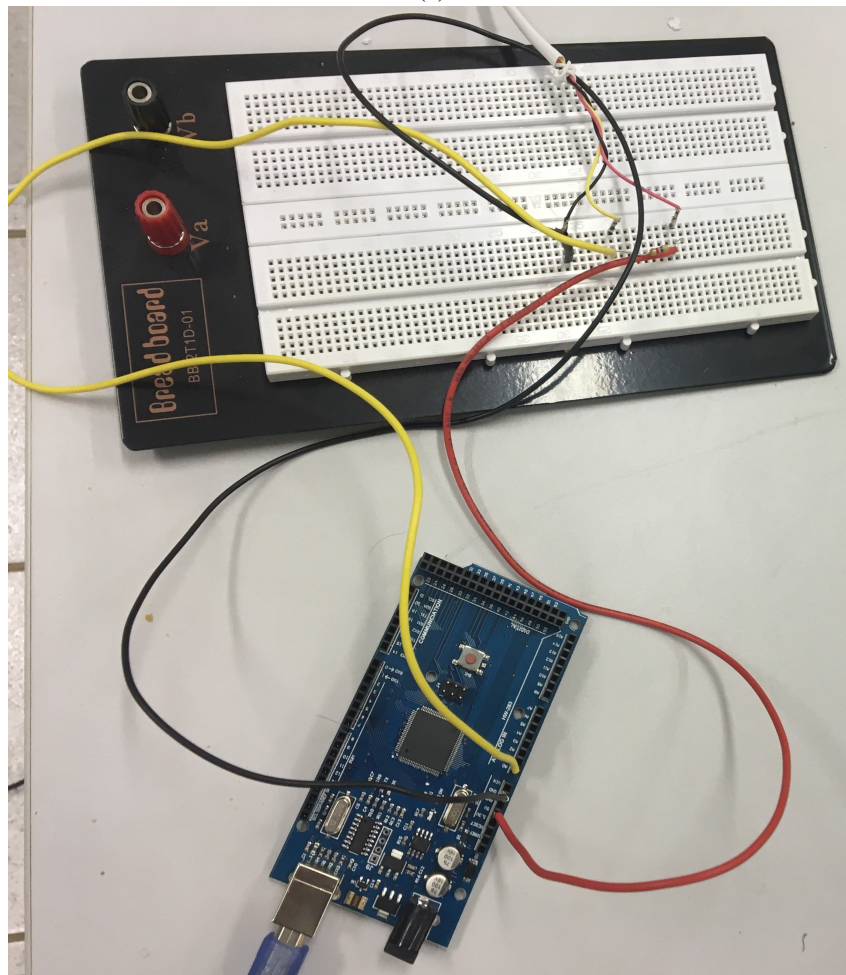
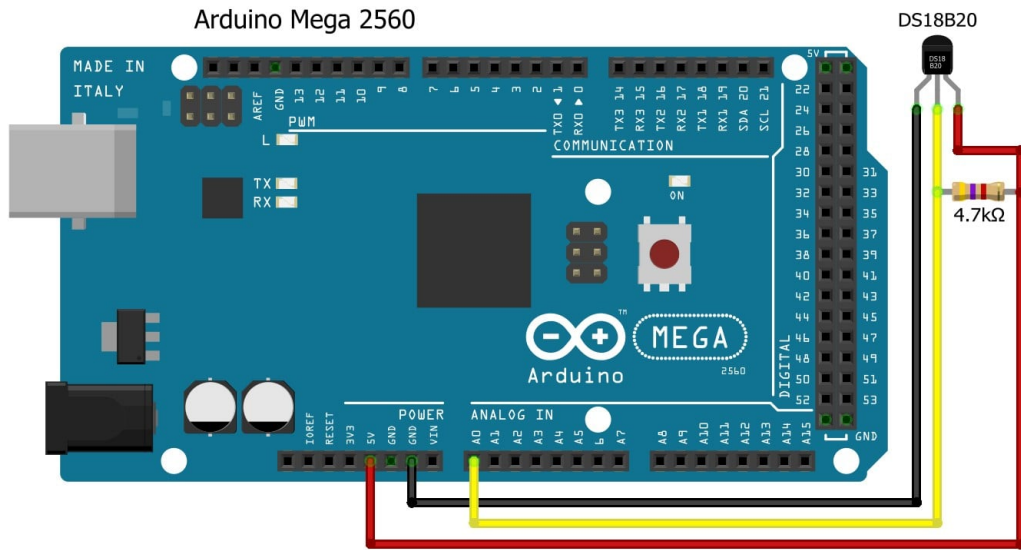
A construção tem início com a ligação dos pinos dos medidores de temperatura com as vias selecionadas do cabo manga; adotando-se a via de cor vermelha para o pino de alimentação (VCC), a via de cor preta para o pino de aterramento (GND) e a via de cor amarela para o pino de sinal (ligada a saída analógica AO do microcontrolador Arduino, que foi configurada como saída digital) – procedimento a ser realizado para todos os sensores. Observando-se a utilização de espaguete termo retrátil para melhor isolamento dos contatos soldados.

A preparação da superfície superior do suporte de madeira tem início com a marcação geométrica de posição dos sensores e furação. Em seguida os sensores são fixados nas furações da caixa, posicionando-os com a face de leitura para o exterior e suas fiações localizadas no interior isolado da caixa. Após preciso e igual alinhamento vertical, com verificação através do paquímetro, os sensores são colados na superfície superior da caixa com a resina epóxi. Por fim, procede-se a ligação das vias de mesma cor de todos os sensores, formando-se um cabo guia final de três vias e que será ligado ao sistema de controle e aquisição de dados.

O esquema de montagem do microcontrolador Arduino com o cabo guia é ilustrado na Figura 20. Destacando-se a utilização de uma placa *proto-board* para facilitar as conexões elétricas entre as vias do cabo e o Arduino. A adição de um resistor *pull-up* 4K7, em paralelo com as saídas de sinal e alimentação dos sensores de temperatura, tem a função de polarizar os sensores e estabilizar a recepção de sinal pelo microcontrolador. Após a montagem do circuito o sistema é ligado via cabo USB ao equipamento computacional (descrito na subseção 4.1.1) para energização do sistema e aquisição de dados.

O software de código livre Arduino IDE, versão 1.8.13, foi utilizado para compilar e executar o código computacional para medição de temperaturas. As medições foram realizadas a cada intervalo de tempo de 20 s e impressas no próprio monitor do Arduino, sem a utilização de *datalogger* externo.

Figura 20 – (a) Diagrama esquemático da ligação dos 12 sensores DS18B20 ao microcontrolador Arduino Mega 2560 e (b) montagem física real.



Fonte: Próprio Autor.

Para o estudo do processo de resfriamento das placas de alumínio foi adotado o procedimento de trabalho a seguir.

Para o processo de aquecimento das placas em forno elétrico convectivo, conforme ilustrado na Figura 21, tem-se as seguintes etapas: (1) pré-aquecimento do forno a 180°C por 20 min; (2) inserção da placa em estudo no interior do forno a 180°C, onde permanecerá por 15 min e (3) desligamento do forno, mantendo a placa em seu interior por mais 5 min, para homogeneização das temperaturas de superfície.

Figura 21 – Forno elétrico convectivo para aquecimento das placas.



Fonte: Próprio Autor.

Ao final do processo de aquecimento a placa será transferida rapidamente do forno para o interior da câmara de madeira isolada e posicionada sobre o aparato de medição de temperaturas construído, através de contato direto da região inferior da placa com a superfície dos sensores. A câmara de madeira isolada termicamente do ambiente externo, mostrada na Figura 22, tem o objetivo de estabelecer a convecção natural como mecanismo predominante de resfriamento. Importante ressaltar que a forma construtiva do interior da câmara de isolamento térmico, especificamente a posição dos suportes centrais de apoio, impediu o ideal posicionamento do aparato de medição de temperaturas no centro da região; sendo esperados, por essa razão, maiores desvios em relação aos modelos numéricos de convecção natural livre formulados, em face à maior influência da região de parede (especialmente à direita).

É importante destacar também a necessidade de posicionar corretamente a placa, e o mais rápido possível após a retirada do interior do forno, de forma a alinhar os sensores centrais (sensores 4, 5, 6, 7 e 8) à linha longitudinal central da região inferior (vale) da placa, conforme ilustrado na Figura 22 (b).

Cada placa de alumínio permanecerá dentro da câmara de isolamento por aproximadamente 5000 s (1h20min) para finalização do processo de resfriamento. A Figura 22 (b) também

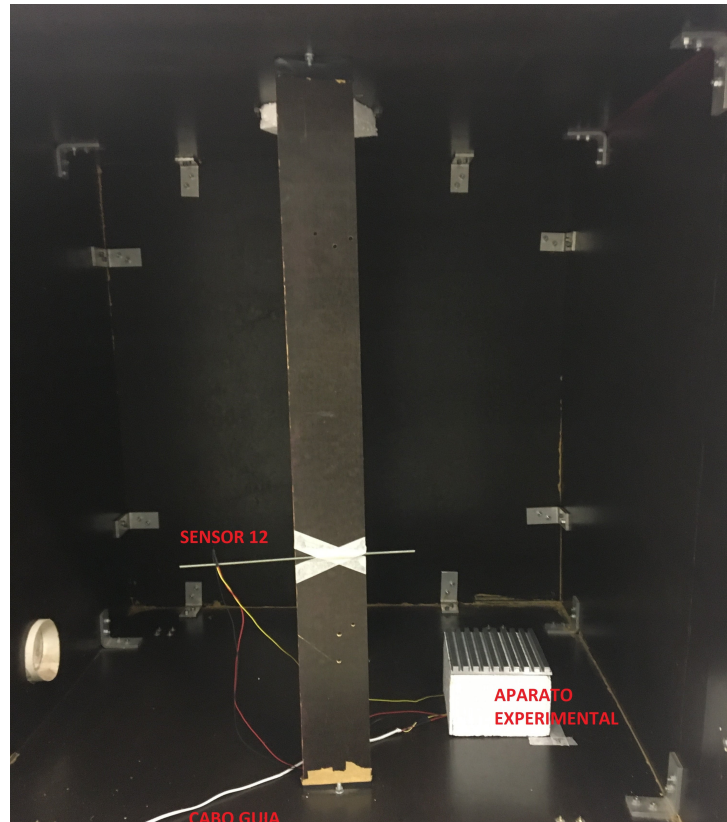
permite a visualização da posição do sensor de medição da temperatura ambiente interna.

O procedimento descrito de aquecimento e resfriamento das placas foi repetido e realizado 03 vezes para cada uma das geometrias estudadas. Os procedimentos de tratamento, análise e discussão dos resultados obtidos serão apresentados nos Capítulo 5 e Capítulo 6 desta tese.

Figura 22 – (a) Exterior e (b) interior da câmara de madeira isolada termicamente do ambiente externo.



(a)



(b)

Fonte: Próprio Autor.

5 FORMULAÇÃO DOS MODELOS

5.1 DEFINIÇÃO DOS MODELOS NUMÉRICOS

Os modelos físico-numéricos tridimensionais que foram desenvolvidos nesta tese para o estudo da transferência de calor por convecção natural em placas isotérmicas planas e com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares foram divididos e classificados, de forma sequencial, em:

- (a) Modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros;
- (b) Modelos de estudo de convergência de solução;
- (c) Modelos de testes de independência e consistência de malha e de definição de domínio físico;
- (d) Modelos de validação numérico-experimental.

A definição dos parâmetros físicos e numéricos adotados em cada modelo considera os avanços de entendimento aplicados a situação-problema estudada e possibilidades de aperfeiçoamento demonstradas pelas análises de resultados e conclusões dos modelos anteriores; que serão apresentadas e discutidas em detalhes no Capítulo 6.

As simulações computacionais dos modelos numéricos desta tese totalizam cento e sessenta e três (163) estudos, todos realizados com a utilização do software OpenFOAM®, versão 1912.

5.1.1 Modelos de Estudo, Seleção, Ajuste e Validação de Parâmetros

Inicialmente para estudar, selecionar, ajustar e validar os principais parâmetros físicos e numéricos a serem aplicados nos problemas de convecção natural abordados nesta tese, tem-se a construção de modelos de testes simplificados – chamados de modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros. Esses modelos foram utilizados no estudo dos parâmetros grau de refinamento da malha (definido através do *maxCellSize*), *layers* de refinamento, modelos físicos de condições de contorno e modelos de turbulência e foram validados através de resultados experimentais consolidados na literatura científica de Kitamura *et al.* (2015).

A avaliação da influência e eficiência dos parâmetros estudados sobre a previsão das taxas de transferência de calor por convecção natural sobre a superfície das placas planas dos modelos de testes foi baseada nos valores dos erros percentuais absolutos; que são calculados, com base na referência dos dados experimentais de Kitamura *et al.* (2015), a partir da Equação:

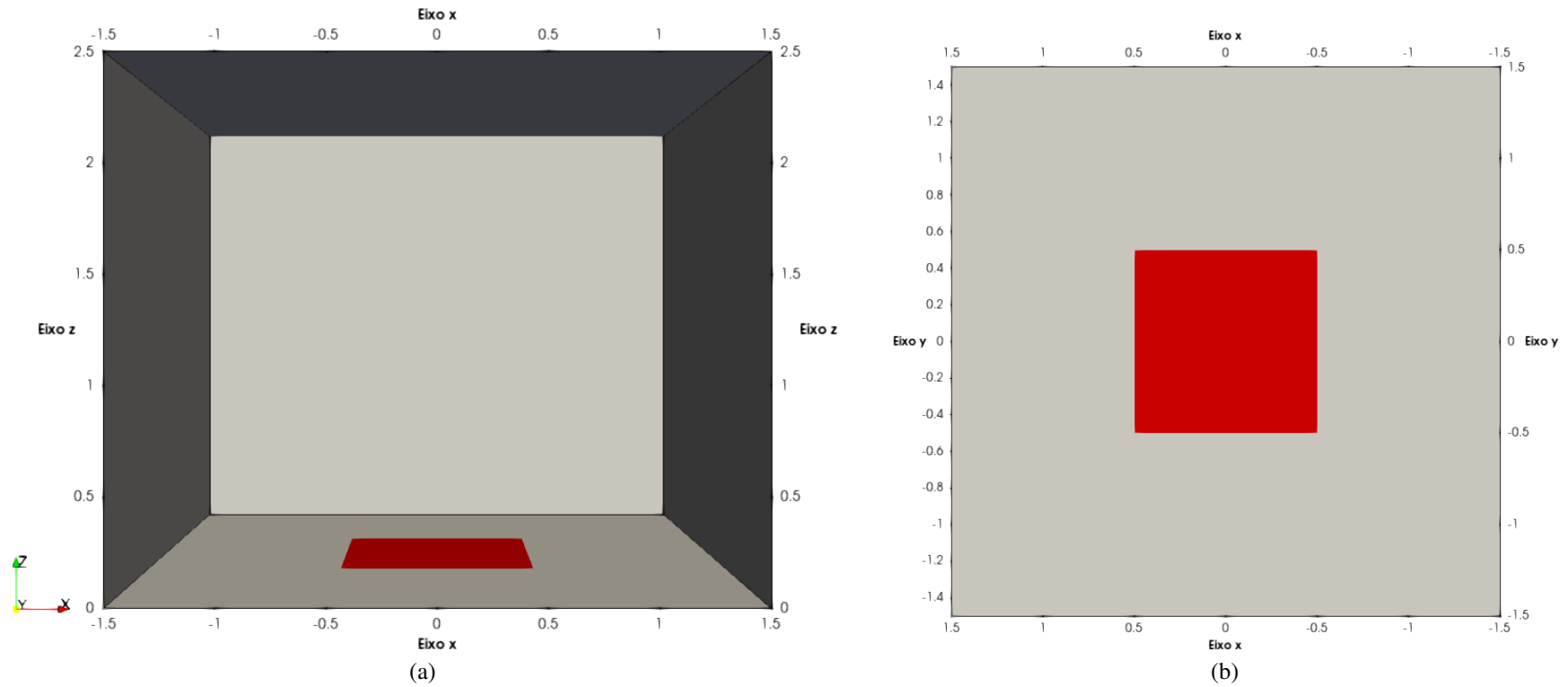
$$\text{Erro} = \left| \frac{\overline{Nu}_{\text{experimental}} - \overline{Nu}_{\text{simulação}}}{\overline{Nu}_{\text{experimental}}} \right| \cdot 100\% \quad (70)$$

Os modelos desta seção consistem em uma placa plana de dimensões 1 x 1 m, com temperatura fixa e igual a 40°C e alocada, para fins de domínio físico de simulação numérica, em uma região 3 x 3 x 2,5 m, contendo ar a temperatura inicial de 20°C. As dimensões dessa região de domínio físico aberto independente foram definidas a partir de resultados da literatura técnico-científica, características físicas e numéricas do problema em estudo e diversos testes realizados durante a construção desta tese. A Figura 23 representa as vistas (a) isométrica (retirando-se a face da frente, para fins de melhor visualização) e a (b) superior da geometria do problema tratado.

Por dupla simetria em relação aos eixos x e y, pode-se simular um quarto da malha total, conforme pode ser visualizado na Figura 24 (a) e (b); representando uma economia considerável de esforço computacional e tempo demandados nas simulações. As vizinhanças/fronteiras do domínio físico estudado consistem em sete (07) superfícies: esquerda, frente, direita, atrás, cima, baixo e placa. Tal divisão de domínio objetiva facilitar o processo de identificação e implementação das condições de contorno nos modelos físicos simulados.

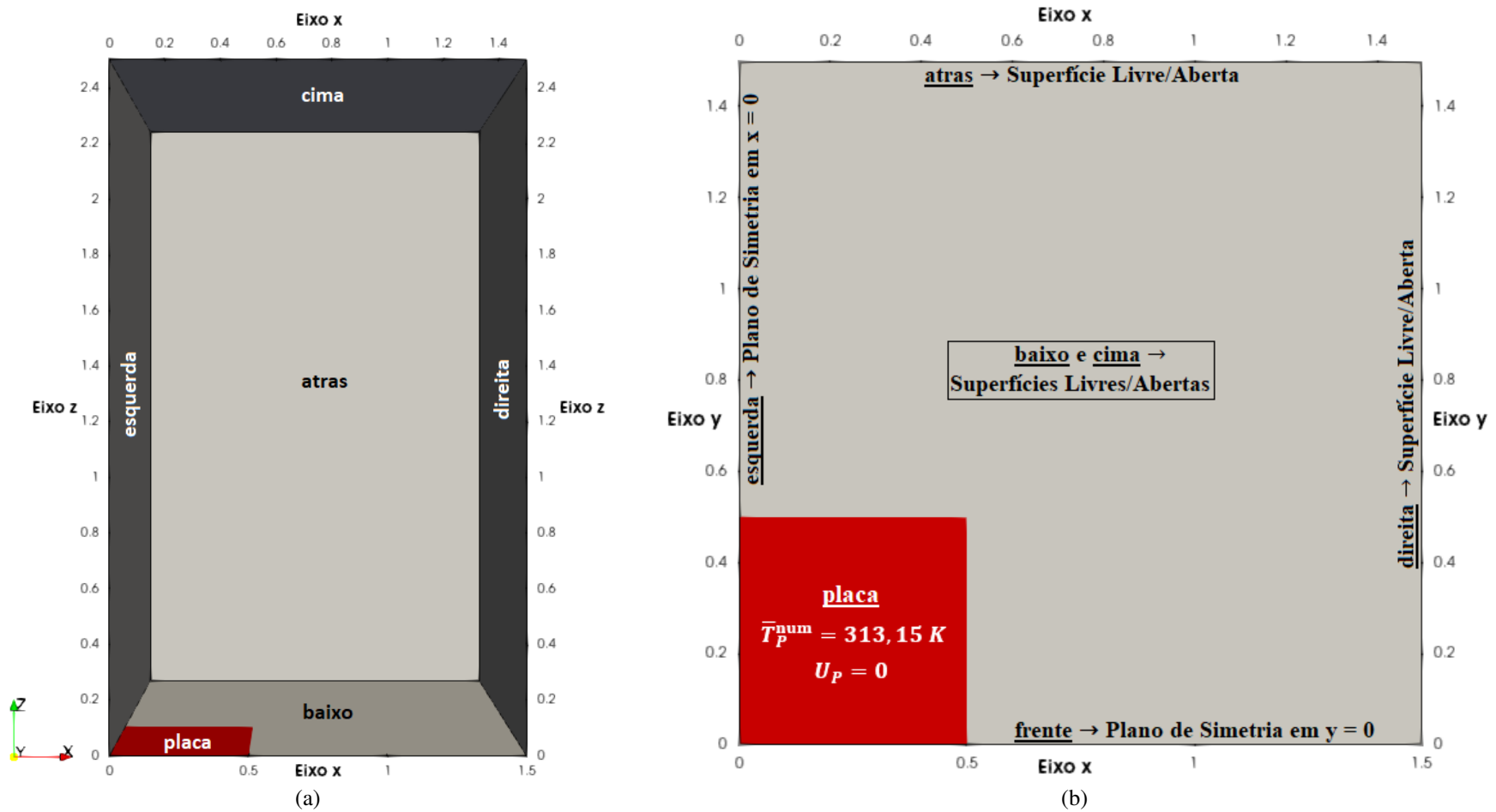
As superfícies nomeadas de esquerda e frente são do tipo *symmetry* e representam faces de simetria em relação ao domínio total de estudo reduzido. As superfícies direita, atrás, cima e baixo são do tipo *patch* e representam regiões abertas do domínio, que permitem transferência de massa e energia através dessas fronteiras. Por fim a superfície placa é do tipo *wall* e consiste na única região de parede sólido dentro do domínio estudado. A Figura 24 (b) também ilustra as características físicas das condições de contorno das superfícies de subdivisão do domínio físico.

Figura 23 – Modelo físico de placa plana isotérmica imersa em domínio de ar, apresentado em vistas (a) isométrica e (b) superior.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 24 – Vistas (a) isométrica e (b) superior do modelo físico de placa plana isotérmica, reduzido a um quarto da malha total por dupla simetria e com identificação e nomeação das vizinhanças e das condições de contorno utilizadas.



Fonte: Próprio Autor.

Os modelos para estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros compreendem oitenta e seis (86) simulações, realizadas em configuração padrão (Configuração A) do subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam*; cujos principais resultados serão analisados e discutidos no Capítulo 6. Os testes compreendem simulações realizadas em regime laminar e turbulento (baseados na classificação de Kitamura *et al.* (2015)); em malhas com e sem *layers* de refinamento; com diferentes valores de *maxCellSize*; com e sem a utilização de funções de parede nas propriedades turbulentas ε , κ , ν_t e ω e com a presença dos modelos de turbulência $\kappa - \varepsilon$, $\kappa - \omega SST$ ou sem a presença desses modelos (unicamente em regime supostamente laminar).

Importante destacar que a classificação entre o regime de escoamento laminar e turbulento não é absoluta. Mesmo os autores da referência Kitamura *et al.* (2015) tendo definido o regime de escoamento como laminar para os valores de $2 \cdot 10^4 < Ra_{de} < 2 \cdot 10^6$, ainda existem dúvidas em relação ao real comportamento físico do escoamento na situação problema em questão. Dessa forma, para avaliação da suposta condição de escoamento em regime laminar (denotada neste trabalho como Laminar*) foram realizadas simulações em condições sem modelo de turbulência e com os modelos de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega SST$; verificando-se ao final qual das soluções numéricas tem melhor concordância com os resultados experimentais e definindo-se o regime de escoamento.

A Figura 25 apresenta esquematicamente e de forma resumida todos os tipos de simulações realizadas nos modelos desta seção.

Da classificação de regime laminar e turbulento em convecção natural para placas planas de Kitamura *et al.* (2015), foram adotados os valores de $Ra_{de} = 1 \cdot 10^5$ para regime laminar* e $Ra_{de} = 2 \cdot 10^8$ para regime turbulento; conforme faixas de aplicação da Equação 1. A definição desses valores de Ra_{de} nas simulações realizadas ocorreu através de ajuste numérico virtual da aceleração da gravidade, conforme Equação 23 e mantendo-se as demais propriedades físicas da Tabela 5 inalteradas. A Tabela 11 ilustra os valores de g utilizados nas simulações desta seção.

Tabela 11 – Ajuste numérico virtual da aceleração da gravidade para alteração do número de Rayleigh nas simulações dos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros.

Regime	Número de Rayleigh (Ra_{de})	g [m/s ²]
Laminar*	$1 \cdot 10^5$	(0; 0; $-5,6346 \cdot 10^{-4}$)
Turbulento	$2 \cdot 10^8$	(0; 0; $-1,12691$)

Fonte: Próprio Autor.

As Tabelas 12 e 13 apresentam as condições de contorno, por superfície, utilizadas

nos modelos com e sem funções de parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω , respectivamente. A descrição e discussão de cada condição de contorno utilizada será feita a seguir e conforme OpenCFD (2019i).

Iniciando-se a descrição das condições de contorno por aquelas comuns a todos os modelos, excetuando-se, unicamente, a região de parede sólida da placa para os subdiretórios ε , κ , ν_t e ω .

A condição *inletOutlet* para o subdiretório **T** fornece uma condição de saída genérica para a temperatura, com base na condição de entrada especificada no caso de fluxo de retorno. A condição funciona com base no sinal do fluxo através das faces, onde em fluxo positivo (para fora do domínio) aplica-se a condição de gradiente nulo e em fluxo negativo (para dentro do domínio) aplica-se o valor fixo de entrada em *inletValue*, geralmente igual à temperatura ambiente de referência; conforme OpenCFD (2019n).

A condição *fixedValue*, utilizada nos subdiretórios **T** e κ fornece um valor fixo e uniforme, respectivamente, de 313,15 K e 0,0 m²/s² para a placa.

A condição *calculated* para o subdiretório **p** fornece uma condição genérica de cálculo a partir de uma atribuição de campo, conforme OpenCFD (2019m). No caso, determinação da pressão total relativa (*p*) a partir do campo pseudo-pressão dinâmica (*p_rgh*).

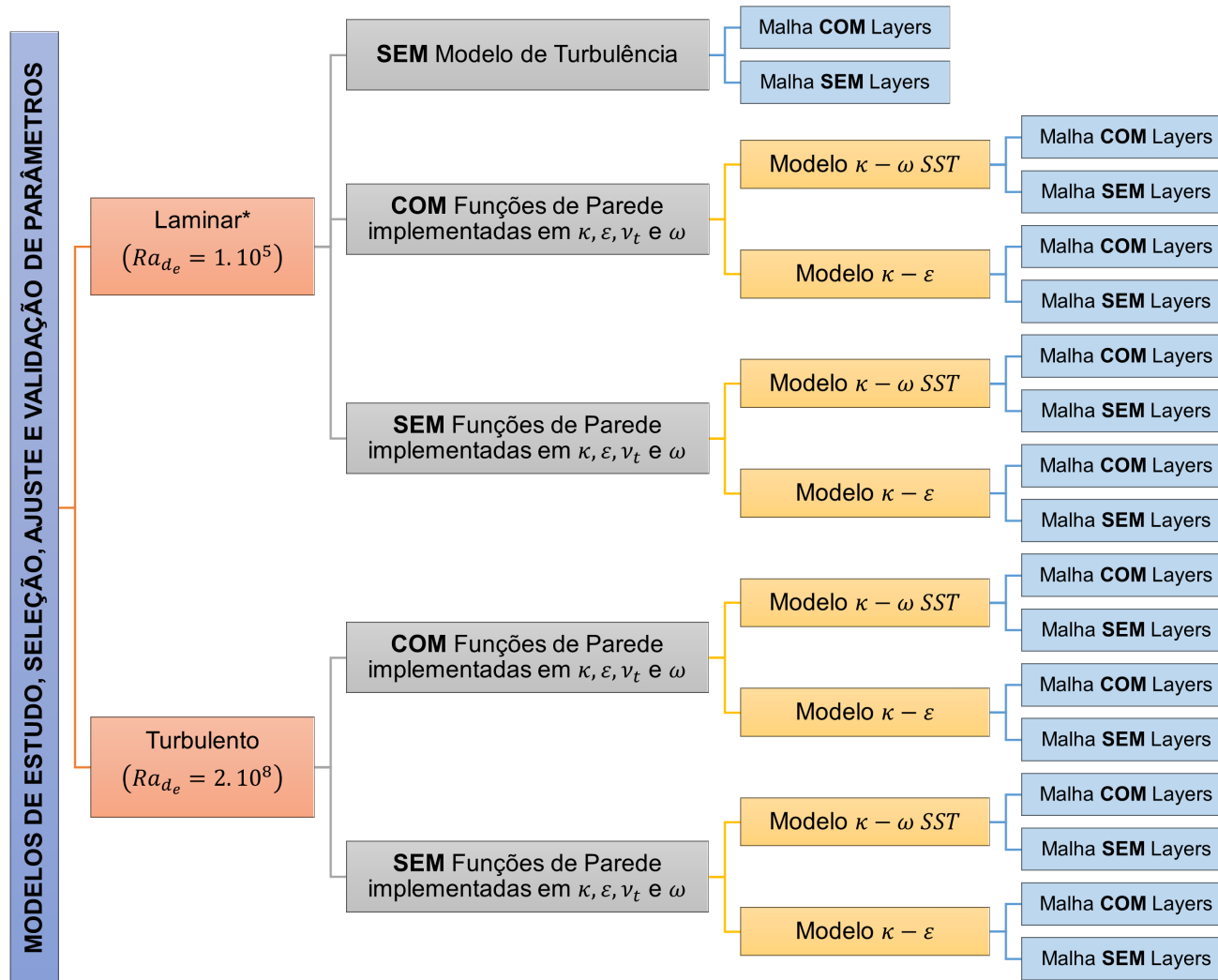
Para o subdiretório *p_rgh* tem-se as condições de contorno *totalPressure* e *fixedFluxPressure*. A primeira é uma condição de entrada que fornece uma condição de pressão total, que para escoamentos incompressíveis e conforme OpenCFD (2019o), é dada por:

$$p_P = p_0 - 0,5 \cdot |\mathbf{u}|^2 \quad (71)$$

A segunda, *fixedFluxPressure*, conforme OpenCFD (2019c), é uma condição de entrada que define o gradiente de pressão para o valor fornecido, de forma que o fluxo na fronteira seja aquele especificado nas condições de contorno do subdiretório **U**.

Para o subdiretório **U** tem-se as condições de contorno *noSlip* e *pressureInletOutletVelocity*. A condição *noSlip* fixa a velocidade em zero nas regiões de parede, conforme OpenCFD (2019f). Já a condição *pressureInletOutletVelocity* estabelece os limites de velocidade na entrada ou saída a partir da pressão especificada – fixando gradiente nulo para as saídas e definindo a velocidade a partir da componente normal de fluxo à face da célula interna para entradas, tudo conforme o sentido do fluxo orientado e conforme OpenCFD (2019j).

Figura 25 – Representação esquemática classificativa dos testes realizados nos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros.



Fonte: Próprio Autor.

Tabela 12 – Condições de contorno utilizadas nos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros com funções de parede implementadas.

Modelos com função de parede									
Região	T [K]	p [m^2/s^2]	p_{-rgh} [m^2/s^2]	U [m/s]	α_t [m^2/s]	ε [m^2/s^3]	κ [m^2/s^2]	ν_t [m^2/s]	ω [s^{-1}]
placa	fixedValue uniform 313,15 K	calculated	fixedFluxPressure	noSlip	alphiJayatileke WallFunction uniform 0	epsilonWallFunction uniform $4 \cdot 10^{-6}$	kqRWallFunction uniform $1 \cdot 10^{-5}$	nutkWallFunction uniform 0	omegaWallFunction uniform $1 \cdot 10^{-8}$
baixo	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
direita	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
cima	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
atras	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
esquerda	symmetry								
frente	symmetry								

Fonte: Próprio Autor.

Tabela 13 – Condições de contorno utilizadas nos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros sem funções de parede implementadas.

Modelos sem função de parede									
Região	T [K]	p [m^2/s^2]	p_{-rgh} [m^2/s^2]	U [m/s]	α_t [m^2/s]	ε [m^2/s^3]	κ [m^2/s^2]	ν_t [m^2/s]	ω [s^{-1}]
placa	fixedValue uniform 313,15 K	calculated	fixedFluxPressure	noSlip	alphanJayatilleke WallFunction uniform 0	zeroGradient	fixedValue uniform 0	zeroGradient	zeroGradient
baixo	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
direita	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
cima	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
atras	inletOutlet	calculated	totalPressure	pressureInlet OutletVelocity	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
esquerda	symmetry								
frente	symmetry								

Fonte: Próprio Autor.

As condições de contorno *zeroGradient* e *symmetry*, presentes em diversos subdiretórios, impõe, respectivamente, restrições de gradiente nulo e de simetria as superfícies consideradas.

A condição *alphatJayatillekeWallFunction* para o subdiretório α_t é uma condição de parede padrão do OpenFOAM® para fluidos incompressíveis e fornece uma função de parede para a difusividade térmica turbulenta, baseada no modelo de função de parede térmica de Jayatilleke e conforme OpenCFD (2019a). O modelo de função de parede térmica de Jayatilleke encontra-se descrito em mais detalhes e com aplicações em Jayatilleke (1966) e Versteeg e Malalasekera (2007), sendo apresentado nas Equações:

$$T^+ = Pr_t \cdot (u^+ + P_J) \quad (72)$$

$$P_J = 9,24 \cdot \left[\left(\frac{Pr_t^{num}}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \cdot \left\{ 1 + 0,28 \cdot \exp \left[-0,007 \cdot \left(\frac{Pr_t^{num}}{Pr_t} \right) \right] \right\} \quad (73)$$

Prosseguindo-se para os modelos que utilizam funções de parede nos subdiretórios ε , κ , ν_t e ω para a região de parede sólida da placa; conforme tratamento descrito e fundamentado por Vieser *et al.* (2002).

Para o subdiretório ε tem-se a condição *epsilonWallFunction*, que fornece uma restrição de parede na taxa de dissipação da energia cinética turbulenta para modelos de turbulência de baixo e alto Re ; que se encontra descrita em mais detalhes em OpenCFD (2019b).

Para o subdiretório κ tem-se a condição *kqRWallFunction*, que fornece uma condição simplificada de gradiente nulo para os casos de escoamento de baixo e alto Re ; que se encontra descrita em mais detalhes em OpenCFD (2019e).

No subdiretório ω tem-se a condição *omegaWallFunction*, que fornece uma restrição de parede na taxa específica de dissipação da energia cinética turbulenta para modelos de turbulência de baixo e alto Re e que é calculada através das Equações 60 a 62; conforme Vieser *et al.* (2002) e OpenCFD (2019h).

Por fim, para o subdiretório ν_t , tem-se a condição *nutkWallFunction*. De acordo com OpenCFD (2019g), fornece uma restrição de parede na viscosidade cinemática turbulenta, ao utilizar funções de parede com base na energia cinética turbulenta.

Os resultados das oitenta e seis (86) simulações dos modelos de placa plana desta seção permitiram o melhor entendimento dos parâmetros físicos e numéricos estudados e a seleção daqueles mais adequados ao estudo da situação-problema tratada. As conclusões obtidas foram

extrapoladas às geometrias de placas com ondulações e aplicadas aos modelos e simulações posteriores desta tese.

5.1.2 Modelos de Estudo de Convergência de Solução

Os modelos de estudo de convergência de solução objetivaram definir, de forma comparativa, a melhor configuração (A ou B) do subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam* para os modelos físicos de placas plana e com ondulações (quadradas, trapezoidais e triangulares) desta tese; baseando-se nos critérios tempo computacional demandado, estabilidade e convergência de solução e desvio numérico. A Figura 26 apresenta, de forma esquemática e em ordem classificativa, os tipos de simulações realizadas nos modelos desta seção.

Todos os testes realizados nos modelos físicos de placa plana ocorreram em domínio físico de dimensões 1,5 x 1,5 x 2,5 m e em malhas com $maxCellSize = 2,5$ e sem *layers* de refinamento. Totalizaram cinco (05) novas simulações, visto que os testes na Configuração A já foram realizados nos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros. Os testes na Configuração B foram realizados em regime laminar* (com $Ra_{de} = 1 \cdot 10^5$) sem a inclusão de modelos de turbulência e em regime turbulento (com $Ra_{de} = 2 \cdot 10^8$) com os modelos de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega SST$ e em condições com e sem funções de parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω . Os desvios numéricos das simulações, admitindo-se a Configuração B para cálculo do $\overline{Nu}_{referência}$, podem ser calculados através de:

$$\text{Desvio} = \left| \frac{\overline{Nu}_{referência} - \overline{Nu}_{simulação}}{\overline{Nu}_{referência}} \right| \cdot 100\% \quad (74)$$

Para os estudos de convergência aplicados aos modelos físicos de placa com ondulações foram realizadas seis (06) simulações; todas em condições de domínio físico de dimensões 0,75 x 0,75 x 2,5 m, em malhas com $maxCellSize = 0,9$ e sem *layers* de refinamento e com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com funções de parede implementadas nos parâmetros turbulentos ε , κ e ν_t . As simulações foram realizadas em diferentes condições físicas do Ra_{LP} , iguais a $5 \cdot 10^6$, $8 \cdot 10^6$ e $1 \cdot 10^7$ para as placas com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares, nessa ordem. O desvio percentual entre as diferentes configurações foi calculado através da Equação 74, novamente admitindo-se a Configuração B para cálculo do $\overline{Nu}_{referência}$.

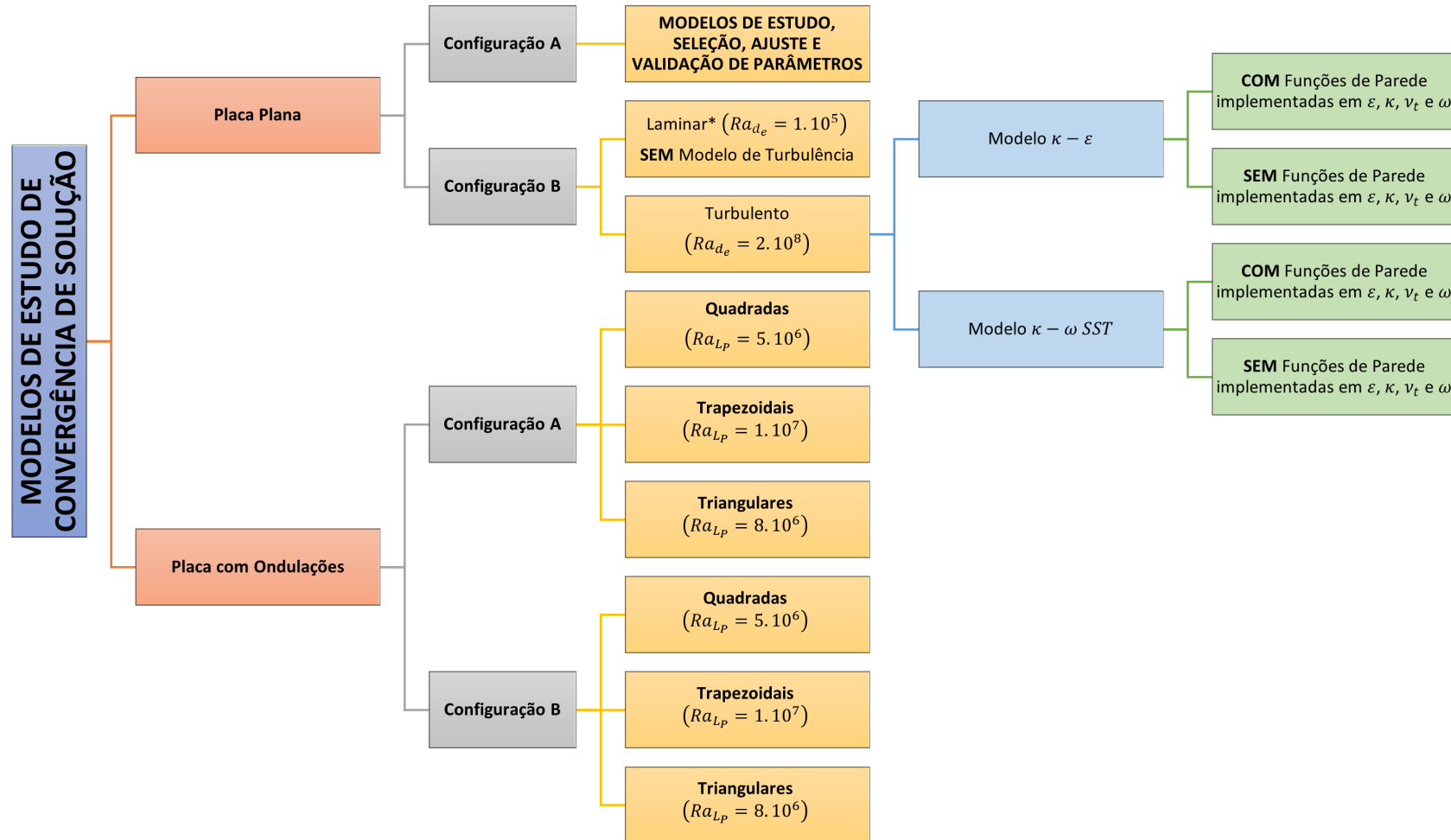
Ao término das onze (11) simulações desta seção e análise dos seus resultados, tem-se a definição da melhor configuração a ser utilizada no subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam* para as situações-problema estudadas. Essa configuração foi

aplicada aos modelos e simulações posteriores desta tese.

5.1.3 Modelos de Testes de Independência e Consistência de Malha e de Definição de Domínio Físico

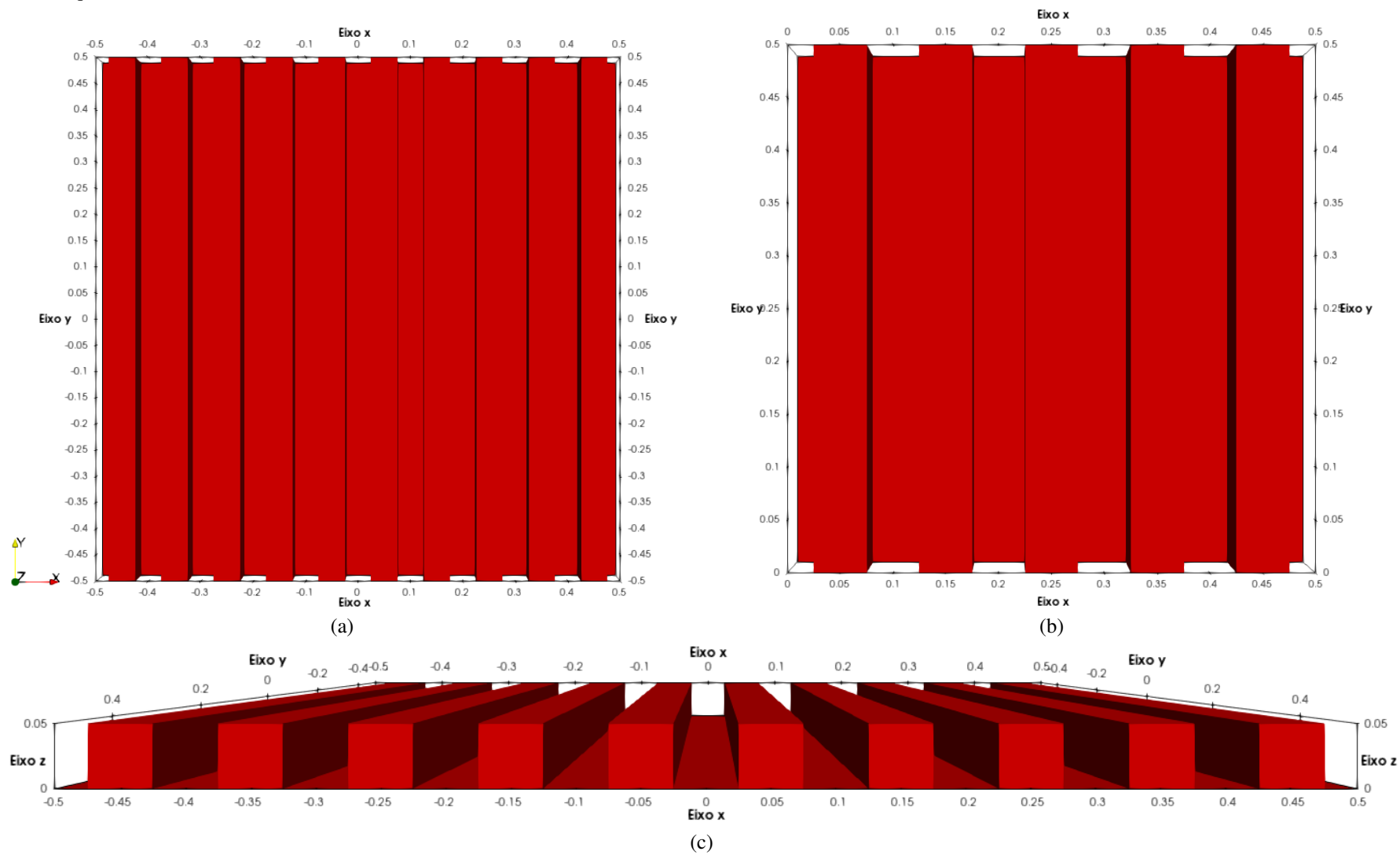
Os modelos de testes de independência e consistência de malha e de definição de domínio físico consistem em uma placa com ondulações quadradas com temperatura fixa e igual a 40°C em uma região de domínio físico de simulação numérica independente, contendo ar a temperatura inicial de 20°C. A placa tem dimensão de 1 x 1 m e é composta por 10 ondulações quadradas, com altura e comprimento iguais a 0,05 m, espaçadas igualmente entre si com vão de 0,05 m; ilustrada na Figura 27, com os item (a), (b) e (c) representando, nessa ordem, as vistas superior total, superior com um quarto de domínio por dupla simetria em relação aos eixos x e y e frontal total.

Figura 26 – Representação esquemática classificativa dos testes realizados nos modelos de estudo de convergência de solução.



Fonte: Próprio Autor.

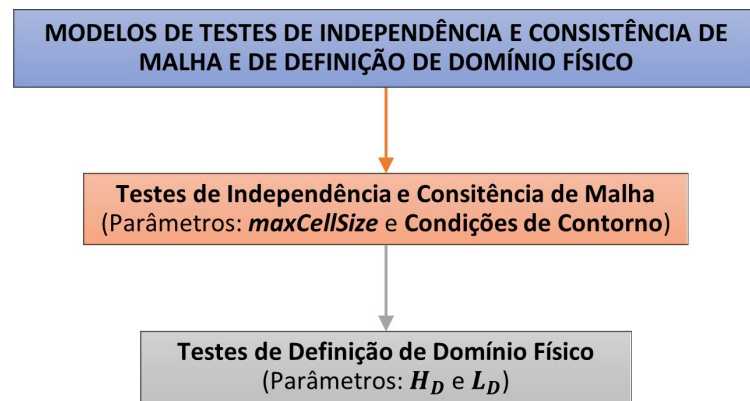
Figura 27 – Vistas (a) superior total, (b) superior com um quarto de domínio por dupla simetria em relação aos eixos x e y e (c) frontal, do modelo físico de placa com ondulações quadradas.



Fonte: Próprio Autor.

Os modelos deste capítulo objetivaram: a) determinar a melhor configuração de malha e condições de contorno aos modelos de placa com ondulações; observando-se os resultados obtidos e conclusões dos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros e modelos de estudo de convergência de solução e b) definir o menor tamanho do domínio físico numérico de alocação da placa (altura H_D e comprimento de base L_D), que alie menor influência nos resultados numéricos e menor tempo de simulação e esforço computacional demandados. A Figura 28 ilustra esquematicamente a sequência de testes e simulações desta seção.

Figura 28 – Sequência de testes e simulações realizados nos modelos de testes de independência e consistência de malha e de definição de domínio físico.



Fonte: Próprio Autor.

A avaliação dos parâmetros estudados sobre os resultados das simulações dos modelos desta seção foi baseada nos desvios percentuais absolutos – calculados através da Equação 74 a partir de simulações de referência, que apresentam maior refinamento (menor $maxCellSize$) ou maior complexidade geométrica (com maior H_D ou L_D). Também são utilizados critérios de análise dos valores de y^+ (mínimo, máximo e médio) e de estabilidade e convergência de simulação.

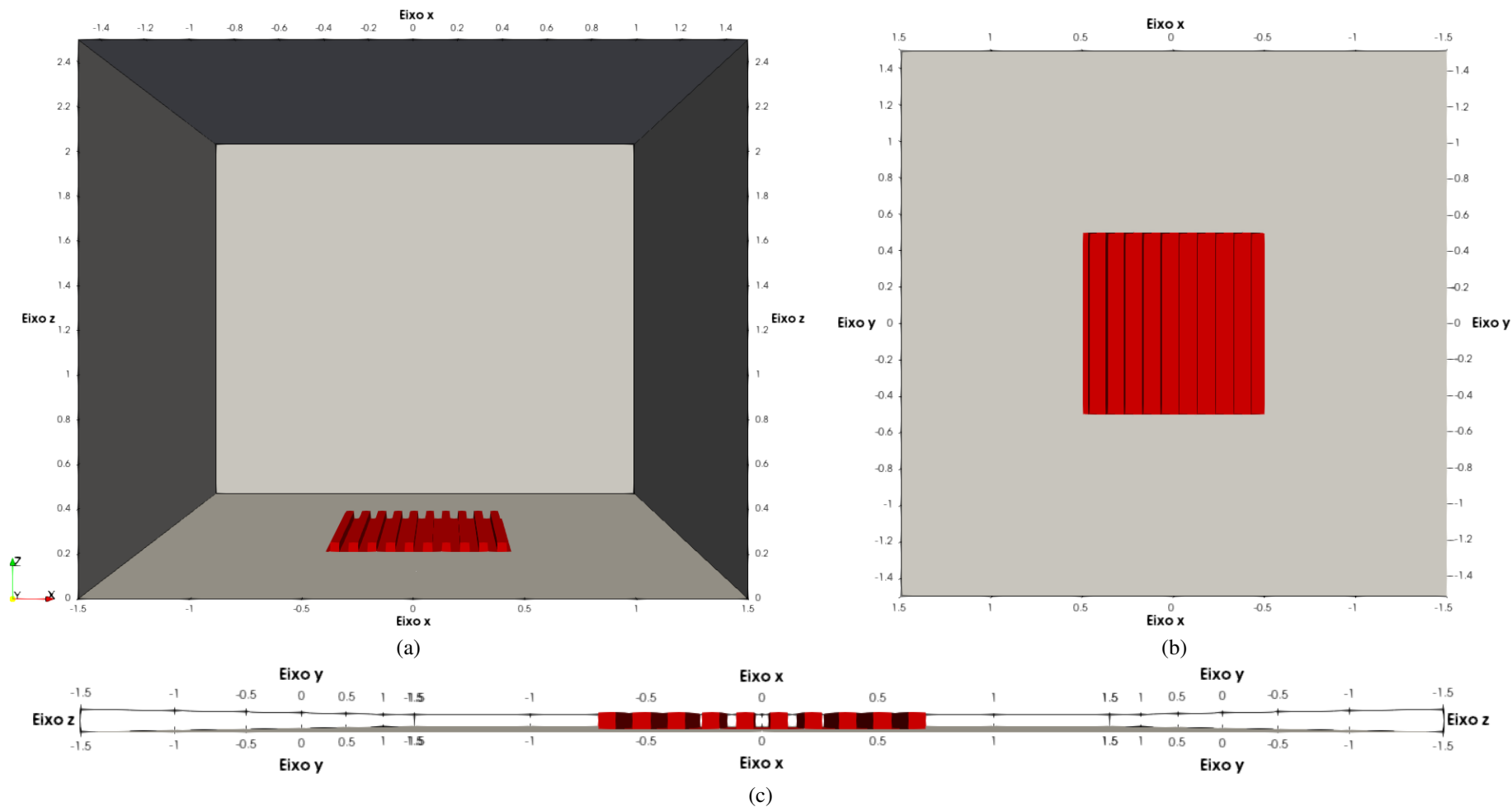
Todas as simulações numéricas desta seção foram realizadas em malhas sem *layers* de refinamento, utilizando a Configuração B do subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam*, com o valor padrão da aceleração da gravidade $|g| = 9,81 \text{ m/s}^2$ e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$. Das propriedades físicas disponíveis na Tabela 5 e considerando-se o comprimento longitudinal da placa $L_P^{\text{num}} = 1 \text{ m}$ como comprimento característico do escoamento estudado, tem-se $Ra_{L_P} = 1,741 \cdot 10^9$.

Inicialmente têm-se os testes de independência e consistência de malha, que objetivaram

determinar a configuração de malha e de condições de contorno que melhor se ajustavam, numérica e fisicamente, ao problema tratado. Para a realização desses testes fez-se necessário escolher um domínio físico de simulação numérica a ser utilizado – o qual optou-se, por questões de similaridade e pela boa concordância dos resultados obtidos, pela utilização do mesmo tamanho adotado nos modelos de placa plana; de dimensões totais $3 \times 3 \times 2,5$ m e preenchido com ar a temperatura inicial de 20°C . A Figura 29, itens (a), (b) e (c), representa, nessa ordem, as vistas isométrica (retirando-se a face da frente, para fins de melhor visualização), superior e frontal da geometria do problema em estudo.

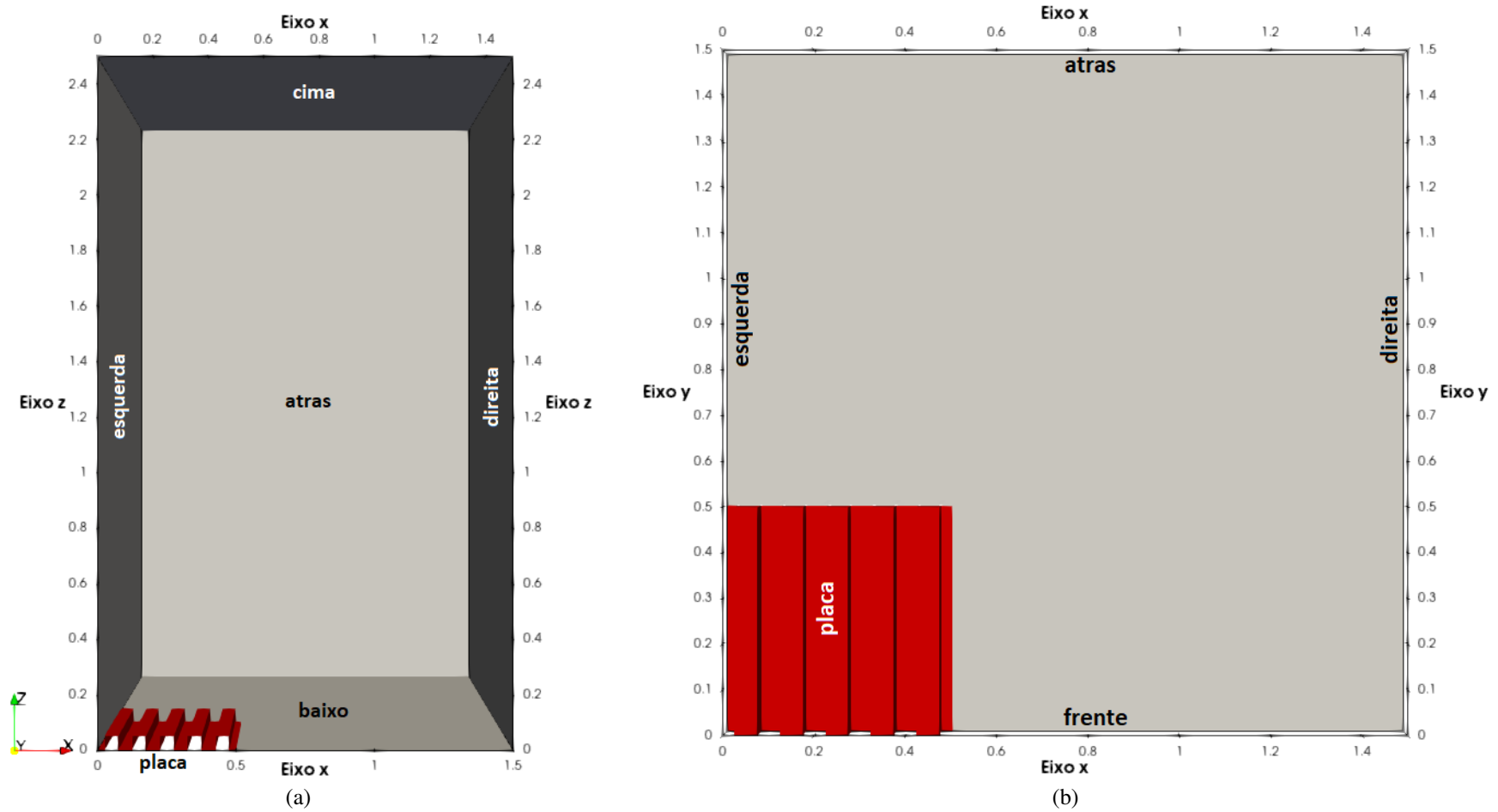
Novamente pela conveniência da dupla simetria do problema em relação aos eixos x e y , pode-se simular um quarto da malha total, produzindo um domínio físico de dimensões $1,5 \times 1,5 \times 2,5$ m; conforme pode ser visualizado na Figura 30, itens (a) e (b). A divisão e identificação de vizinhanças é idêntica a utilizada nos modelos de placa plana e tem os mesmos objetivos.

Figura 29 – Modelo físico de placa isotérmica com ondulações quadradas, imersa em domínio de ar em vistas (a) isométrica, (b) superior e (c) frontal para testes de independência e consistência de malha.



Fonte: Próprio Autor.

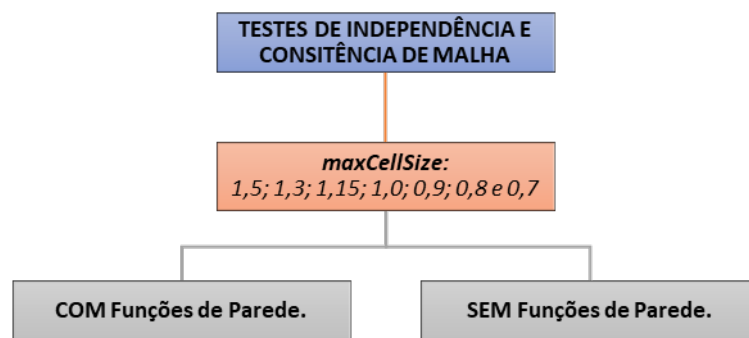
Figura 30 – Vistas (a) isométrica e (b) superior do modelo físico de placa isotérmica com ondulações quadradas, reduzidos a um quarto da malha total por dupla simetria em relação aos eixos x e y e com identificação e nomeação das vizinhanças.



Fonte: Próprio Autor.

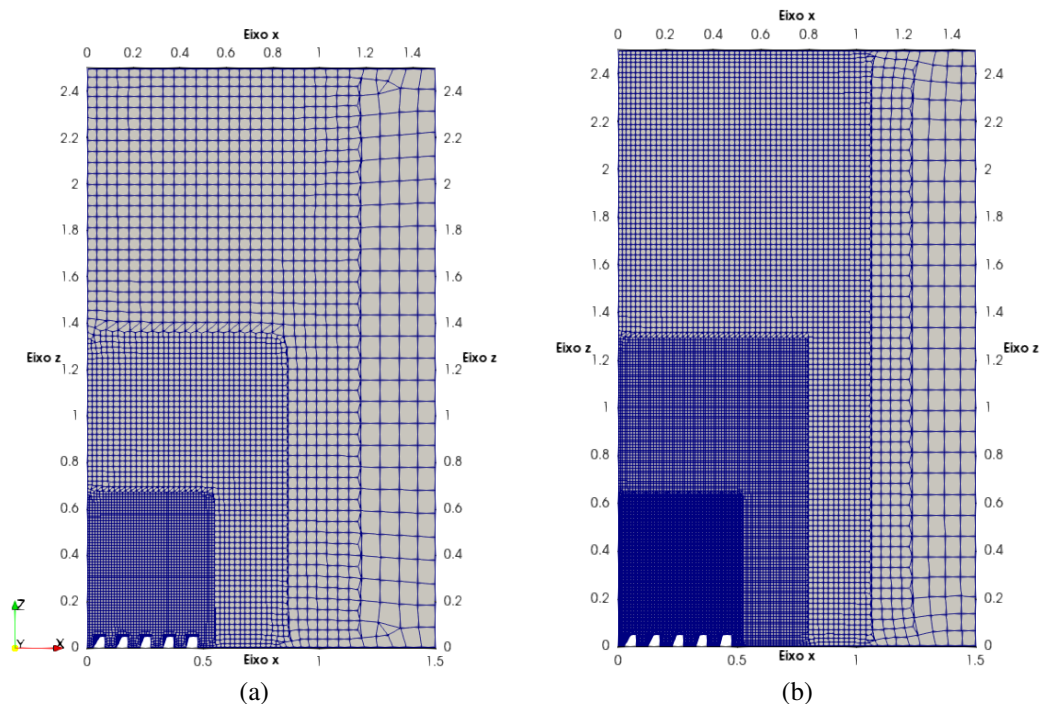
No total foram realizados catorze (14) testes para avaliação de independência e consistência de malha, com variação do parâmetro $maxCellSize$ e das condições de contorno utilizadas – COM e SEM funções de parede implementadas em ε , κ e ν_t , de forma idêntica ao exposto nas Tabelas 12 e 13, respectivamente. A Figura 31 ilustra, esquematicamente, a sequência e as variações de parâmetros utilizados nos testes e a Figura 32 ilustra, de forma comparativa visual, a malha mais grosseira (com $maxCellSize = 1,5$ e 227902 elementos) e a malha mais refinada (com $maxCellSize = 0,7$ e 1854078 elementos) utilizadas.

Figura 31 – Sequência dos testes de independência e consistência de malha realizados.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 32 – Comparação visual da malha (a) mais grosseira ($maxCellSize = 1,5$ e 227902 elementos) e (b) mais refinada ($maxCellSize = 0,7$ e 1854078 elementos) dos testes de independência e consistência de malha.



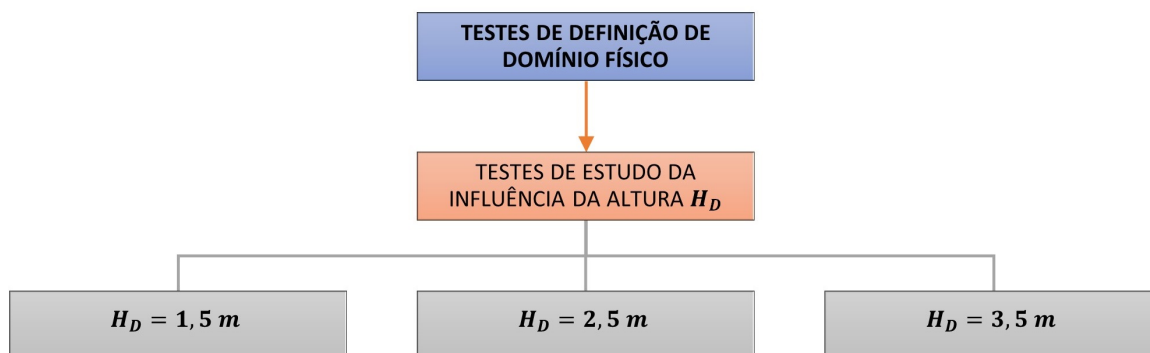
Fonte: Próprio Autor.

Ao final dos testes de independência e consistência de malha, observando-se critérios físico-numéricos e de tempo e esforço computacional demandados, têm-se a definição da melhor configuração de malha (através do parâmetro *maxCellSize*) e das condições de contorno mais adequadas aos problemas de convecção natural em placas com ondulações desta tese.

Em seguida, tem-se os testes de definição de domínio físico, que totalizam mais quatro (04) simulações realizadas; divididas igualmente entre os testes de influência da altura H_D e testes de influência do comprimento de base L_D . Esses testes objetivaram definir um domínio físico com a menor influência geométrica nos resultados numéricos das simulações realizadas, bem como menor esforço e tempo computacional demandados. Todos os testes foram realizados em malhas de dupla simetria, com *maxCellSize* = 0,9, com funções de parede implementadas nos parâmetros turbulentos ε , κ e ν_t e identificação e nomeação das vizinhanças conforme Figura 30.

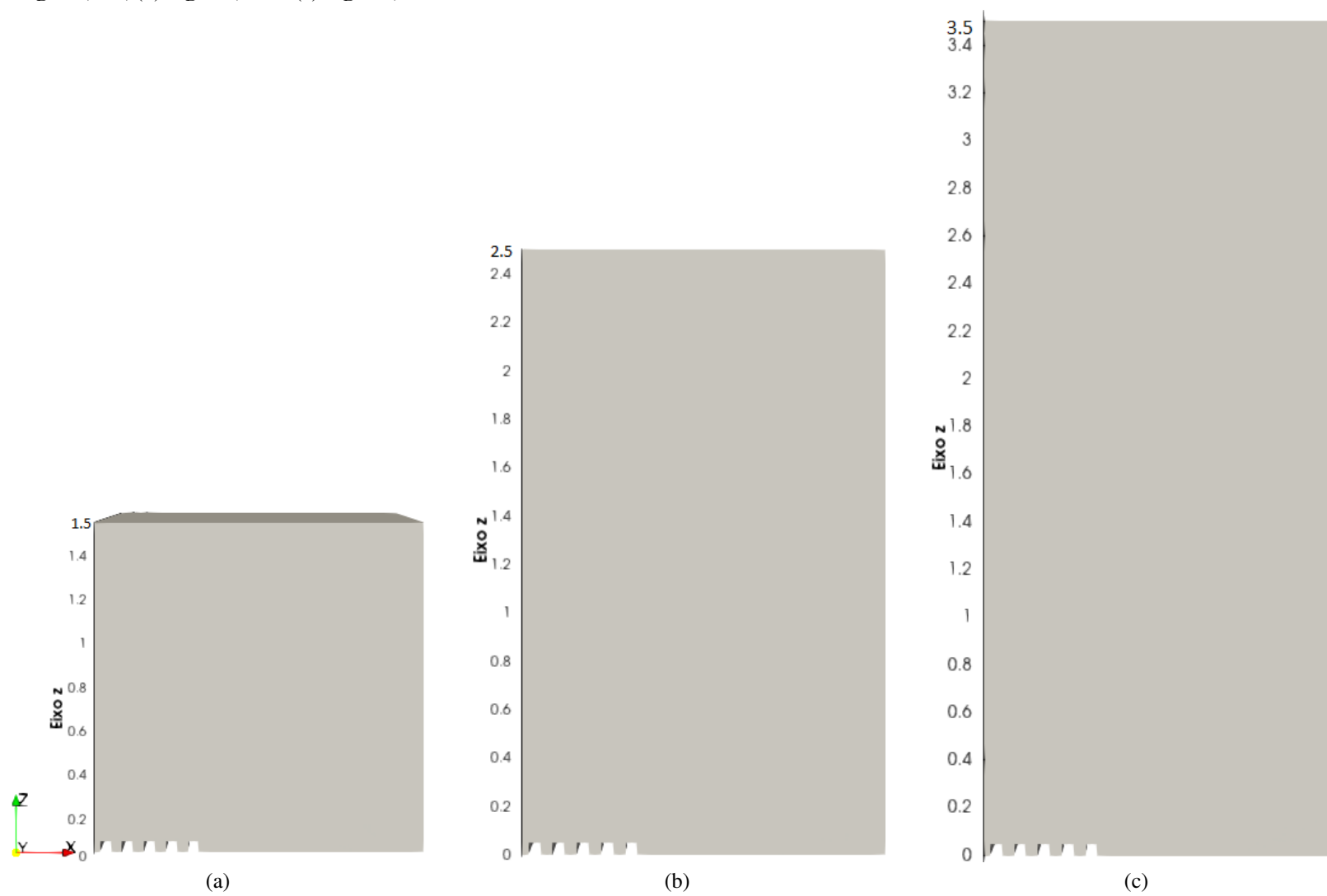
Primeiramente foram realizados os testes de estudo da influência da altura H_D do domínio físico na solução numérica do problema em questão, chamados de testes de altura; mantendo-se o comprimento de base utilizado nos testes de independência e consistência de malha ($L_D = 1,5\text{ m}$). A Figura 33 ilustra esquematicamente a sequência e os parâmetros de variação dos testes realizados; observando-se que o teste com $H_D = 2,5\text{ m}$ já foi realizado nos testes de malha, não necessitando ser novamente simulado. A Figura 34 apresenta, de forma comparativa visual e utilizando a mesma escala de comprimento, as diferentes geometrias de domínio físico avaliadas nos testes de altura com (a) $H_D = 1,5\text{ m}$ (567498 elementos), (b) $H_D = 2,5\text{ m}$ (917535 elementos) e (c) $H_D = 3,5\text{ m}$ (1270054 elementos).

Figura 33 – Sequência dos testes de estudo da influência da altura H_D do domínio físico na solução numérica.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 34 – Comparação visual e utilizando a mesma escala de comprimento das diferentes geometrias de domínio físico com $L_D = 1,5$ m, avaliadas nos testes de altura com (a) $H_D = 1,5$ m, (b) $H_D = 2,5$ m e (c) $H_D = 3,5$ m.

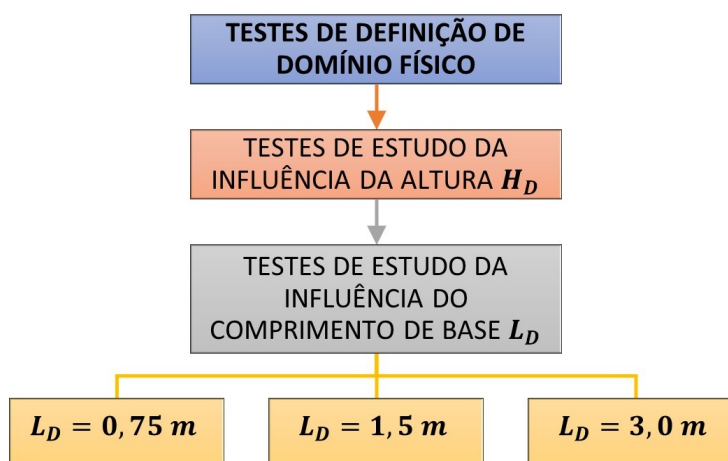


Fonte: Próprio Autor.

Ao final dos testes de altura, tem-se a definição da melhor altura H_D a ser utilizada no domínio físico das simulações posteriores deste trabalho.

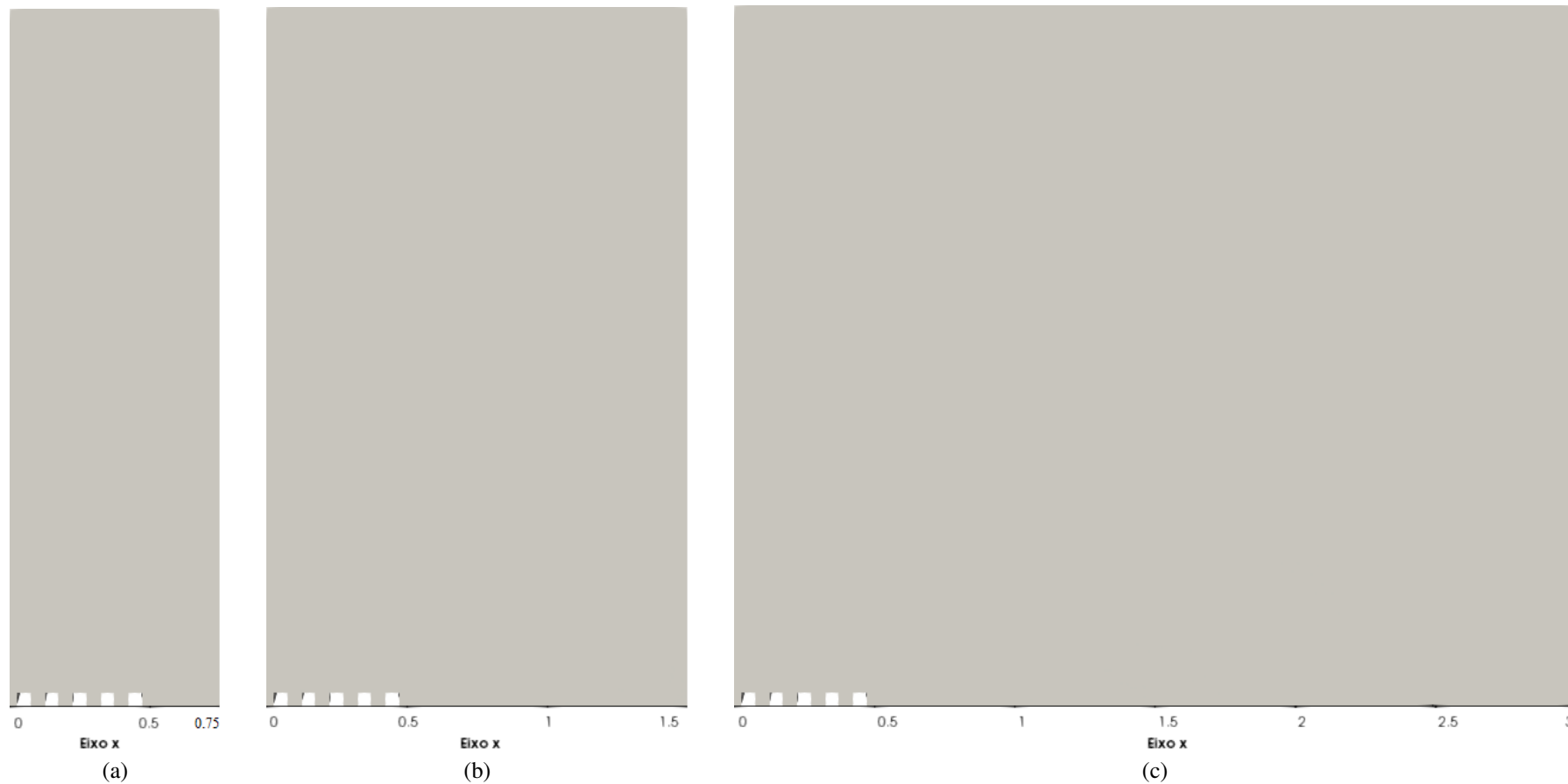
Por fim, têm-se os testes de estudo da influência do comprimento de base L_D do domínio físico na solução numérica do problema em questão, chamados de testes de base; realizados com altura $H_D = 2,5$ m, conforme resultados dos testes anteriores. A Figura 35 ilustra, esquematicamente, a sequência e os parâmetros de variação dos testes realizados; observando-se que o teste com $L_D = 1,5$ m já foi realizado anteriormente nos testes de altura, não necessitando ser novamente simulado. A Figura 35 apresenta, de forma comparativa visual e utilizando a mesma escala de comprimento, as diferentes geometrias de domínio físico avaliadas nos testes de comprimento com (a) $L_D = 0,75$ m (687682 elementos), (b) $L_D = 1,5$ m (917535 elementos) e (c) $L_D = 3,0$ m (3343232 elementos).

Figura 35 – Sequência dos testes de estudo da influência do comprimento de base L_D do domínio físico na solução numérica.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 36 – Comparação visual e utilizando a mesma escala de comprimento das diferentes geometrias de domínio físico com $H_D = 2,5$ m, avaliadas nos testes de comprimento com (a) $L_D = 0,75$ m , (b) $L_D = 1,5$ m e (c) $L_D = 3,0$ m.



Fonte: Próprio Autor.

Ao final dos testes de base, tem-se a definição do melhor comprimento de base L_D a ser utilizada no domínio físico das simulações posteriores deste trabalho.

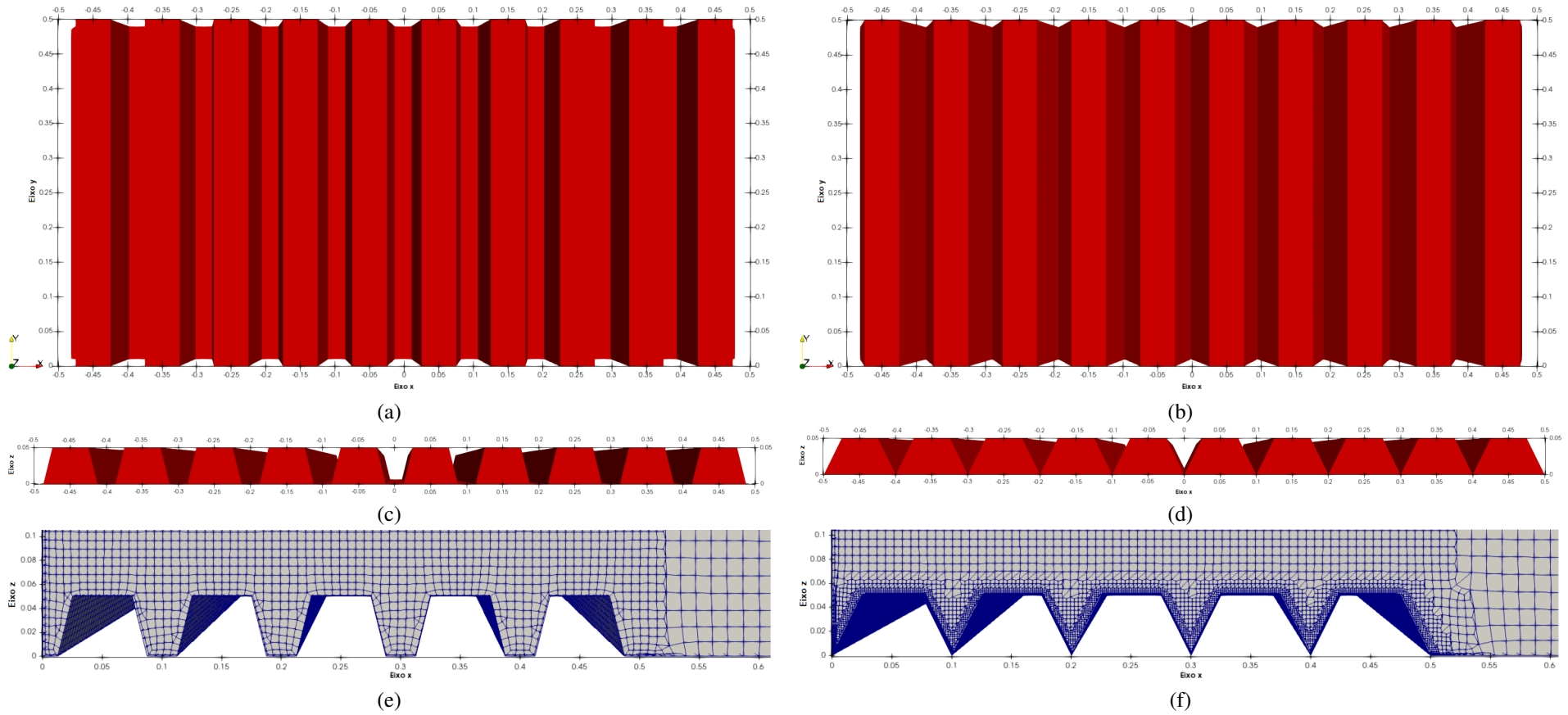
Ao final dos dezoito (18) testes totais realizados nesta seção, têm-se determinada a melhor configuração de malha (através do parâmetro *maxCellSize*), o modelo físico de condições de contorno e as dimensões do domínio numérico que melhor se adequam, física e numericamente e apresentam melhor custo-benefício em termos de esforço e tempo computacional demandados, aos problemas de convecção natural em placas com ondulações estudados nesta tese. Os resultados e conclusões dos modelos desta seção foram extremamente importantes para a construção de um modelo definitivo de placa com ondulações, que foi utilizado nos modelos finais de validação numérico-experimental.

5.1.4 Modelos de Validação Numérico-Experimental

Os modelos de validação numérico-experimental objetivaram reproduzir, com boa exatidão, os resultados experimentais obtidos através do aparato experimental construído; validando, dessa forma, os modelos numéricos finais desta tese. Importante destacar que a construção desses modelos numéricos comparativos cumpre os critérios de escala geométrica e igualdade de condições físicas de mesmo Ra_{LP} , conforme Teoria de Análise Dimensional e Semelhança de Cengel e Cimbala (2015) e Fox *et al.* (2018).

Os modelos físicos de placa desta seção são compostos pelas geometrias de placa plana e placas com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares; todas construídas em escala de ampliação de 6,25 : 1 em relação aos modelos reais fabricados, mostrados nas Figuras 17 e 18 do Capítulo 4. A geometria do modelo físico de placa plana é a mesma apresentada nas Figuras 23 e 24 e a configuração geométrica do modelo de placa com ondulações quadradas já foi ilustrado na Figura 27. A Figura 37 apresenta, em vistas superior e frontal, a representação geométrica dos modelos físicos das placas com ondulações trapezoidais e triangulares; ilustrando também as respectivas representações da malha computacional na região das ondulações desses domínios.

Figura 37 – Vistas superior (em (a) e (b)), frontal (em (c) e (d)) e representação da malha computacional (em (e) e (f)) das placas com ondulações trapezoidais e triangulares, nessa ordem, dos modelos de validação numérico-experimental.



Fonte: Próprio Autor.

Todos as simulações dos modelos físicos desta seção ocorreram em domínio físico de dupla simetria em relação aos eixos x e y e de dimensões $0,75 \times 0,75 \times 2,5$ m. Utilizaram condições físico-numéricas de malha sem *layers* de refinamento, com $maxCellSize = 0,9$, Configuração B do subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam*, propriedades físicas da Tabela 5 e identificação e nomeação das vizinhanças de forma idêntica a mostrada na Figura 30. Foram realizadas doze (12) simulações para cada tipo de placa em estudo, das quais metade realizadas sem a inclusão de modelo de turbulência e a outra metade com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com funções de parede implementadas em ε , κ e ν_t . Essas simulações foram realizadas em diferentes valores de Ra_{LP} , definidos a partir de ajuste numérico virtual da aceleração da gravidade, conforme Equação 23 e mantendo-se as demais propriedades físicas constantes. A Tabela 14 mostra a relação dos valores de Ra_{LP} com a g , comum a todas as geometrias dos modelos de placa estudados nesta seção.

Tabela 14 – Ajuste numérico virtual da aceleração da gravidade para alteração do número de Rayleigh nas simulações dos modelos de validação numérico-experimental.

Número de Rayleigh (Ra_{LP})	g [m/s ²]
$3 \cdot 10^6$	(0; 0; -0,01690)
$5 \cdot 10^6$	(0; 0; -0,02817)
$7 \cdot 10^6$	(0; 0; -0,03944)
$8 \cdot 10^6$	(0; 0; -0,04508)
$9 \cdot 10^6$	(0; 0; -0,05071)
$1 \cdot 10^7$	(0; 0; -0,05635)

Fonte: Próprio Autor.

A validação final dos modelos numéricos ocorreu a partir de análises e discussões quanto aos parâmetros: erro percentual médio das simulações numéricas em relação ao resultados experimentais obtidos, calculado através da Equação 70 e incertezas de medição, calculadas a partir dos Procedimento de Cálculo e Análise dos Resultados Experimentais; que serão descritos na próxima seção e no Apêndice C).

Ao final das quarenta e oito (48) simulações realizadas nesta seção, foram validados os modelos numéricos de placa plana e com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares para os intervalos do Ra_{LP} definidos e conforme resultados obtidos através do aparato experimental construído. As análises e discussões detalhadas dos resultados obtidos e conclusões estabelecidas serão apresentadas nos Capítulos 6 e 7.

5.2 PROCEDIMENTO DE CÁLCULO E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Para avaliar o número de Nusselt médio durante o processo de resfriamento das placas em estudo, desenvolveu-se um procedimento de cálculo a partir dos resultados experimentais coletados. Admitindo-se uma distribuição tridimensional uniforme de temperaturas em toda a superfície da placa em cada instante de tempo – hipótese válida para corpos de pequenas dimensões, com alta condutividade térmica e imersos em um meio mau condutor de calor (como o ar) estacionário ou com baixa velocidade de movimentação – tem-se a aplicação do Método da Capacitância Global ou Método da Capacidade de Calor Aglomerado, de Incropera *et al.* (2008), Cengel e Ghajar (2012) e Kreith *et al.* (2014), que apresenta erros da ordem de 5% para $Bi \leq 0,1$.

Foram realizados três (03) ensaios para cada placa, que foram subdivididos em i intervalos; cada um com variações de temperatura da ordem de -5°C . Foram considerados no processo de tratamento e análise de resultados as leituras de temperaturas após um intervalo de tempo de aproximadamente 1800 a 2000 s do início do ensaio; onde pode-se verificar uma maior uniformidade entre as leituras dos 11 sensores utilizados sob a placa e o comportamento de decaimento exponencial das curvas de temperaturas.

De forma a melhorar e garantir uma maior uniformização das leituras de temperaturas dos sensores em contato com a placa, aplicou-se uma curva de calibração linear aos resultados medidos. Esse procedimento consiste na obtenção e aplicação de uma equação de regressão linear, inter-relacionando a média de temperaturas de todos os 11 sensores e as leituras individuais de cada sensor para cada instante de tempo $t \geq 2000$ s. As curvas de calibração dos sensores 1 a 11, localizados sob a superfície das placas, encontram-se apresentadas na Figura 67 do Apêndice A.

Da aplicação do Método da Capacitância Global, têm-se:

$$\frac{T - \bar{T}_\infty^{\text{exp}}}{T_{\text{inicial}} - \bar{T}_\infty^{\text{exp}}} = \exp \left[- \left(\frac{\bar{h}_{\text{total}}^{\text{exp}} \cdot A}{m_p \cdot c_{Al}} \right) \cdot t \right] = \exp [- (C_t) \cdot t] \quad (75)$$

$$\frac{\bar{h}_{\text{total}}^{\text{exp}} \cdot A}{m_p \cdot c_{Al}} = C_t \quad (76)$$

Sendo o termo C_t chamado de inverso da constante de tempo e é o coeficiente empírico da curva de interpolação exponencial dos dados experimentais da relação adimensional de temperaturas em função do tempo. Esse coeficiente é calculado, para cada intervalo de tempo considerado e em cada ensaio realizado, através do processo de ajuste exponencial de curvas do Google Sheets.

No processo de modelagem do problema, diversas hipóteses simplificadoras, aproximações e definições físicas são aplicadas ao problema em estudo. Que são: A) a superfície das placas comporta-se como um corpo cinza de pequenas dimensões no interior de uma vizinhança extensa, $Q_{\text{rad}}^{\text{exp}} = \bar{h}_{\text{rad}}^{\text{exp}} \cdot A_P \cdot (T_s - T_{\text{viz}})$; B) $\bar{T}_{\infty}^{\text{exp}} \cong T_{\text{viz}}$; C) Lei de Resfriamento de Newton, $Q_{\text{conv}}^{\text{exp}} = \bar{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}} \cdot A \cdot (T_s - \bar{T}_{\infty}^{\text{exp}})$; D) As propriedades térmicas de sólido c_{Al} e k_{tAl} , na faixa de temperaturas dos experimentos realizados, apresentam baixa variação e podem ser admitidas como aproximadamente constantes; E) $\bar{h}_{\text{total}}^{\text{exp}} = \bar{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}} + \left(\frac{A_P}{A}\right) \cdot \bar{h}_{\text{rad}}^{\text{exp}}$, considerando as trocas radiantes entre as superfícies e ondulações da própria placa e com o meio externo; F) $\bar{h}_{\text{rad}}^{\text{exp}} = \epsilon \cdot \sigma \cdot (T_s + T_{\text{viz}}) (T_s^2 + T_{\text{viz}}^2)$ e G) $T_{\text{inicial}} = T(t = t_{\text{inicial}})$, $T_{\text{final}} = T(t = t_{\text{final}})$ e $\Delta t = t_{\text{final}} - t_{\text{inicial}}$, para cada intervalo de tempo considerado em cada ensaio realizado. Através de substituições e manipulações matemáticas na Equação 75, tem-se o resultado final expresso por:

$$\bar{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}} = \frac{C_t \cdot m_P \cdot c_{Al}}{A} - \left(\frac{A_P}{A}\right) \cdot \epsilon \cdot \sigma \cdot (T_s + \bar{T}_{\infty}^{\text{exp}}) (T_s^2 + (\bar{T}_{\infty}^{\text{exp}})^2) \quad (77)$$

Para cada intervalo de tempo considerado para cada ensaio realizado, avaliou-se o coeficiente de transferência de calor médio, $\bar{h}_{\text{conv},i}^{\text{exp}}$. A temperatura de superfície da placa foi aproximada como a média aritmética das temperaturas inicial e final no intervalo considerado, de forma que:

$$\bar{T}_{s,i} = \frac{\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i}}{2} \quad (78)$$

As temperaturas inicial ($\bar{T}_{\text{inicial},i}$) e final ($\bar{T}_{\text{final},i}$) foram calculadas através da média aritmética das medições calibradas dos sensores 1 a 11 nos instantes inicial e final, respectivamente e a temperatura do meio ($\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}$), desprezando-se pequenas variações ocorridas ao longo do tempo, foi calculada como a média aritmética das temperaturas medidas pelo sensor 12 no intervalo considerado. Reescrevendo e rearranjando a Equação 77 através da introdução do índice i no intervalo de tempo e das temperaturas inicial, final e do meio, tem-se finalmente:

$$\bar{h}_{\text{conv},i}^{\text{exp}} = \frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al}}{A} - \left(\frac{A_P}{A}\right) \cdot \epsilon \cdot \sigma \cdot \left(\left(\frac{\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right) \quad (79)$$

Da definição do número de Nusselt, conforme Equação 24 e adotando o comprimento da placa L_P^{exp} como dimensão característica do escoamento estudado e rearranjando a Equação 79;

tem-se finalmente expressão utilizada para a avaliação do $\overline{Nu}_{L_P,i}$ para cada intervalo de tempo considerado de cada ensaio realizado, dada por:

$$\overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}} = \frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} - \left(\frac{A_P}{A} \right) \cdot \frac{\epsilon \cdot \sigma \cdot L_P^{\text{exp}}}{k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right) \quad (80)$$

O número de Rayleigh para cada intervalo de tempo de cada ensaio realizado – conforme Equações 3 e 23 e da aproximação adotada para cálculo da temperatura de superfície da Equação 78 – pode ser calculado através da Equação:

$$Ra_{L_P,i}^{\text{exp}} = \frac{|g| \cdot \left(\frac{1}{\overline{T}_{f,i}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) - \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot (L_P^{\text{exp}})^3}{(\nu^{\text{exp}})^2} \cdot Pr^{\text{exp}} \quad (81)$$

Em que $\overline{T}_{f,i}$ é a temperatura da camada limite média ou temperatura de filme, dada por:

$$\overline{T}_{f,i} = \frac{\overline{T}_{s,i} + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}{2} = \frac{\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}{2} \quad (82)$$

Observando-se que as propriedades ν^{exp} , $k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}$ e Pr^{exp} do ar apresentam baixa variação para o intervalo de temperaturas dos experimentos realizados, podendo ser admitidas como aproximadamente constantes em cada ensaio realizado; sendo avaliadas na correspondente $\overline{T}_{f,i}$ do respectivo intervalo do ensaio em estudo.

Por fim, de forma a validar a aplicação do Método da Capacitância Global para cada intervalo de tempo de cada ensaio realizado nesta tese, tem-se o cálculo do número de Biot; obtido através das Equações 26 e 76 e apresentado na forma:

$$Bi_{L_P,i}^{\text{exp}} = \frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t_{Al}}} \quad (83)$$

A exemplificação de aplicação do Procedimento de Cálculo e Análise dos Resultados Experimentais desenvolvido nesta sessão – com a descrição em detalhes da sequência de etapas, organização de resultados e subrotina de cálculos – encontra-se apresentada no Apêndice B.

Os procedimentos de cálculo de análise de incertezas dos adimensionais $\overline{Nu}_{L_P}^{\text{exp}}$, $Ra_{L_P,i}^{\text{exp}}$ e $Bi_{L_P,i}^{\text{exp}}$ encontram-se apresentados em detalhes no Apêndice C. As incertezas individuais de cada medição, presentes nas Equações 89, 104 e 111, encontram-se apresentadas na Tabela 15; destacando-se:

- As incertezas das propriedades físicas c_{Al} e $k_{t_{Al}}$ da Liga de Alumínio 5052F não foram

disponibilizadas no catálogo técnico de AlumiCopper (2011); sendo admitidas como nulas, ou seja, consideradas como grandezas físicas exatas;

- A referência Incropera *et al.* (2008) não apresentou informações acerca das incertezas das propriedades físicas $k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}$, Pr^{exp} e ν^{exp} do ar; sendo também admitidas como nulas;
- A resolução dos equipamentos paquímetro universal e balança digital foram adotadas como as incertezas de medição, nessa ordem, das grandezas físicas L_P^{exp} e m_P . Por sua vez para as temperaturas $\bar{T}_{\text{inicial},i}$, $\bar{T}_{\text{final},i}$ e $\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}$, adotou-se a exatidão dos sensores DS18B20 como a própria incerteza de medição;
- A partir do valor de $\delta_{L_P^{\text{exp}}}$ e das Equação 95 e Equação 97, nessa ordem, avaliou-se as incertezas das propriedades geométricas A e A_P ;
- A incerteza de medição de ϵ foi calculada através da Equação 100, conforme medições do termômetro infravermelho industrial;
- A incerteza dos coeficientes C_t , para cada intervalo de tempo de cada ensaio realizado, foi calculada através da ferramenta estatística *PROJ.LOG* do Google Sheets;
- As constantes físicas de $|g|$ e σ são exatas, conforme referências de The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty (2019a) e The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty (2019b); nessa ordem.

Tabela 15 – Incertezas de Medição.

Tipo de Incerteza	Valor Numérico
δ_A	$\pm 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$
δ_{A_P}	$\pm 1,13137 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$
$\delta_{c_{At}}$	–
δ_{C_t}	Calculado através da função <i>PROJ.LOG</i> do Google Sheets
$\delta_{ g }$	–
$\delta_{k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}}$	–
$\delta_{k_{t_{Al}}}$	–
$\delta_{L_P^{\text{exp}}}$	$\pm 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$
δ_{m_P}	$\pm 0,01 \text{ kg}$
$\delta_{Pr^{\text{exp}}}$	–
$\delta_{\bar{T}_{\text{inicial},i}}$	$\pm 0,5^\circ\text{C}$
$\delta_{\bar{T}_{\text{final},i}}$	$\pm 0,5^\circ\text{C}$
$\delta_{\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$	$\pm 0,5^\circ\text{C}$
δ_ϵ	$\pm 0,05$
$\delta_{\nu^{\text{exp}}}$	–
δ_σ	–

Fonte: Próprio Autor.

O modelo de formulação físico-matemático experimental – desenvolvido nesta tese para o cálculo e análise dos resultados experimentais coletados e também para o estudo de propagação de incertezas – encontra-se publicado em Verdério Júnior *et al.* (2022a) e ilustrado na Figura 76 do Apêndice E.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

De forma a resumir as características físicas e numéricas dos modelos numéricos utilizados neste trabalho e que serão discutidos neste capítulo, tem-se a Tabela 16.

6.1 MODELOS DE ESTUDO, SELEÇÃO, AJUSTE E VALIDAÇÃO DE PARÂMETROS

A análise e discussão dos resultados dos modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros em placa plana isotérmica, ilustrada na Figura 24, será dividida, baseando-se na Figura 25, em duas (02) etapas:

1. Modelos em Regime Laminar* ($Ra_{de}^{num} = 1 \cdot 10^5$):
 - a) Sem a inclusão de modelos de turbulência;
 - b) Com os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ e COM Funções de Parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω ;
 - c) Com os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ e SEM Funções de Parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω .
2. Modelos em Regime Turbulento ($Ra_{de}^{num} = 2 \cdot 10^8$):
 - a) Com os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ e COM Funções de Parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω ;
 - b) Com os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ e SEM Funções de Parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω .

A avaliação do número de Nusselt médio (\overline{Nu}_{de}^{num}) sobre a placa nas simulações numéricas realizadas ocorre através da expressão:

$$\overline{Nu}_{de}^{num} = \frac{\overline{q}''^{num} \cdot d_e^{num}}{\left(\overline{T}_P^{num} - \overline{T}_\infty^{num}\right) \cdot k_{Fluido}^{num}} \quad (84)$$

, obtida da definição do número de Nusselt (Equação 24) e da Lei de Resfriamento de Newton, conforme Incropera *et al.* (2008) e também da utilização do diâmetro equivalente como comprimento característico, conforme Kitamura *et al.* (2015).

Tabela 16 – Resumo das características físicas e numéricas dos modelos numéricos construídos neste trabalho.

Modelo Numérico	Geometria de Placa	Domínio Físico ($L_D \times L_D \times H_D$)	$maxCellSize$	$Layers$ de Refinamento	Condições de Contorno	Configurações do $fvSolution$	Modelo de Turbulência	Ra	Total							
Modelos de Estudo, Seleção, Ajuste e Validação de Parâmetros	Plana	1,50 x 1,50 x 2,50	10,00	Com Sem	Com FP Sem FP	A	Sem Modelo $\kappa - \varepsilon$ $\kappa - \omega SST$	$1 \cdot 10^5$ $2 \cdot 10^8$	86							
			5,00													
			2,50													
			2,00													
Modelos de Estudo de Convergência de Solução	Plana	1,50 x 1,50 x 2,50	2,50	Sem	Com FP Sem FP	A B	Sem Modelo $\kappa - \varepsilon$ $\kappa - \omega SST$	$1 \cdot 10^5$ $2 \cdot 10^8$	11							
			Ondulações Quadradas							0,75 x 0,75 x 2,50	0,90	Sem	Com FP	A B	$\kappa - \varepsilon$	$5 \cdot 10^6$
			Ondulações Trapezoidais													$1 \cdot 10^7$
			Ondulações Triangulares													$8 \cdot 10^6$
Modelos de Testes de Independência e Consistência de Malha e de Definição de Domínio Físico	Testes de Malha	Ondulações Quadradas	1,50	Sem	Com FP Sem FP	B	$\kappa - \varepsilon$	$1,741 \cdot 10^9$	18							
			1,30													
	1,15		0,90		Com FP											
	1,00															
	0,90															
	0,80															
	0,70															
Testes de Altura	1,50 x 1,50 x 1,50															
	1,50 x 1,50 x 2,50															
	1,50 x 1,50 x 3,50															
Testes de Base	0,75 x 0,75 x 2,50															
	1,50 x 1,50 x 2,50															
3,00 x 3,00 x 2,50																
Modelos de Validação Numérico-Experimental	Plana	0,75 x 0,75 x 2,50	0,90	Sem	Com FP	B	Sem Modelo $\kappa - \varepsilon$	$3 \cdot 10^6$ $5 \cdot 10^6$ $7 \cdot 10^6$ $8 \cdot 10^6$ $9 \cdot 10^6$ $1 \cdot 10^7$	48							
	Ondulações Quadradas															
	Ondulações Trapezoidais															
	Ondulações Triangulares															

Fonte: Próprio Autor.

6.1.1 Modelos em Regime Laminar*

O número de Nusselt médio para a placa plana estudada nesta seção, em regime laminar* com $Ra_{de}^{num} = 1 \cdot 10^5$ e conforme Equação 1 da referência experimental de Kitamura *et al.* (2015), é igual a $\overline{Nu}_{de}^{num} = 12,3733 \pm 0,5321$. Tal valor é referência para todos os cálculos do erro relativo percentual médio, conforme Equações 70 e 84.

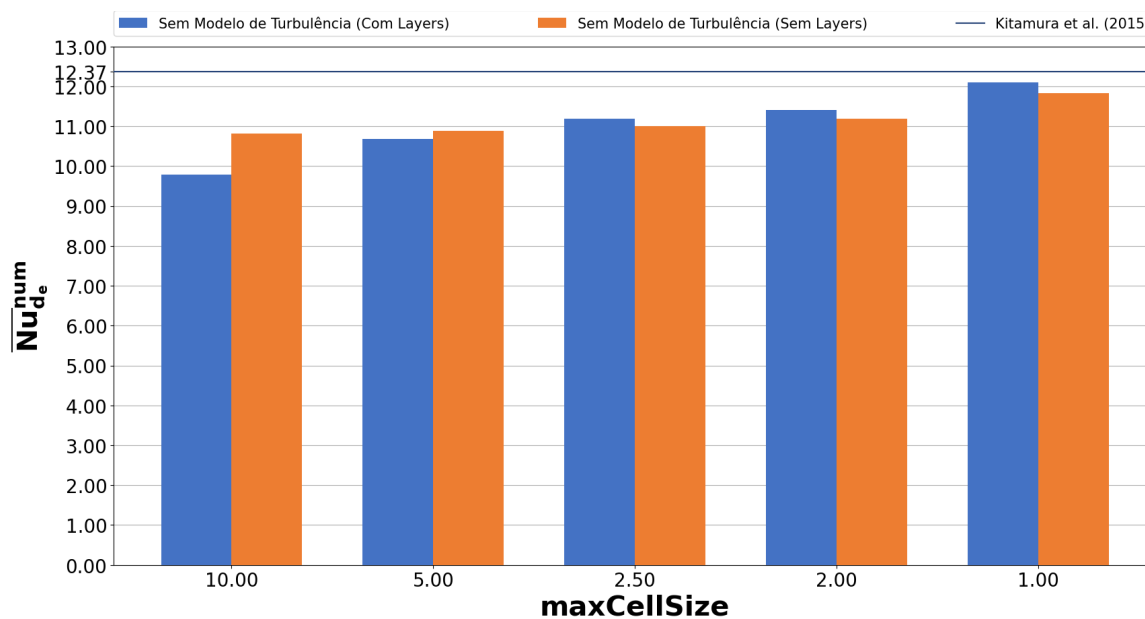
Iniciando-se as análises de resultados com as simulações do item 1. a) Regime Laminar* sem a inclusão de modelos de turbulência; logo, sem a possibilidade de utilização de funções de parede e nas condições de contorno definidas na Tabela 13. Dos dados organizados, compilados, tratados e plotados com a utilização dos softwares ParaView, versão 5.8.0 e Google Sheets e da biblioteca Matplotlib, versão 3.2.1; têm-se a Tabela 17 e as Figuras 38 e 39.

Tabela 17 – Regime laminar* sem a inclusão de modelos de turbulência em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Sem modelo de turbulência e com <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	\overline{q}^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{de}^{num}	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	5,1949	9,7895	20,88	0,077058	0,238475	0,169176
5,00	15588	5,6672	10,6796	13,69	0,026373	0,129401	0,084018
2,50	71807	5,9363	11,1866	9,59	0,009633	0,081105	0,042164
2,00	121842	6,0553	11,4108	7,78	0,007395	0,067367	0,033926
1,00	730012	6,4201	12,0982	2,22	0,002631	0,040316	0,016839
Sem modelo de turbulência e sem <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	\overline{q}^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{de}^{num}	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	5,7362	10,8095	12,64	0,742005	1,481610	1,245050
5,00	12740	5,7785	10,8893	11,99	0,213668	0,927366	0,647241
2,50	63827	5,8426	11,0101	11,02	0,074701	0,576196	0,316588
2,00	110690	5,9391	11,1918	9,55	0,056594	0,501332	0,256118
1,00	695563	6,2788	11,8320	4,37	0,019972	0,308398	0,126790

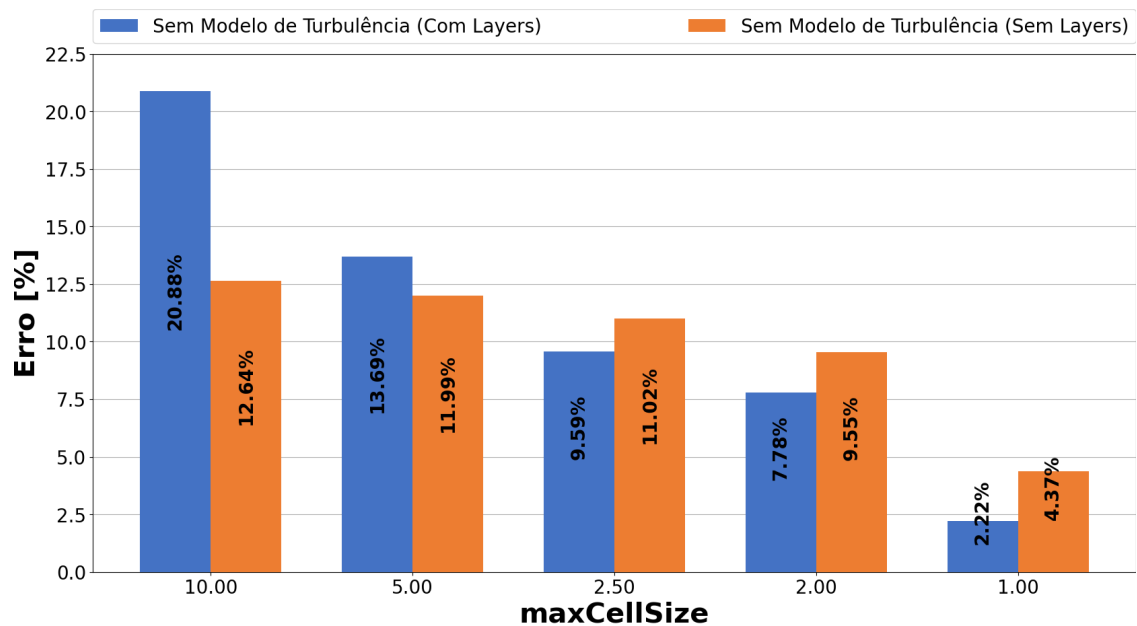
Fonte: Próprio Autor.

Figura 38 – \overline{Nu}_{de}^{num} versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem a inclusão de modelos de turbulência.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 39 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem a inclusão de modelos de turbulência.



Fonte: Próprio Autor.

Os valores dos erros percentuais relativos obtidos nas simulações numéricas, de 2,22% no mínimo, claramente demonstram a excelente concordância do modelo matemático de condições de contorno utilizado com a realidade física do problema tratado.

Pode-se observar que o refinamento da malha, através da redução do parâmetro *maxCellSize*, contribuiu de forma significativa na redução do erro, ou seja, conduziu sucessivamente a uma aproximação do número de Nusselt médio numérico para o valor da referência experimental de Kitamura *et al.* (2015). Necessário destacar que tal refinamento aumenta expressivamente o número de elementos do domínio físico, que apesar de reduzirem os valores de y^+ , levam a aumentos consideráveis do esforço computacional e tempo de simulação demandados.

Em relação a inclusão de *layers* de refinamento, os resultados demonstraram contribuições na redução do erro numérico em malhas mais refinadas; por exemplo, para as malhas com *maxCellSize* = 1,0 tem-se uma redução de 2,15% em relação a malha sem *layers*. No entanto, é importantíssimo ressaltar que a presença desses *layers* de refinamento aumenta a complexidade e o número de elementos da malha, demandando maior esforço computacional e tempo de simulação e, muitas vezes, também podem provocar distorções e instabilidades numéricas na malha, especialmente pela taxa de expansão e transição entre elementos. Dessa forma, para simulações que não utilizem tratamento de funções de parede, espera-se que tais distorções não afetem significativamente as previsões das taxas de transferência de calor, e conseqüentemente o número de Nusselt médio; no entanto, novas investigações mostram-se necessárias para avaliar as eventuais vantagens e/ou desvantagens de sua utilização. Tais investigações foram realizadas e serão apresentadas e melhor discutidas posteriormente.

Por fim, avaliando-se a simulação em termos da exatidão de resultados (menor erro relativo), tem-se que a malha de *maxCellSize* = 1,0 com *layers* de refinamento mostra-se a mais adequada; destacando-se as ressalvas e os cuidados, antes expostos, quanto aos *layers* de refinamento. No entanto, avaliando-se a simulação em termos de custo-benefício – simultaneamente quanto a exatidão de resultados e questões computacionais de complexidade de simulação, esforço e tempo demandados – tem-se que a malha com *maxCellSize* = 2,0 e sem *layers* de refinamento mostra-se também adequada; a depender do grau de exatidão exigido pela aplicação ou estudo em questão.

Prosseguindo a análise de resultados, têm-se as simulações numéricas do item 1. b) Regime Laminar* com modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ e COM Funções de Parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω , conforme condições de contorno definidas na Tabela 12. Os resultados organizados, compilados, tratados e plotados encontram-se disponíveis nas Tabelas 18 e 19 e Figuras 40 e 41.

Tabela 18 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	5,1954	9,7904	20,87	0,000591	0,005605	0,002956
5,00	15588	5,6666	10,6783	13,70	0,000069	0,001682	0,000726
2,50	71807	9,2503	17,4317	40,88	0,000119	0,002928	0,000190
2,00	121842	10,1744	19,1730	54,95	0,000075	0,002584	0,000124
1,00	730012	14,7697	27,8326	124,94	0,000024	0,000925	0,000034
Modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST sem <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	5,7380	10,8129	12,61	0,063757	0,189875	0,151837
5,00	12740	5,7782	10,8887	12,00	0,005645	0,077146	0,042418
2,50	63827	5,9088	11,1347	10,01	0,000672	0,048438	0,012297
2,00	110690	6,8196	12,8512	3,86	0,003663	0,085971	0,007873
1,00	695563	16,4823	31,0598	151,02	0,006811	0,056531	0,008595

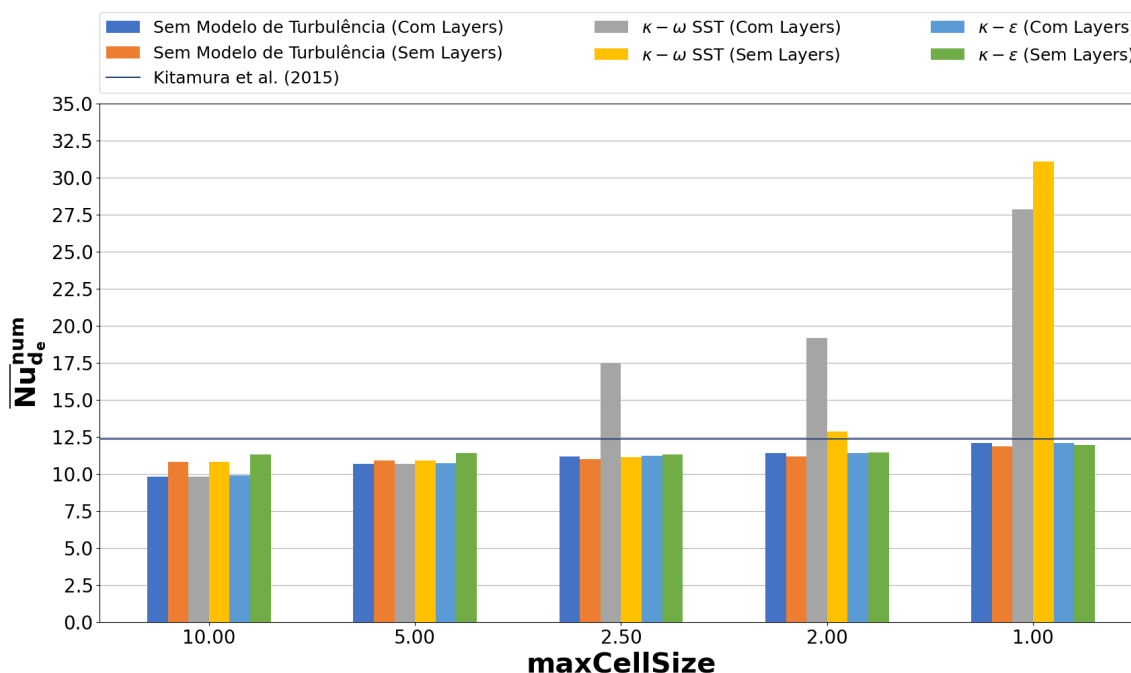
Fonte: Próprio Autor.

Tabela 19 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	5,2617	9,9154	19,86	0,051890	0,165933	0,115372
5,00	15588	5,6962	10,7342	13,25	0,016199	0,075802	0,049084
2,50	71807	5,9431	11,1994	9,49	0,005453	0,038075	0,020809
2,00	121842	6,0571	11,4142	7,75	0,003920	0,028844	0,015774
1,00	730012	6,4212	12,1004	2,20	0,001341	0,013245	0,006417
Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	5,9882	11,2844	8,80	0,641003	1,099730	0,971793
5,00	12740	6,0515	11,4036	7,84	0,297515	0,583107	0,527872
2,50	63827	6,0007	11,3079	8,61	0,104520	0,299260	0,241484
2,00	110690	6,0648	11,4288	7,63	0,075234	0,246914	0,187941
1,00	695563	6,3411	11,9494	3,43	0,026658	0,121902	0,081184

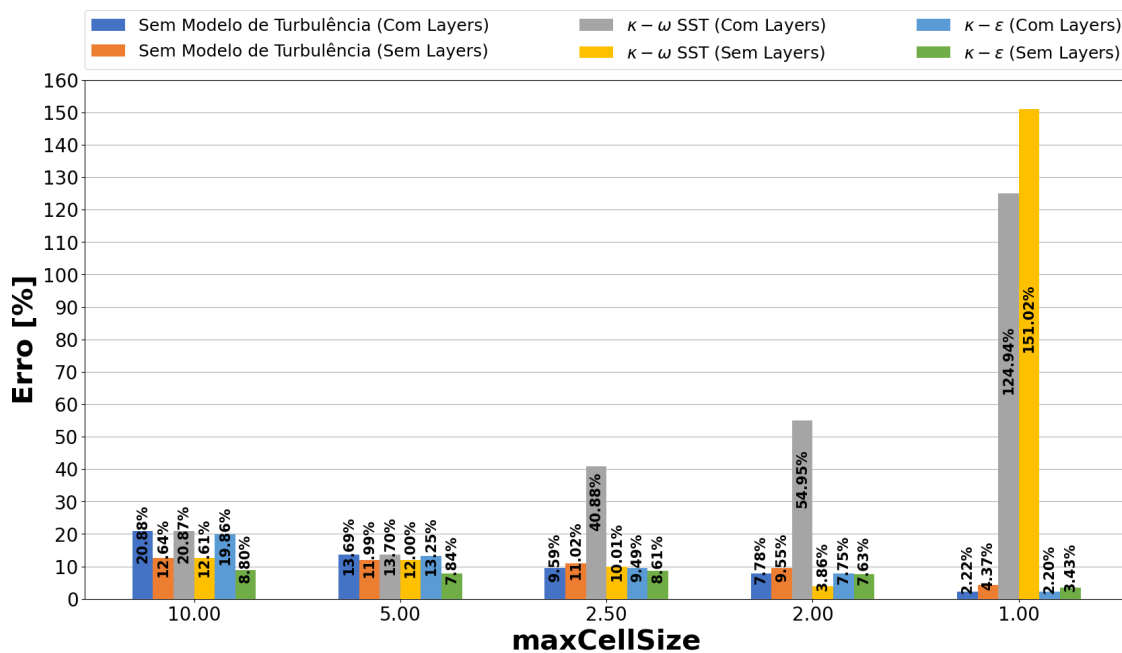
Fonte: Próprio Autor.

Figura 40 – \overline{Nu}_{de}^{num} versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem e com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ e $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 41 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem e com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ e $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Novamente os valores dos erros percentuais obtidos nas simulações demonstram a

excelente concordância do modelo matemático de condições de contorno utilizado com a realidade física do problema tratado; validando agora, também, a utilização de funções de parede implementadas nos parâmetros turbulentos κ , ν_t , ω e ε .

Da análise dos resultados é possível observar que as simulações sem modelo de turbulência (com *layers*) e com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ (com *layers*) com funções de parede são, em termos numéricos de exatidão quanto ao erro relativo, equivalentes. Os dois modelos físicos produziram reduções sucessivas no erro relativo percentual com o refinamento da malha; mostrando-se, em termos de exatidão numérica, como as melhores opções de utilização, com erros da ordem de 2,2%.

Desconsiderando pequenas diferenças e oscilações nos erros obtidos, os modelos físicos sem modelos de turbulências (com ou sem *layers* de refinamento) e com os modelos de turbulência $\kappa - \varepsilon$ (com ou sem *layers* de refinamento) com funções de parede mostram-se, praticamente, equivalentes. Em todos, o crescente refinamento da malha produz um decrescente erro. Dessa forma, considerando-se que a utilização de um modelo de turbulência implica em maior complexidade e maior custo computacional e tempo de simulação demandados, não faz sentido a utilização de modelos de turbulência com funções de parede para as simulações numéricas de placa plana em regime laminar* estudadas, especialmente em configurações de malha muito refinadas.

Observável ainda que a utilização dos modelos de turbulência com funções de parede produziu, em comparação aos resultados sem a utilização de modelos de turbulência, reduções nos valores do y^+ ; especialmente na presença de *layers* de refinamento. Tem-se também que o modelo $\kappa - \omega$ SST produziu os menores valores de y^+ obtidos. Importante destacar que os valores de y^+ são utilizados como parâmetros de referência de validação de modelos de turbulência e também para identificação e comparação entre simulações numéricas.

Destacável também que a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST (com *layers*) com funções de parede mostrou-se, para malhas mais grosseiras, praticamente equivalente a simulações sem modelo de turbulência (com *layers*). No entanto, para malhas mais refinadas e a partir de $maxCellSize = 2,5$, é visível que o refinamento da malha contribui para o aumento do erro percentual; atingindo-se valores absurdos da ordem de 124,94% na malha mais refinada. Tal comportamento está associado a formulação matemática e numérica desse modelo de turbulência, bem como pelas distorções, instabilidades numéricas e descontinuidades causadas pelos *layers* de refinamento nas regiões de parede; que afetam consideravelmente a aplicação das funções de

parede na região da placa, levando a simulação a apresentar erros absurdos e comportamento físico inconsistente. Dessa forma, a aplicação do modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ (com *layers*) com funções de parede mostra-se totalmente inviável e incorreta para as simulações estudadas, especialmente em malhas com maior refinamento.

Em relação a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ (sem *layers*) com funções de parede, mostra-se também praticamente equivalente aos modelos físicos sem modelos de turbulências (com ou sem *layers*) e com modelos de turbulência $\kappa - \varepsilon$ (com ou sem *layers*) com funções de parede. No entanto, apresenta restrições quanto a utilização em malhas muito refinadas, apresentado comportamento análogo ao observado no modelo $\kappa - \omega SST$ (com *layers*); atingindo-se um erro altíssimo de 151,02% para a malha com $maxCellSize = 1,00$.

Por fim, com base nos resultados discutidos, é possível concluir que não faz sentido e não existem vantagens numéricas na utilização dos modelos de turbulência com funções de parede nas simulações de placa plana em regime laminar* estudadas nesta seção; especialmente em malhas com maior refinamento e com *layers*.

Finalizando a análise de resultados desta seção, têm-se as simulações numéricas do item 1. c) Regime Laminar* com modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e SEM Funções de Parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω , conforme condições de contorno definidas na Tabela 13. Os resultados encontram-se apresentados nas Tabelas 20 e 21 e Figuras 42 e 43.

Tabela 20 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ sem funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ com <i>layers</i>							
$maxCellSize$	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{num}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	107,8403	203,2184	1542,40	0,015595	0,080658	0,044215
5,00	15588	212,3434	400,1482	3133,98	0,002394	0,044045	0,015509
2,50	71807	440,1533	829,4418	6603,51	0,000448	0,011343	0,003461
2,00	121842	545,2232	1027,4397	8203,72	0,000263	0,005678	0,001839
1,00	730012	–	–	–	–	–	–
Modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ sem <i>layers</i>							
$maxCellSize$	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{num}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	14,5621	27,4414	121,78	0,251485	0,628565	0,412324
5,00	12740	28,4052	53,5279	332,61	0,024746	0,461684	0,199108
2,50	63827	59,3544	111,8497	803,96	0,009722	0,108280	0,044633
2,00	110690	73,3218	138,1704	1016,69	0,003360	0,061354	0,027456
1,00	695563	–	–	–	–	–	–

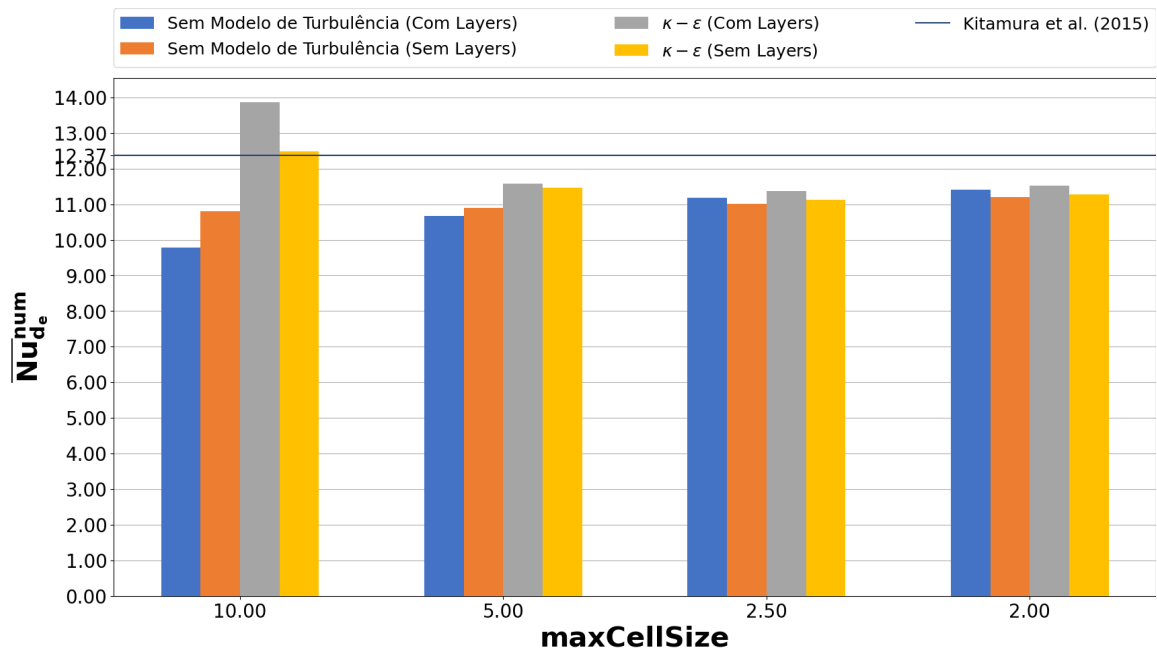
Fonte: Próprio Autor.

Tabela 21 – Regime laminar* e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{num}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{num}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	7,3540	13,8582	12,00	0,076320	0,273531	0,175989
5,00	15588	6,1431	11,5763	6,44	0,026399	0,134325	0,083761
2,50	71807	6,0323	11,3676	8,13	0,007810	0,082150	0,042043
2,00	121842	6,1113	11,5164	6,93	0,007016	0,068160	0,033797
1,00	730012	–	–	–	–	–	–
Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{num}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{num}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	6,6215	12,4779	0,85	0,71394	2,01757	1,38932
5,00	12740	6,0844	11,4658	7,33	0,214597	0,979670	0,651349
2,50	63827	5,9074	11,1321	10,03	0,074475	0,584881	0,315919
2,00	110690	5,9803	11,2695	8,92	0,056433	0,507357	0,255524
1,00	695563	–	–	–	–	–	–

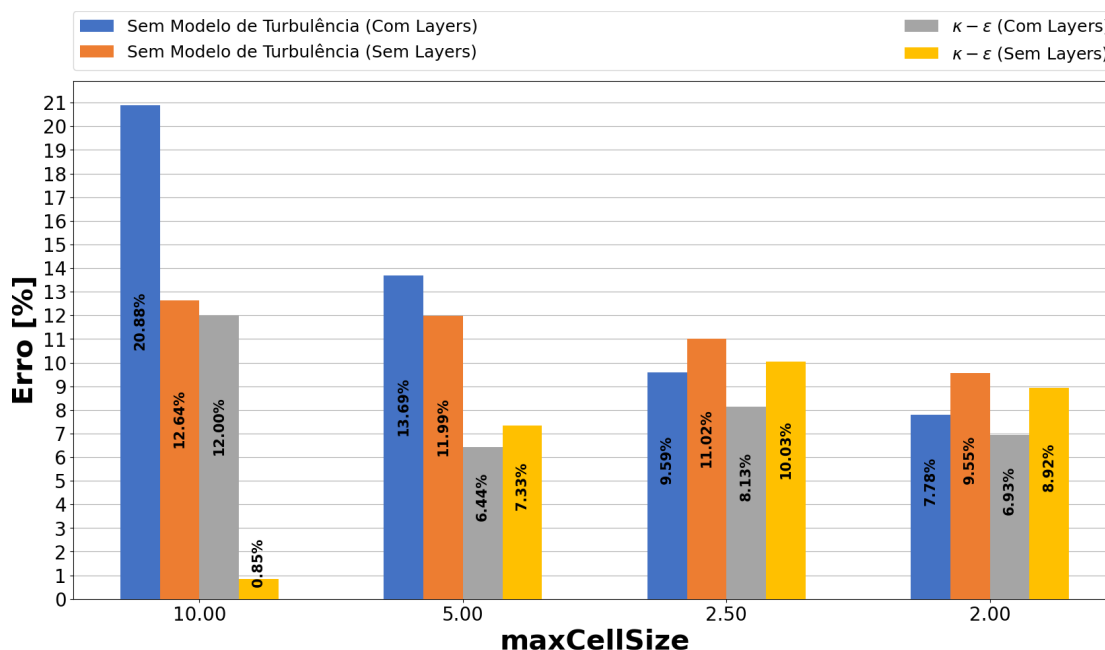
Fonte: Próprio Autor.

Figura 42 – $\overline{Nu}_{d_e}^{\text{num}}$ versus *maxCellSize* para regime laminar* sem e com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 43 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime laminar* sem e com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Excetuando-se as simulações com o modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ (com e sem *layers*), os valores dos erros percentuais obtidos nas simulações demonstram, mais uma vez, a excelente concordância do modelo de condições de contorno utilizado nas simulações com a realidade física do problema tratado; validando agora, também, a não utilização de funções de parede nos parâmetros turbulentos κ , ν_t e ε .

A análise dos resultados da Tabela 20 mostra, de forma perfeitamente clara, que o modelo de turbulência $\kappa - \omega SST$ sem funções de parede não é adequado para as simulações em estudo; obtendo-se erros altíssimos de 8203,72% e 1016,69% para a malha mais refinada, respectivamente, com e sem *layers*. Observável também que o refinamento da malha, com ou sem *layers*, aumentou significativamente o erro. Tais conclusões vão no mesmo sentido do discutido anteriormente no item 1. b). Dessa forma, considerando a tendência de crescimento do erro com o refinamento da malha e os resultados absurdos e fisicamente inconsistentes já obtidos até as malhas com $maxCellSize = 2,0$; decidiu-se, por questões de utilização racional do tempo computacional, não simular as malhas com $maxCellSize = 1,0$. Por fim, é importante destacar que, de forma a preservar a escala das Figuras 42 e 43 e pela inconsistência física observada, decidiu-se não plotar graficamente os resultados da Tabela 20.

Para fins de equidade de comparação de resultados, a decisão de não simulação da

malha com $maxCellSize = 1,0$ foi aplicada também as simulações com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ (com ou sem *layers*) sem funções de parede; conforme observável na Tabela 21.

Da Figura 43 tem-se que o erro da malha com $maxCellSize = 10,0$ no modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ (sem *layers*) sem funções de parede, em comparação aos demais resultados, mostra-se inexpressivo e inconclusivo; sendo desconsiderado das análises. Dos demais resultados é observável que a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ (com *layers*) sem funções de parede conduz a menores erros, da ordem de 6,44% e 6,93% para as malhas com $maxCellSize$ igual a 5,0 e 2,0, respectivamente. Portanto, observável que nesse modelo e para a situação-problema estudada, o refinamento da malha tem relação fraca com a redução do erro percentual, ou seja, praticamente mantém-se inalterado com o aumento do número de elementos.

Por sua vez, para as malhas mais refinadas, a mesma conclusão do item anterior 1. b) é aplicável; os modelos físicos sem modelos de turbulências (com ou sem *layers*) e com modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ (com ou sem *layers*) sem funções de parede mostram-se, praticamente, equivalentes. Dessa forma, a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede não demonstrou vantagens numéricas em termos de custo-benefício.

Finalizando esta seção e com base em todas as análises e discussões realizadas para os problemas de placa plana em regime laminar* estudados, tem-se a comprovação e validação física, com base nas referências experimentais de Kitamura *et al.* (2015), do modelo matemático de condições de contorno utilizado nas Tabelas 12 e 13.

Conclui-se que as simulações sem modelos de turbulência, com ou sem *layers* de refinamento, mostram-se como a melhor opção. Tal decisão é justificada em termos de custo-benefício quanto ao erro razoável obtido, menor complexidade de simulação e menor esforço computacional e tempo demandados. Esse resultado e conclusão também confirmam a classificação de regime laminar para a situação estudada de Kitamura *et al.* (2015), conforme Equação 1.

Importante destacar também que as malhas com *layers* de refinamento apresentaram uma pequena vantagem na redução do erro. No entanto, os cuidados quanto à distorções, instabilidades numéricas e descontinuidades na malha e seus efeitos nos resultados físicos (especialmente quando associadas a funções de parede e modelos de turbulência), desencorajam a sua utilização na situação-problema tratada; sendo necessários estudos adicionais para uma conclusão mais efetiva.

Os resultados, discussões e conclusões apresentados nesta seção para o estudo físico-

numérico e computacional da convecção natural laminar em placas planas isotérmicas encontram-se publicados em Verdério Júnior *et al.* (2022) e ilustrados na Figura 75 do Apêndice E.

6.1.2 Modelos em Regime Turbulento

O número de Nusselt médio para a placa plana estudada nesta seção, em regime turbulento com $Ra_{de}^{num} = 2 \cdot 10^8$ e conforme Equação 1 da referência experimental de Kitamura *et al.* (2015), é igual a $\overline{Nu}_{de}^{num} = 74,0753 \pm 2,1482$. Tal valor é referência para todos os cálculos do erro relativo percentual médio, conforme Equações 70 e 84.

Em relação as simulações em 2. a) Regime Turbulento com modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ e COM Funções de Parede implementadas em $\varepsilon, \kappa, \nu_t$ e ω , conforme condições de contorno definidas na Tabela 12; têm-se as Tabelas 22 e 23 e Figuras 44 e 45.

Tabela 22 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	\overline{q}''^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{de}^{num}	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	30,0267	56,5835	23,61	0,234012	0,663708	0,484144
5,00	15588	32,5202	61,2823	17,27	0,024462	0,195629	0,116946
2,50	71807	31,0102	58,4368	21,11	0,001994	0,053750	0,027703
2,00	121842	30,9503	58,3240	21,26	0,002048	0,038852	0,017038
1,00	730012	33,0740	62,3260	15,86	0,000259	0,011349	0,004202
Modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST sem <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	\overline{q}''^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{de}^{num}	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	14,0164	26,4131	64,34	7,209050	12,322300	9,822030
5,00	12740	24,2896	45,7723	38,21	2,370050	5,892640	4,041160
2,50	63827	32,7647	61,7431	16,65	0,730212	2,042460	1,171010
2,00	110690	34,3925	64,8106	12,51	0,462666	1,784430	0,847293
1,00	695563	36,1567	68,1351	8,02	0,046040	0,609580	0,235656

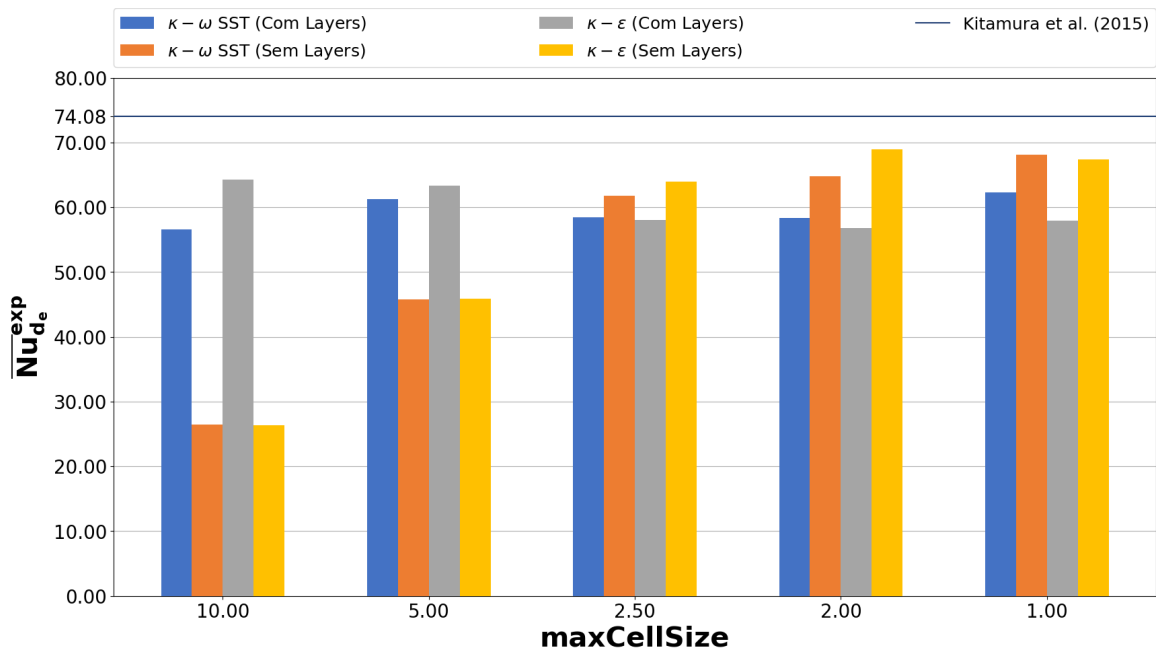
Fonte: Próprio Autor.

Tabela 23 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com <i>layers</i>							
$maxCellSize$	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	\overline{Nu}_{de}^{num}	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	34,1082	64,2749	13,23	1,560940	2,415810	2,050120
5,00	15588	33,6273	63,3686	14,45	0,529551	1,280300	0,967789
2,50	71807	30,7976	58,0362	21,65	0,177499	0,649435	0,424636
2,00	121842	30,1193	56,7580	23,38	0,117476	0,482646	0,311928
1,00	730012	30,7624	57,9699	21,74	0,048724	0,238226	0,134013
Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem <i>layers</i>							
$maxCellSize$	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	\overline{Nu}_{de}^{num}	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	14,0049	26,3914	64,37	8,600100	12,603000	10,379700
5,00	12740	24,3453	45,8773	38,07	4,490200	6,746410	5,495520
2,50	63827	33,9214	63,9228	13,71	2,355960	3,507140	2,896070
2,00	110690	36,5830	68,9384	6,93	2,000180	3,076080	2,501970
1,00	695563	35,7765	67,4185	8,99	0,693405	1,845140	1,328850

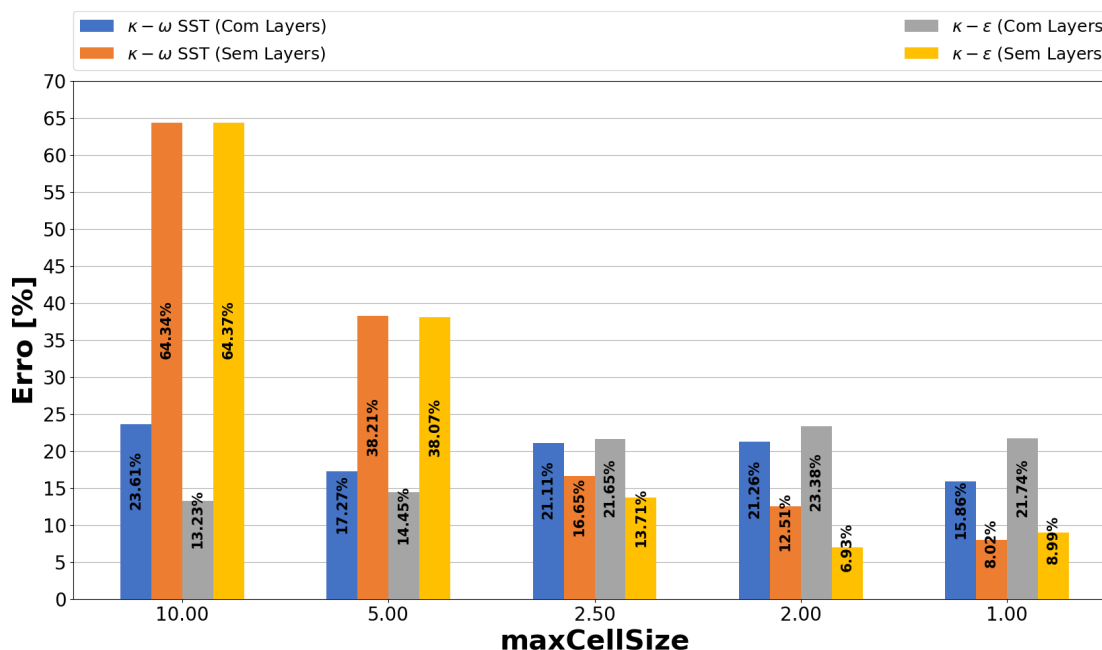
Fonte: Próprio Autor.

Figura 44 – \overline{Nu}_{de}^{num} versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 45 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Dos resultados obtidos nas simulações tem-se a concordância do modelo matemático de condições de contorno utilizado com a realidade física do problema tratado; validando a utilização de funções de parede nos parâmetros turbulentos κ , ν_t , ω e ε .

Da análise dos resultados é possível concluir que utilização de *layers* de refinamento, independentemente do modelo de turbulência adotado, somente apresenta vantagens em malhas bastante grosseiras; com até $maxCellSize = 5,0$ nas simulações realizadas. Malhas mais refinadas sem *layers* apresentaram melhores resultados, erros menores em comparação àquelas com *layers*; tal comportamento, conforme já discutido anteriormente, pode ser justificado pelas distorções, instabilidades numéricas e descontinuidades na malha provocadas pela taxa de expansão e transição entre elementos das camadas adicionais de refinamento.

Ignorando-se pequenas variações e flutuações de resultados, os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ e $\kappa - \varepsilon$, com funções de parede implementadas e em malhas sem *layers*, apresentaram resultados análogos; mostrando-se, praticamente, equivalentes numericamente em termos de exatidão quanto ao erro relativo. Como exemplo, para a malha mais refinada com $maxCellSize = 1,0$ e mais representativa, tem-se um erro de 8,02% para o modelo $\kappa - \omega SST$ e 8,99% para o modelo $\kappa - \varepsilon$.

Por fim é possível concluir, com base nos resultados discutidos para modelos físicos

com funções de parede implementadas, que: a) a utilização de *layers* de refinamento – para malhas mais refinadas e independentemente do modelo de turbulência adotado – mostra-se inviável por apresentar resultados com menor exatidão e b) os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST e $\kappa - \varepsilon$ sem *layers* mostram-se equivalentes quanto a exatidão dos resultados fornecidos.

Em relação às simulações em 2. b) Regime Turbulento com modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST $\kappa - \varepsilon$ e SEM Funções de Parede implementadas em ε , κ , ν_t e ω , conforme condições de contorno definidas na Tabela 13; têm-se as Tabelas 24 e 25 e Figuras 46 e 47.

Tabela 24 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST sem funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	42,0940	79,3236	7,09	1,513640	3,569760	2,705730
5,00	15588	44,2356	83,3592	12,53	0,370733	1,724460	1,212170
2,50	71807	40,0901	75,5474	1,99	0,185166	0,895382	0,546544
2,00	121842	39,5264	74,4851	0,55	0,100405	0,740339	0,434226
1,00	730012	1087,0098	2048,4034	2665,30	0,007612	0,054394	0,014993
Modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST sem <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	23,0826	43,4978	41,28	16,217800	30,571400	24,126000
5,00	12740	24,5066	46,1813	37,66	5,872010	15,951200	10,586700
2,50	63827	35,3161	66,5510	10,16	2,463660	7,130130	4,505320
2,00	110690	39,2460	73,9566	0,16	2,021180	6,283540	3,818170
1,00	695563	41,5602	78,3176	5,73	0,629239	3,222030	1,712710

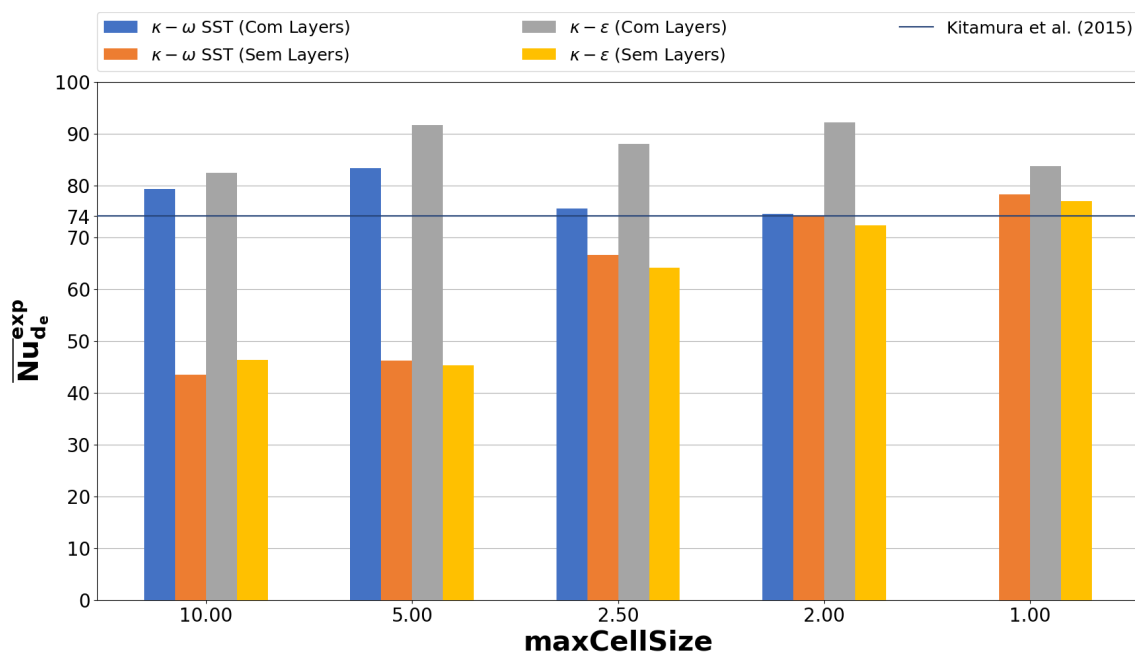
Fonte: Próprio Autor.

Tabela 25 – Regime turbulento e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem funções de parede em malhas, com e sem *layers* de refinamento.

Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ com <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	4471	43,7475	82,4395	11,29	1,695690	3,818770	2,836320
5,00	15588	48,6086	91,5998	23,66	0,593959	1,810840	1,313210
2,50	71807	46,7409	88,0804	18,91	0,148576	0,918336	0,598557
2,00	121842	48,9158	92,1787	24,44	0,125221	0,772384	0,484228
1,00	730012	44,4085	83,6851	12,97	0,069591	0,398032	0,226797
Modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem <i>layers</i>							
<i>maxCellSize</i>	Nº Elementos	$\overline{q''}^{\text{numm}}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{\text{numm}}$	Erro [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
10,00	3423	24,5759	46,3117	37,48	17,863500	36,697300	26,704700
5,00	12740	24,0182	45,2609	38,90	6,075160	14,265200	10,552900
2,50	63827	34,0509	64,1669	13,38	2,591800	7,262760	4,397570
2,00	110690	38,3543	72,2763	2,43	2,048330	6,631730	3,760290
1,00	695563	40,8209	76,9246	3,85	0,661641	3,425490	1,684770

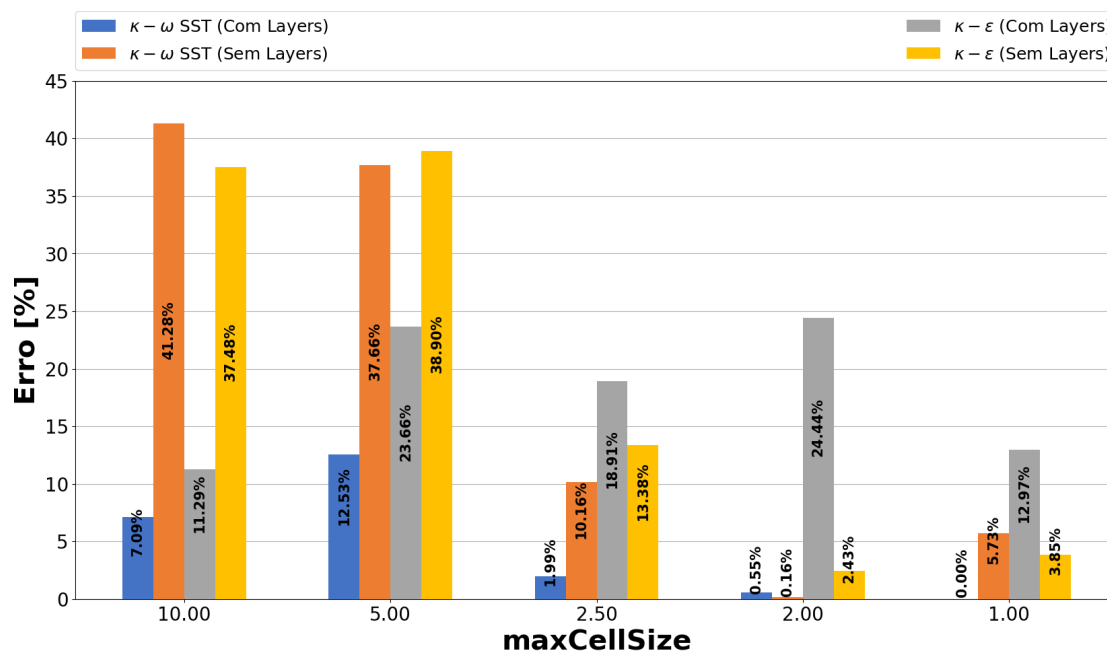
Fonte: Próprio Autor.

Figura 46 – \overline{Nu}_{de}^{num} versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e sem funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 47 – Erro percentual versus $maxCellSize$ para regime turbulento com os modelos de turbulência $\kappa - \omega SST$ ou $\kappa - \varepsilon$ e sem funções de parede.



Fonte: Próprio Autor.

Dos resultados obtidos nas simulações, mais uma vez, é possível observar a excelente

concordância do modelo matemático de condições de contorno utilizado com a realidade física do problema tratado; validando, também, a não utilização de funções de parede nos parâmetros turbulentos κ , ν_t , ω e ε .

Da análise da Tabela 24 é possível observar que a simulação com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$ SST com *layers* de refinamento e *maxCellSize* = 1,0, em comparação as demais, não convergiu, apresentando resultados fisicamente inconsistentes; motivo pelo qual, de forma a preservar as escalas das figuras, não foi plotada nos gráficos das Figuras 46 e 47. Dessa forma, tem-se que a aplicação do modelo $\kappa - \omega$ SST com *layers* de refinamento e sem funções de parede mostra-se inadequado e fisicamente inconsistente para malhas com maior grau de refinamento. Importantíssimo ressaltar que a definição desse grau limite de refinamento é bastante complexa e dependente da geometria e do problema estudado.

A simulação do modelo $\kappa - \varepsilon$ com *layers* e *maxCellSize* = 10,0 também apresentou resultados, em comparação aos demais, fisicamente inconsistentes, inexpressivos e inconclusivos; sendo desconsiderados das análises e conclusões. Observável nas simulações com esse modelo de turbulência com *layers* de refinamento, que o erro percentual tem comportamento variável, mas que tende a aumentar com o refinamento da malha. Portanto, inviabilizando, também, a sua utilização.

Dessa forma, conforme discussões dos parágrafos anteriores e optando-se pela obtenção de resultados com maior segurança e confiabilidade nas simulações CFD realizadas, conclui-se pela inviabilidade da utilização de malhas com *layers* de refinamento na situação-problema em estudo, independentemente do modelo de turbulência utilizado e em condições de contorno sem funções de parede.

Ignorando-se pequenas variações e flutuações de resultados, os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST e $\kappa - \varepsilon$ sem *layers*, novamente, mostraram-se praticamente equivalentes numericamente em termos da exatidão quanto ao erro relativo. Como exemplo, para a malha mais refinada e mais representativa das simulações, tem-se um erro de 5,73% para o modelo $\kappa - \omega$ SST e 3,85% para o modelo $\kappa - \varepsilon$. Necessário destacar, em comparação aos resultados obtidos no item 2. a), que a utilização do modelo de condições de contorno sem funções de parede conduziu a uma pequena melhora nos resultados obtidos. Entretanto, pela proximidade dos resultados e de forma a não incorrer em erros por generalização infundamentada, mais estudos e testes, especialmente em problemas físicos e geometrias diferentes, mostram-se necessários; dificultando a formulação de qualquer hipótese conclusiva sobre a questão explorada.

Finalizando esta seção e com base em todas as análises e discussões realizadas para os problemas de placa plana em regime turbulento estudados, tem-se a comprovação e validação física, com base nas referências experimentais de Kitamura *et al.* (2015), dos modelos matemáticos de condições de contorno, com e sem funções de parede, mostrados nas Tabelas 12 e 13.

Pode-se concluir que as simulações em malhas com *layers* de refinamento mostram-se, na grande maioria dos casos, inviáveis e com menor exatidão física e numérica. Tal conclusão fundamenta-se nos prováveis erros provocados por distorções, instabilidades numéricas e descontinuidades na malha; maior complexidade, esforço computacional e tempo de simulação demandados e a necessidade de cuidados e estudos adicionais para melhor definição de como e quando utilizar malhas com *layers* de refinamento.

Os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST e $\kappa - \varepsilon$ mostraram-se, desconsiderando-se pequenas flutuações e variações de resultados, praticamente equivalentes nas simulações realizadas para malhas sem *layers* de refinamento, em condições de contorno com ou sem funções de parede implementadas nos parâmetros ε , κ , ν_t e ω . Dessa forma, pela maior simplicidade, maior estabilidade numérica e menor custo computacional demandado, decidiu-se pela utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ sem *layers* de refinamento nas simulações de placa com ondulações, que serão discutidas nas próximas seções.

Por fim, a questão da utilização de condições de contorno com ou sem funções de parede ainda se mostra como uma incógnita; não sendo possível e razoável, com os resultados e análises realizadas, generalizar uma conclusão. Portanto, novos estudos aplicados à geometria de placa com ondulações mostraram-se necessários antes de formalizar uma decisão de aplicação. Tais testes e seus resultados serão melhor discutidos na seção seção 6.3.

Os resultados, discussões e conclusões apresentados nesta seção para o estudo físico-numérico e computacional da convecção natural turbulenta em placas planas isotérmicas encontram-se publicados em Verdério Júnior *et al.* (2021b) e ilustrados na Figura 74 do Apêndice E.

6.2 MODELOS DE ESTUDO DE CONVERGÊNCIA DE SOLUÇÃO

6.2.1 Modelos de Placa Plana

De forma a estudar a melhor Configuração (A ou B) do subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam* para os modelos de placa plana, têm-se os resultados apresentados de forma comparativa na Tabela 26 e na Figura 48; conforme representação esquemática dos testes realizados da Figura 26. Ressaltando que o desvio percentual foi calculado através da Equação 74, admitindo-se a Configuração B como referência de cálculo e o \overline{Nu}_{de}^{num} foi calculado através da Equação 84.

Da análise do desvio percentual relativo e do comportamento das curvas da Figura 48 quanto a estabilidade numérica e convergência de solução, não ficam caracterizadas diferenças significativas entre as Configurações A e B.

Constatou-se que as simulações da Configuração B, em comparação às realizadas na Configuração A, apresentaram menores valores do y_{medio}^+ e menor tempo computacional demandado. No entanto, tais reduções são bastante inexpressivas e dificultam a formulação de qualquer conclusão sobre a questão.

Importante destacar também que, mesmo com o elevado grau de não-ortogonalidade máximo das malhas estudadas, a inclusão de fatores de correção não-ortogonal mostrou-se dispensável; o que pode ser explicado pela extrema simplicidade da geometria estudada e a presença dos *boxes* de refinamento de nível 7 nas proximidades da região da placa.

Dessa forma, com base nos estudos realizados em diferentes condições para os diferentes modelos numéricos de placa plana, tem-se que as Configurações A e B provaram-se equivalentes do ponto de vista físico-numérico. Contudo, novos estudos mostram-se necessários, especialmente em geometrias e condições físicas diferentes, objetivando uma análise comparativa mais completa e fundamentada das vantagens e desvantagens da utilização dessas configurações.

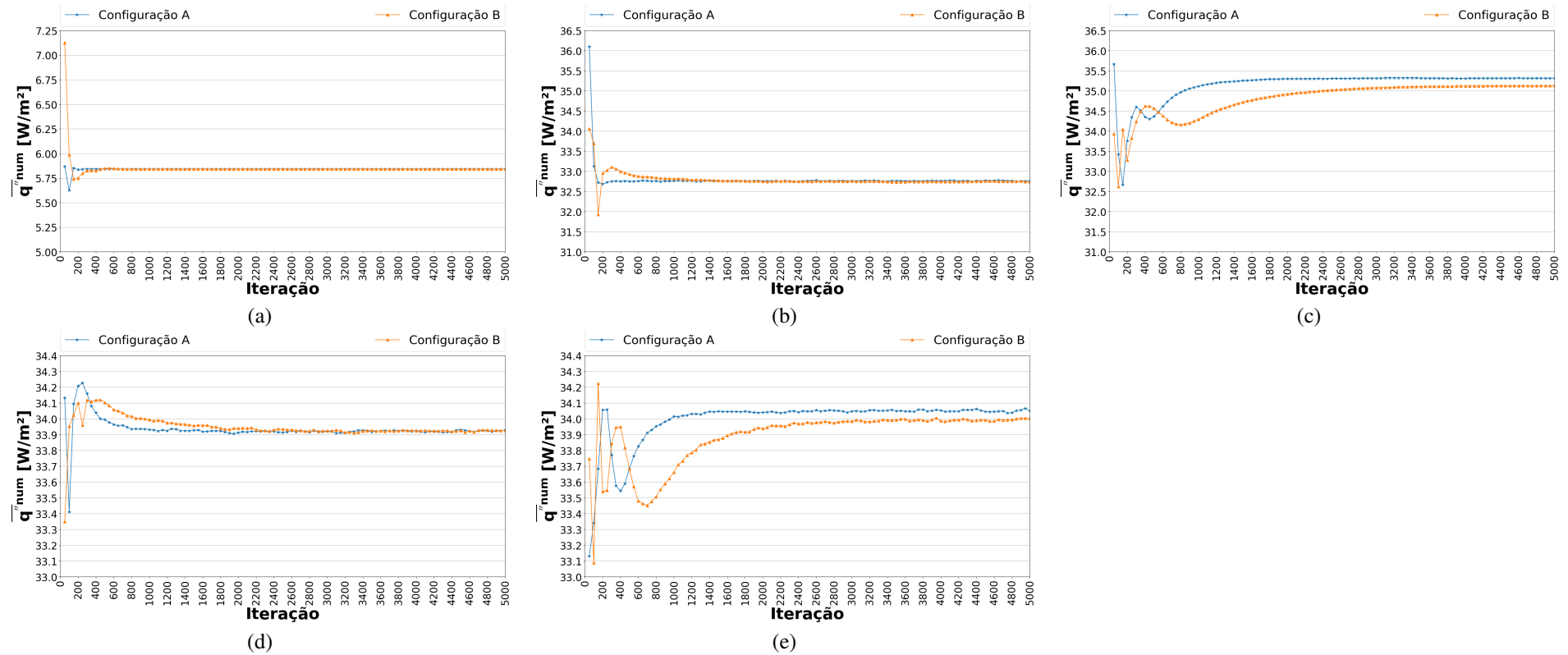
Tabela 26 – Configurações A e B aplicadas ao estudo de placas planas, em diferentes condições físicas e em malhas sem *layers* de refinamento e com $maxCellSize = 2,5$.

Tipo	$Ra_{d_e}^{num}$	Não-Ortogonalidade Máxima da Malha	Não-Ortogonalidade Média da Malha	Configuração A			Configuração B			Desvio [%]
				$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{num}$	y_{medio}^+	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{d_e}^{num}$	y_{medio}^+	
Laminar* ¹	$1 \cdot 10^5$	46,7376	2,90219	5,8426	11,0100	0,316588	5,8416	11,0081	0,316424	0,02
$\kappa - \omega$ SST (Com FP)	$2 \cdot 10^8$			32,7647	61,7431	1,171010	32,7495	61,7143	1,163510	0,05
$\kappa - \omega$ SST (Sem FP)				35,3161	66,5510	4,505320	35,1292	66,1989	4,460510	0,53
$\kappa - \varepsilon$ (Com FP)				33,9214	63,9228	2,896070	33,9241	63,9279	2,890160	0,01
$\kappa - \varepsilon$ (Sem FP)				34,0509	64,1668	4,397570	33,9914	64,0547	4,390210	0,18

Fonte: Próprio Autor.

¹ Sem Modelo de Turbulência.

Figura 48 – Fluxo de calor superficial ($\overline{q''^{num}}$) versus Número de Iterações das Configurações A e B para os modelos de placa plana em regime (a) laminar* (Sem Modelo de Turbulência) e turbulento com os modelos de turbulência (b) $\kappa - \omega SST$ (Com FP), (c) $\kappa - \omega SST$ (Sem FP), (d) $\kappa - \varepsilon$ (Com FP) e (e) $\kappa - \varepsilon$ (Sem FP).



Fonte: Próprio Autor.

6.2.2 Modelos de Placa com Ondulações

No estudo da melhor Configuração (A ou B) do subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam* para as diferentes geometrias dos modelos de placas com ondulações desta tese, têm-se os resultados apresentados na Tabela 27 e Figura 49; conforme representação esquemática classificativa da Figura 26. Novamente o desvio percentual foi calculado através da Equação 74 e admitindo-se a Configuração B como referência de cálculo. Observando-se que a avaliação do número de Nusselt médio ($\overline{Nu}_{L_P}^{\text{num}}$) sobre as placas com ondulações nas simulações numéricas ocorre através da seguinte Equação:

$$\overline{Nu}_{L_P}^{\text{num}} = \frac{\overline{q}^{\text{num}} \cdot L_P^{\text{num}}}{\left(\overline{T}_P^{\text{num}} - \overline{T}_\infty^{\text{num}}\right) \cdot k_{\text{Fluido}}^{\text{num}}} \quad (85)$$

, obtida de forma análoga a Equação 84, diferenciando-se unicamente pela adoção do comprimento longitudinal da placa ($L_P^{\text{num}} = 1$ m) como o comprimento característico do escoamento estudado.

Da análise da Tabela 27 é observável que a Configuração B apresentou, novamente, uma inexpressiva redução dos valores do y_{medio}^+ . Também foi constatado, em comparação à Configuração A, menores tempos computacionais demandados na realização das simulações. O que pode ser justificado pelas características numéricas do *solver* GAMG – que é um método multi-malha bastante robusto, especialmente indicado para domínios numéricos com maior número de elementos e maior complexidade geométrica e que tende a apresentar maior estabilidade numérica e velocidade de convergência de solução; conforme Versteeg e Malalasekera (2007), Moukalled *et al.* (2015) e OpenCFD (2019i).

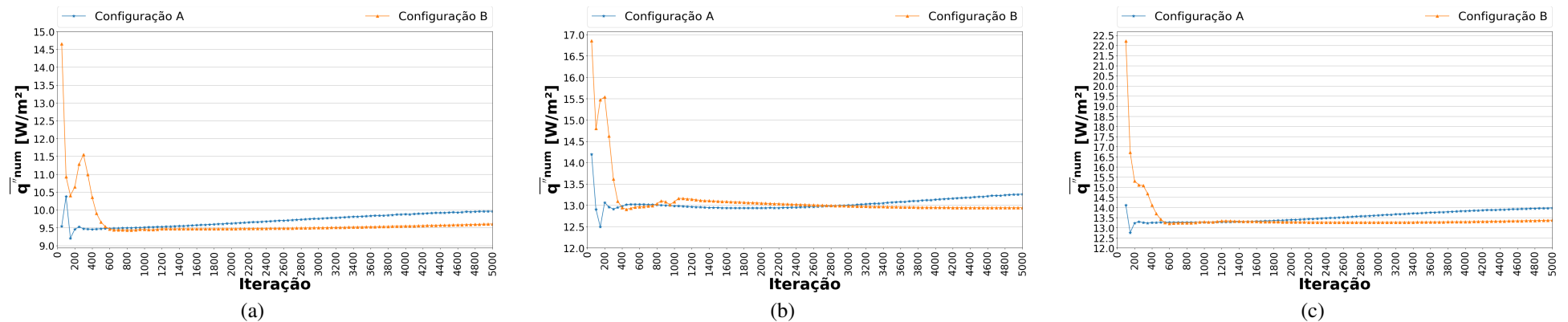
Da análise da Figura 49 é visivelmente claro a melhor convergência de solução e estabilidade computacional da Configuração B para o estudo de placas com ondulações, em diferentes condições físicas e geométricas. Tal comportamento é justificado, além das características numéricas do *solver* GAMG, pela inclusão de fatores de correção não-ortogonal; uma vez que as geometrias estudadas, em comparação aos modelos de placa plana, apresentam maior grau de não-ortogonalidade e maior complexidade topológica.

Tabela 27 – Configurações A e B aplicadas ao estudo de placas com ondulações, em diferentes condições físico-geométricas e em malhas sem *layers* de refinamento, com $maxCellSize = 0,9$ e modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$.

Tipo de Ondulações	Ra_{LP}^{num}	Não-Ortogonalidade Máxima da Malha	Não-Ortogonalidade Média da Malha	Configuração A			Configuração B			Desvio [%]
				$\overline{q''}^{num} [W/m^2]$	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{medio}^+	$\overline{q''}^{num} [W/m^2]$	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{medio}^+	
Quadrada	$5 \cdot 10^6$	51,2265	1,91801	9,9331	18,7183	0,270834	9,5160	17,9323	0,258289	4,38
Trapezoidal	$1 \cdot 10^7$	52,2314	1,73147	13,0486	24,5893	0,358455	12,9990	24,4958	0,347037	0,38
Triangular	$8 \cdot 10^6$	69,6473	3,98144	13,6266	25,6785	0,069555	13,2957	25,0550	0,066134	2,49

Fonte: Próprio Autor.

Figura 49 – Fluxo de calor superficial ($\overline{q''}^{num}$) versus Número de Iterações das Configurações A e B para os modelos de placa com ondulações (a) quadradas, (b) trapezoidais e (c) triangulares.



Fonte: Próprio Autor.

Dessa forma, com base nas vantagens discutidas em relação ao menor tempo computacional demandado, maior estabilidade numérica e velocidade de convergência de solução, decidiu-se pela utilização da Configuração B nos demais modelos de placas plana e com ondulações desta tese.

6.3 MODELOS DE TESTES DE INDEPENDÊNCIA E CONSISTÊNCIA DE MALHA E DE DEFINIÇÃO DE DOMÍNIO FÍSICO

A análise e discussão dos resultados dos testes de independência e consistência de malha e de definição de domínio físico em placa isotérmica com ondulações quadradas, vide Figura 30, será dividida, conforme Figura 28, em duas (02) etapas:

1. Testes de independência e consistência de malha, conforme Figura 31;
2. Testes de definição de domínio físico para:
 - a) Estudo da influência da altura H_D , conforme Figura 33;
 - b) Estudo da influência do comprimento de base L_D , conforme Figura 35.

A avaliação do número de Nusselt médio (\overline{Nu}_{LP}^{num}) sobre a placa com ondulações nas simulações numéricas ocorre através da Equação 85 e, em todas as simulações, tem-se $Ra_{LP}^{num} = 1,741 \cdot 10^9$.

Conforme análise dos resultados e conclusões obtidas dos modelos das seções anteriores; todas as simulações a seguir já foram realizadas com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$, em malhas sem *layers* de refinamento e na Configuração B do subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam*. A decisão da utilização ou não de funções de parede no modelo matemático de condições de contorno para os parâmetros turbulentos κ , ν_t e ε será estabelecida após os novos testes e resultados a seguir.

6.3.1 Testes de Independência e Consistência de Malha

Dos dados organizados, compilados, tratados e plotados com a utilização dos softwares ParaView, versão 5.8.0 e Google Sheets e da biblioteca Matplotlib, versão 3.2.1; têm-se a Tabela 28 e 29 e Figuras 50 e 51 para os testes de independência e consistência de malha.

A Tabela 28 trata das simulações com funções de parede implementadas em κ , ν_t e ε , conforme Tabela 12 e a Tabela 29 trata das simulações sem funções de parede implementadas nesses parâmetros, conforme Tabela 13. A Figura 51 mostra as curvas de evolução do fluxo de calor superficial com o número de iterações realizadas, que foram utilizadas como parâmetro de referência na análise de convergência e estabilidade das simulações numéricas realizadas.

Os desvios percentuais absolutos, plotados de forma comparativa na Figura 50, foram calculados através da Equação 74, considerando-se como simulação de referência o modelo físico de $maxCellSize = 0,7$ e sem funções de parede implementadas. Tal escolha fundamenta-se na maior complexidade da malha, em termos de refinamento e número de elementos e bem como da rápida convergência e estabilização da solução ao regime permanente. A não utilização da malha com $maxCellSize = 0,7$ e com funções de parede como referência justifica-se na maior dificuldade e iterações demandadas na obtenção da solução em regime permanente; visto que, apesar do mesmo grau de refinamento topológico, apresenta um processo de convergência de solução mais longo e demorado, não atingindo a solução em regime permanente mesmo após 5000 iterações realizadas.

Tabela 28 – Testes de independência e consistência de malha com funções de parede implementadas em κ , ν_t e ε .

Com funções de parede implementadas							
$maxCellSize$	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	\overline{Nu}_{LP}^{num}	Desvio [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
1,50	227902	71,6324	134,9868	7,66	2,235630	7,524850	4,116120
1,30	339299	74,4915	140,3748	3,98	1,688710	5,943480	3,663240
1,15	475997	74,5344	140,4554	3,92	1,486750	5,462790	3,579540
1,00	686060	76,6227	144,3909	1,23	1,527290	5,544590	3,472150
0,90	917535	78,8228	148,5367	1,61	1,452230	4,905770	3,197530
0,80	1268869	78,2667	147,4889	0,89	1,436540	4,993880	3,296830
0,70	1854078	81,8296	154,2029	5,48	0,904714	4,227250	2,542300

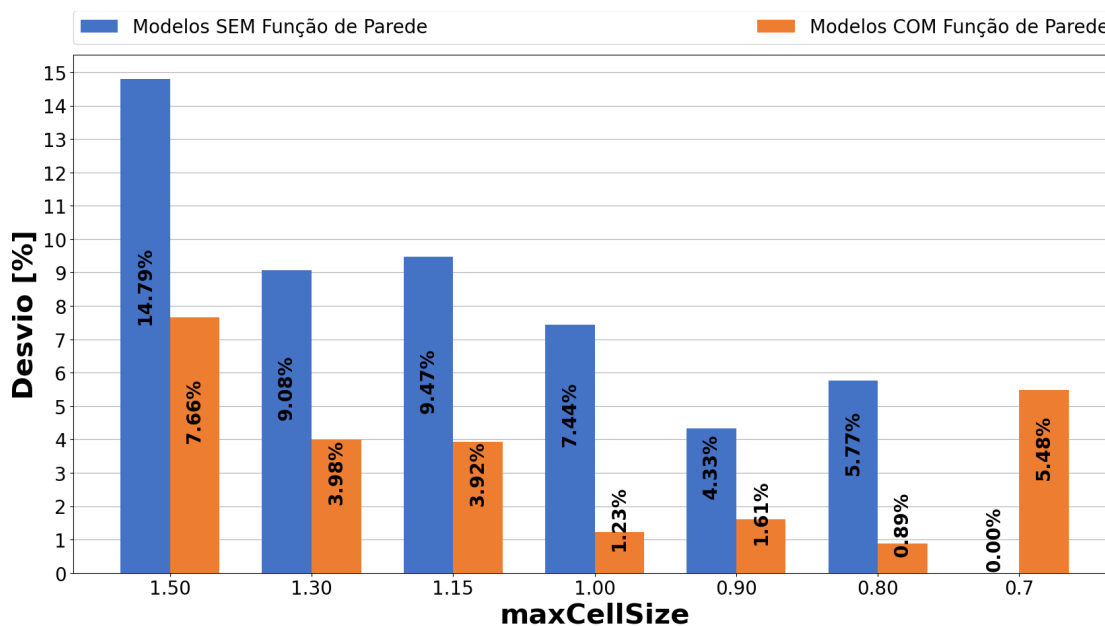
Fonte: Próprio Autor.

Tabela 29 – Testes de independência e consistência de malha sem funções de parede implementadas em κ , ν_t e ε .

Sem funções de parede implementadas							
$maxCellSize$	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	\overline{Nu}_{LP}^{num}	Desvio [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
1,50	227902	66,1061	124,5728	14,79	1,763810	14,489000	5,809150
1,30	339299	70,5360	132,9209	9,08	0,380968	10,406800	4,924170
1,15	475997	70,2289	132,3420	9,47	0,242007	9,402680	4,846680
1,00	686060	71,8029	135,3081	7,44	0,785054	10,239400	4,565040
0,90	917535	74,2171	139,8576	4,33	0,747020	8,083850	4,030530
0,80	1268869	73,1013	137,7548	5,77	0,690190	9,255280	4,321790
0,70	1854078	77,5774	146,1898	0,00	0,691422	6,777720	3,025480

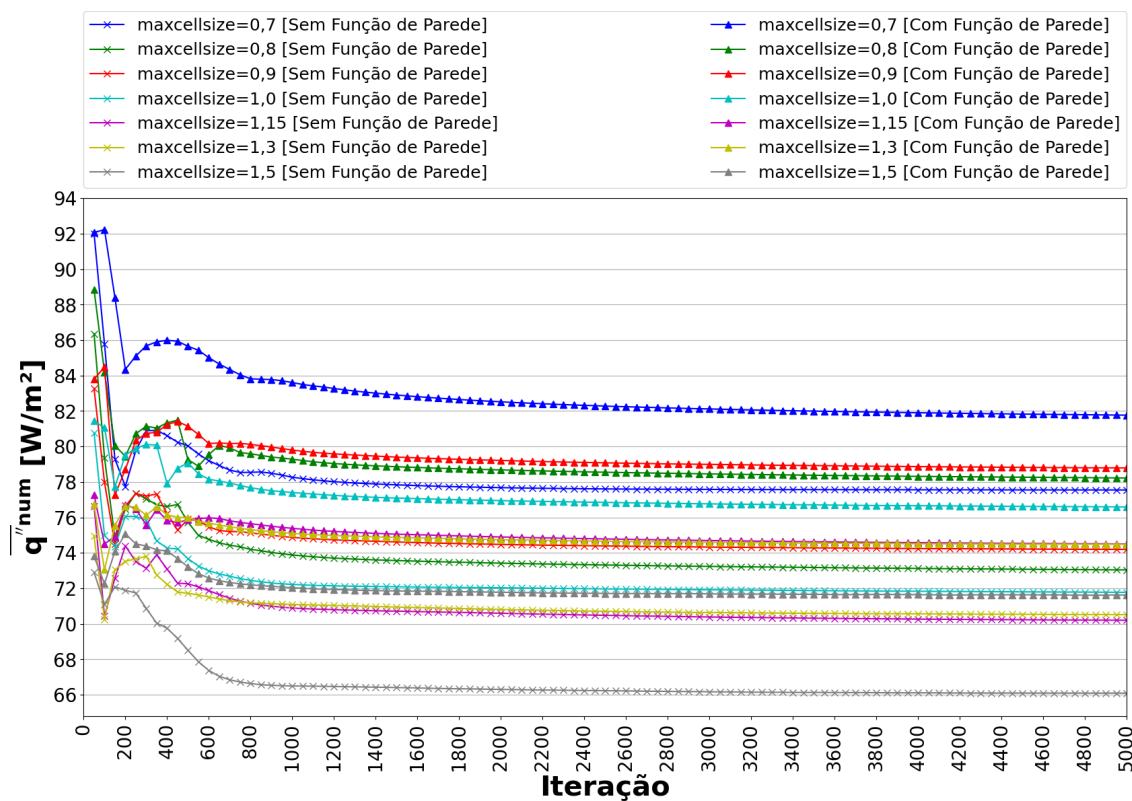
Fonte: Próprio Autor.

Figura 50 – Desvio percentual relativo versus $maxCellSize$ para os diferentes modelos de independência de consistência de malha estudados, em condições com e sem funções de parede implementadas.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 51 – Fluxo de calor superficial ($\overline{q''^{num}}$) sobre a placa com ondulações versus Número de Iterações para os testes de independência e consistência de malha.



Fonte: Próprio Autor.

Da análise dos resultados é possível visualizar, em comparação a simulação tratada como referência, que a utilização de funções de parede favorece a obtenção de soluções com maior exatidão, com convergência mais rápida e com menor grau de refinamento exigido; apresentando vantagens em termos de custo-benefício de exatidão, esforço computacional e tempo de simulação demandados. Tal conclusão, apesar de diferenciar-se um pouco do observado para as placas planas da seção anterior (que apresentavam inexpressivas diferenças de resultados), mostra-se fisicamente consistente e expressa a dificuldade de formular hipóteses generalizadoras quanto a utilização ou não de funções de parede para as diferentes geometrias estudadas sem mais estudos e análises, sob o risco de incorrer em conclusões infundamentadas. Dessa forma, considerando-se as diferenças geométricas e físicas de solução do estudo de placas planas e com ondulações, tal conclusão mostra-se válida e fisicamente consistente aos estudos desta tese e será aplicada nas demais simulações realizadas.

Assim, pode-se concluir, em comparação a simulação tratada como referência, que as melhores opções de malhas, por ordem decrescente de desvio, são: $maxCellSize = 0,7$ sem funções de parede (desvio = 0%), $maxCellSize = 0,8$ com funções de parede (desvio = 0,89%), $maxCellSize = 1,0$ com funções de parede (desvio = 1,23%) e $maxCellSize = 0,9$ com funções de parede (desvio = 1,61%). Ressaltando que a utilização da malha com $maxCellSize = 0,7$ com funções de parede (desvio = 5,48%) foi descartada pela maior dificuldade e tempo demandados na obtenção da solução em regime permanente, maior ordem de desvio obtido e maior custo computacional demandado. As demais malhas mostraram-se inviáveis por apresentarem desvios de maior ordem e por não oferecerem vantagens significativas em relação ao custo-benefício esforço e tempo de simulação demandados.

Dessa forma, considerando-se a busca por malhas que aliem, ao mesmo tempo, menor número de elementos e complexidade (maior $maxCellSize$), estabilidade de solução e de convergência ao regime permanente e razoável exatidão; tem-se a decisão de utilizar a malha de $maxCellSize = 0,9$ com funções de parede implementadas nos parâmetros turbulentos κ , ν_t e ε . A decisão de não utilização da malha com $maxCellSize = 1,0$ com funções de parede é justificada pela limitação de construção geométrica das ondulações (especialmente nas geometrias trapezoidal e triangular), que na presença de elementos de maior dimensão acabam por provocar distorções geométricas tridimensionais na malha; conforme já ilustrado na Figura 15 (a). Por sua vez, a malha com $maxCellSize = 0,8$ com funções de parede, em comparação a escolhida, apresenta uma diferença de desvio de 0,72% e 351334 elementos adicionais; o que

inviabiliza totalmente a sua escolha, considerando-se a pequena vantagem de exatidão alcançada ao elevadíssimo incremento do custo computacional demandado.

Portanto, para todas as demais simulações deste trabalho foram utilizadas malhas com $maxCellSize = 0,9$, sem *layers* de refinamento, com funções de parede implementadas no modelo de condições de contorno de κ , ν_t e ε para a região da placa e com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$.

A aplicação do Método GCI (*Grid Convergence Index*) para a realização de estudos espaciais de convergência de malhas é uma alternativa aos estudos de malha realizados nesta seção. Esse método é derivado da Teoria de Extrapolação Generalizada de Richardson e encontra-se apresentado em detalhes em Roache (1998) e Committee (2009).

6.3.2 Testes de Definição de Domínio Físico

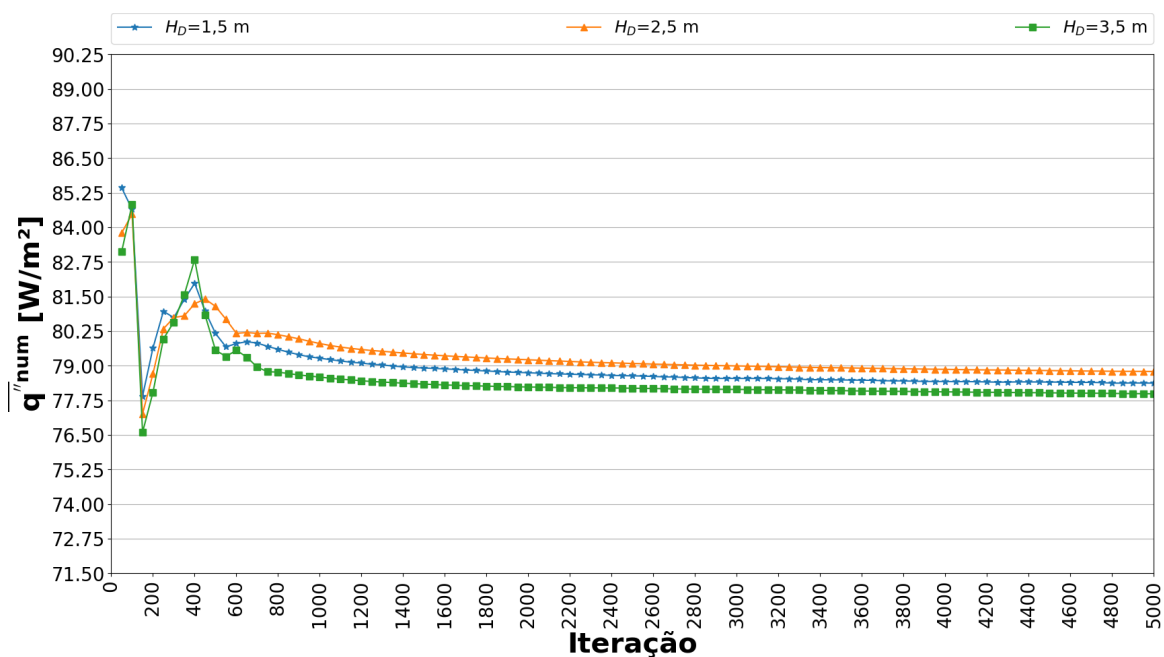
Para o item 2. a) Testes de estudo da influência da altura H_D , chamados de testes de altura, têm-se a Tabela 30 e Figura 52. Os desvios percentuais absolutos foram calculados através da Equação 74; considerando-se como simulação de referência aquela com $H_D = 3,5 m$; que apresenta maior complexidade geométrica.

Tabela 30 – Testes de estudo da influência da altura H_D , realizados em malhas com $maxCellSize = 0,9$, $L_D = 1,5 m$ e com funções de parede.

H_D [m]	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	\overline{Nu}_{LP}^{num}	Desvio [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
1,50	856735	78,4421	147,8194	0,49	1,420390	4,959400	3,127760
2,50	917535	78,8228	148,5367	0,98	1,452230	4,905770	3,197530
3,50	932271	78,0576	147,0947	0,00	1,464570	4,899290	3,269830

Fonte: Próprio Autor.

Figura 52 – Fluxo de calor superficial ($\overline{q}''^{\text{num}}$) sobre a placa com ondulações quadradas versus Número de Iterações para os testes de estudo da influência da altura H_D .



Fonte: Próprio Autor.

As análises de resultados da Tabela 30 e Figura 52 atestam que os três modelos físicos mostram-se equivalentes. Tal conclusão é fundamentada nas características de convergência ao regime permanente e estabilidade numérica das soluções e, bem como, do baixíssimo desvio percentual observado entre os resultados das simulações realizadas (da ordem máxima de 0,98% para o modelo $H_D = 2,5$ m).

As características físicas da convecção natural e os mecanismos de formação de pluma térmica demonstram a importância da correta determinação da altura computacional do domínio físico nos mecanismos de transporte de massa e de energia ao longo da geometria estudada na direção vertical (eixo z). A seleção de um modelo físico com altura insuficiente poderia prejudicar a captura e descrição física adequada desses fenômenos.

Dos argumentos e discussões apresentados, decide-se pela utilização da malha com $H_D = 2,5$ m, apesar da exatidão relativamente menor em relação a simulação de referência. Tal decisão fundamenta-se nas características de convergência e estabilidade numérica da solução obtida, critérios de custo-benefício esforço computacional e tempo de simulação demandados e das próprias características físicas do problema de convecção natural (necessidade de uma altura computacional de domínio físico suficiente para não prejudicar a correta descrição dos mecanismos de transporte de massa e de energia na direção do eixo gravitacional).

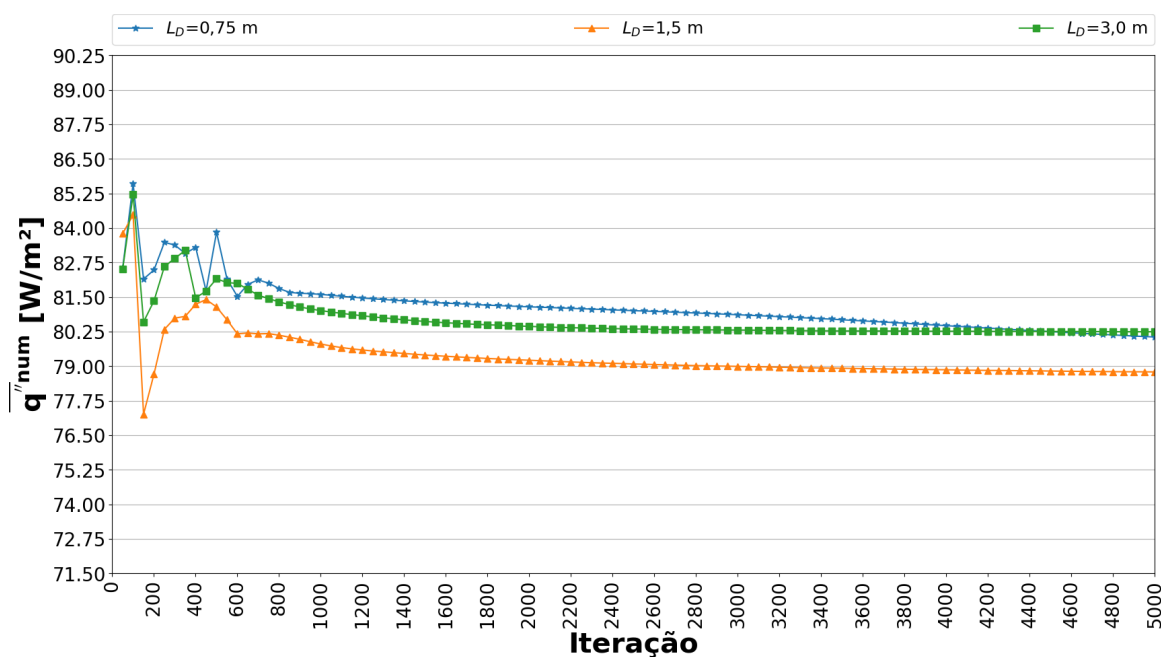
Encerrando as análises desta seção, têm-se o item 2. b) Testes de estudo da influência do comprimento de base L_D , chamados de testes de base. Os resultados organizados, compilados, tratados e plotados encontram-se disponíveis na Tabela 31 e Figura 53. Os desvios percentuais absolutos foram calculados através da Equação 74; considerando-se como simulação de referência aquela com $L_D = 3,0\text{ m}$; que apresenta maior complexidade geométrica.

Tabela 31 – Testes de estudo da influência do comprimento de base L_D , realizados em malhas com $maxCellSize = 0,9$, $H_D = 2,5\text{ m}$ e com funções de parede.

L_D [m]	Nº Elementos	$\overline{q''}^{num}$ [W/m ²]	$\overline{Nu}_{L_P}^{num}$	Desvio [%]	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
0,75	763940	80,2506	151,2273	0,02	1,336200	5,061450	3,182600
1,50	917535	78,8228	148,5367	1,80	1,452230	4,905770	3,197530
3,00	906644	80,2657	151,2558	0,00	1,329080	4,998640	3,091820

Fonte: Próprio Autor.

Figura 53 – Fluxo de calor superficial ($\overline{q''}^{num}$) sobre a placa com ondulações quadradas versus Número de Iterações para os testes de estudo da influência do comprimento de base L_D .



Fonte: Próprio Autor.

Da análise da Figura 53 é observável que a simulação com $L_D = 0,75\text{ m}$, no intervalo de 5000 iterações realizadas, ainda não atingiu a convergência ao regime permanente ou aproximou-se dessa somente ao final da simulação. Tal demora ou dificuldade de obtenção da solução em regime permanente pode estar relacionada ao reduzido tamanho de base do domínio físico, dificultando os mecanismos de transporte de massa e energia ao longo da geometria avaliada e

necessitando de mais iterações para estabilização e convergência numérica da solução. No entanto tal solução, em comparação a simulação de referência, apresenta boa exatidão de resultados com desvio = 0,02%; além de um excelente custo-benefício computacional de esforço e tempos de simulação demandados, considerando-se a menor complexidade e número de elementos reduzidos da malha.

A malha com $L_D = 1,5 \text{ m}$, apesar de alcançar mais rapidamente a convergência ao regime permanente e apresentar uma exatidão razoável, com desvio = 1,80%, não se mostra viável em termos de custo-benefício aos estudos desta tese. A mesma conclusão de inviabilidade também é aplicada a malha com $L_D = 3,0 \text{ m}$; observando-se que as duas malhas, em termos do número de elementos são praticamente idênticas – que pode ser entendido através das características e *boxes* de refinamento utilizados no processo de construção, apresentados e discutidos na subseção 4.1.2. Essa conclusão de inviabilidade desses modelos fundamenta-se na maior quantidade de elementos presentes, menor ou irrisório ganhos de exatidão e maior custo computacional demandados.

De todas as discussões tem-se que a malha com $L_D = 0,75 \text{ m}$ mostra-se como a opção mais viável em termos de custo-benefício de exatidão e custo computacional dos testes de base. Tal decisão fundamenta-se, em comparação à malha mais complexa geometricamente com $L_D = 3,0 \text{ m}$, na alta exatidão com um baixíssimo desvio e menor complexidade topológica (redução de 142704 elementos); apesar da maior dificuldade e o maior número de iterações demandados para obtenção da solução em regime permanente.

Dessa forma, ao final de todas as simulações e discussões de resultados desta seção, tem-se, para todas as demais simulações deste trabalho, a utilização de um domínio computacional de dupla simetria de dimensões ($L_D \times L_D \times H_D$) 0,75 x 0,75 x 2,5 m; em malhas com $maxCellSize = 0,9$, sem *layers* de refinamento, modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e com funções de parede implementadas nas condições de contorno de κ , ν_t e ε para a região da placa.

Os resultados, discussões e conclusões apresentados nesta seção para determinação dos parâmetros físico-numéricos e computacionais associados a malha, condições de contorno e geometria do domínio físico computacional das placas com ondulações estudadas encontram-se publicados em Verdério Júnior *et al.* (2022b) e ilustrados na Figura 77 do Apêndice E.

6.4 MODELOS DE VALIDAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL

A partir do aparato experimental construído e da metodologia desenvolvida para cálculo e análise de resultados e incertezas, têm-se os Resultados Experimentais Parciais; disponíveis no Apêndice D, para cada intervalo de tempo de cada ensaio realizado das geometrias estudadas nesta tese. A análise e discussão dos resultados dos modelos desta seção será dividida em quatro (04) etapas:

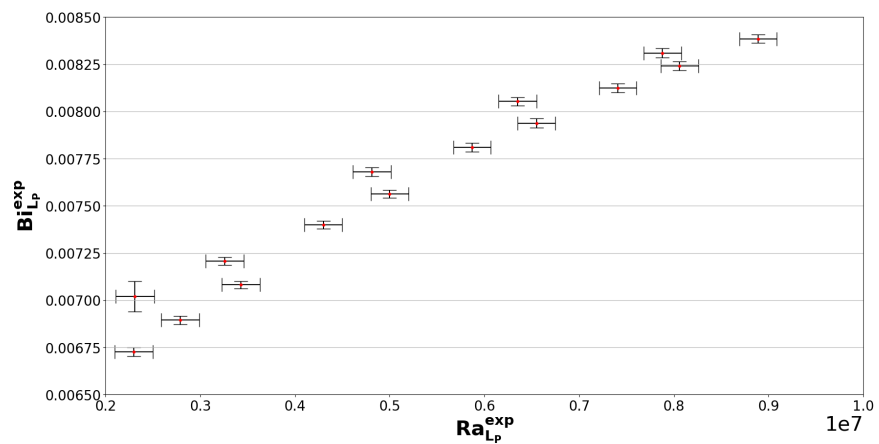
1. Validação da Aplicabilidade do Método da Capacitância Global;
2. Validação Experimental dos Modelos Numéricos;
3. Análise dos Resultados Experimentais;
4. Análise Numérica dos Campos de Temperaturas Adimensionais.

Importante destacar que os modelos de validação numérico-experimental foram desenvolvidos para comparar os resultados numéricos e experimentais das geometrias abordadas nesta tese; objetivando o estudo, validação numérica e definição da geometria mais adequada (com maior eficiência térmica) ao processo de aquecimento/resfriamento por convecção natural. No entanto, as abordagens físicas de construção e solução são diferentes; trabalhando-se com soluções em regime permanente para os modelos numéricos e soluções transientes para o procedimento experimental. Porém, o processo de resfriamento das placas ocorre de forma bastante lenta, com taxas de variação de temperaturas da ordem máxima de 0,0143 °C/s para a placa plana e 0,0139 °C/s para as placas com ondulações, permitindo que a hipótese de regime permanente também possa ser aplicada, com boa exatidão, a cada intervalo de tempo de cada ensaio realizado do procedimento experimental desenvolvido.

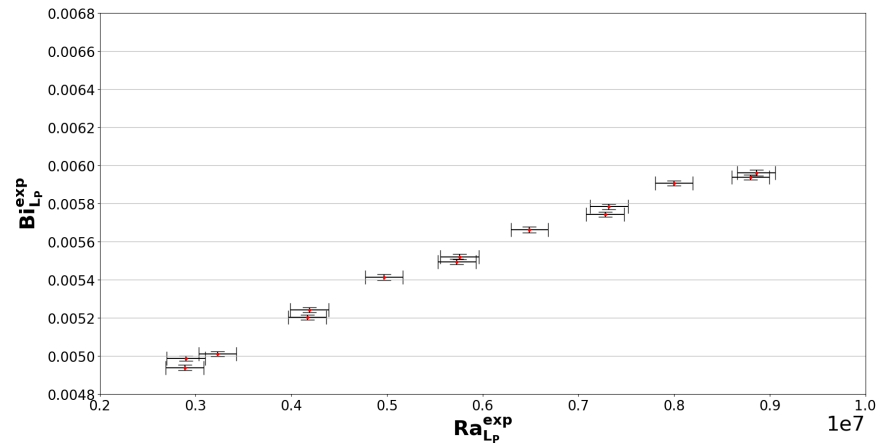
6.4.1 Validação da Aplicabilidade do Método da Capacitância Global

De forma a validar a aplicação do Método da Capacitância Global no procedimento de cálculo e análise dos resultados experimentais tem-se o estudo do Bi_{LP}^{exp} em função do Ra_{LP}^{exp} para o processo de resfriamento das placas, para cada intervalo de tempo de cada ensaio realizado. A Figura 54 apresenta as curvas de estudo do Bi_{LP}^{exp} versus Ra_{LP}^{exp} para as geometrias de placa (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares.

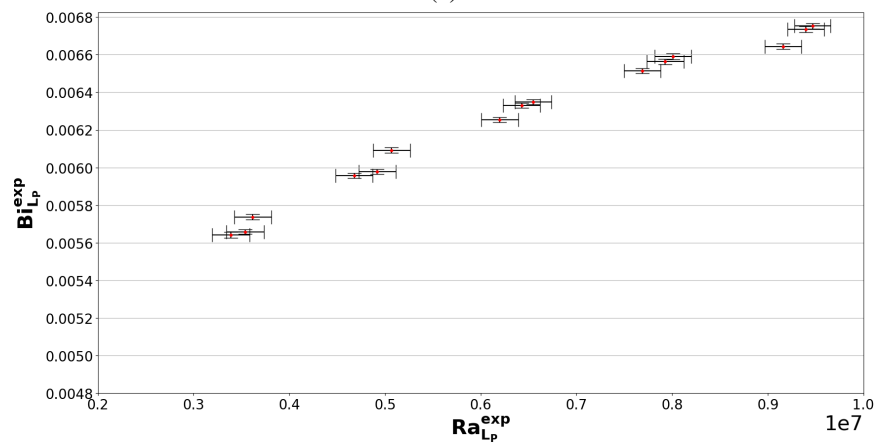
Figura 54 – Distribuição do Bi_{Lp}^{exp} em função do Ra_{Lp}^{exp} para as geometrias de placa (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares; conforme resultados experimentais do Apêndice D.



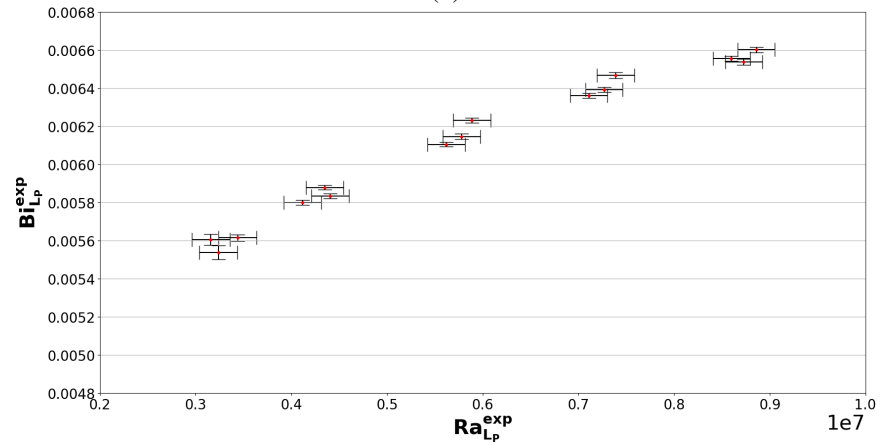
(a)



(b)



(c)



(d)

Fonte: Próprio Autor.

De acordo com as referências de Incropera *et al.* (2008), Cengel e Ghajar (2012) e Kreith *et al.* (2014), a obtenção de valores de $Bi_{LP}^{\text{exp}} \leq 0,1$ validam a aplicação do Método da Capacitância Global com erros máximos da ordem de 5%. Dessa forma, da análise da Figura 54, tem-se valores máximos de Bi_{LP}^{exp} iguais a 0,0084 para a placa plana e 0,0068 para as placas com ondulações; validando-se a metodologia de cálculo e análise experimental desenvolvida e utilizada nesta tese.

6.4.2 Validação Física dos Modelos Numéricos

De forma a organizar a exibição dos resultados desta seção, optou-se pela apresentação, primeiro das tabelas com os resultados experimentais e numéricos comparativos – disponíveis nas Tabelas 32, 33, 34 e 35 para as geometrias de placa plana e com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares, nessa ordem. Observando-se que os resultados experimentais do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ foram calculados a partir das correlações empíricas obtidas das curvas de regressão de potência para as placas estudadas, que foram plotadas e definidas a partir dos resultados experimentais disponíveis no Apêndice D.

Por sua vez, os respectivos gráficos comparativos dos resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{LP} versus Ra_{LP} , para as diferentes geometrias estudadas, encontram-se disponíveis nas Figuras 55, 56, 57 e 58. Observando-se a plotagem dos resultados numéricos discretos para as formulações com o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e sem modelagem da turbulência nos gráficos apresentados; a segunda, objetivando principalmente, a definição do regime de escoamento resultante sobre as placas.

Tabela 32 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa plana.

Ra_{LP}	Experimental \overline{Nu}_{LP}^{exp}	Numérico – Modelo de Turbulência $\kappa - \varepsilon$						Numérico – Sem Modelo de Turbulência					
		\overline{q}''^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+	Erro [%]	\overline{q}''^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+	Erro [%]
$3 \cdot 10^6$	22,8187	11,6699	21,9911	0,090040	0,348966	0,243331	3,63	11,3587	21,4048	0,065997	0,589780	0,308851	6,20
$5 \cdot 10^6$	25,2757	12,8817	24,2748	0,111591	0,411533	0,292089	3,96	12,4750	23,5084	0,082092	0,678060	0,360992	6,99
$7 \cdot 10^6$	27,0370	13,7818	25,9710	0,128535	0,457544	0,329230	3,94	13,2864	25,0374	0,094960	0,742621	0,400045	7,40
$8 \cdot 10^6$	27,7695	14,1659	26,6947	0,135981	0,476810	0,345109	3,87	13,6291	25,6831	0,100484	0,769736	0,416810	7,51
$9 \cdot 10^6$	28,4321	14,5208	27,3636	0,142803	0,494517	0,359737	3,76	13,9434	26,2755	0,105596	0,794410	0,432160	7,58
$1 \cdot 10^7$	29,0382	14,8527	27,9890	0,149629	0,510926	0,373425	3,61	14,2350	26,8250	0,109736	0,817072	0,446303	7,62

Fonte: Próprio Autor.

Tabela 33 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa com ondulações quadradas.

Ra_{LP}	Experimental \overline{Nu}_{LP}^{exp}	Numérico – Modelo de Turbulência $\kappa - \varepsilon$						Numérico – Sem Modelo de Turbulência					
		\overline{q}''^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+	Erro [%]	\overline{q}''^{num} [W/m ²]	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+	Erro [%]
$3 \cdot 10^6$	17,3242	8,3149	15,6689	0,037040	0,576533	0,206538	9,55	8,0894	15,2439	0,011325	0,770138	0,252180	12,01
$5 \cdot 10^6$	19,2317	9,5160	17,9323	0,043843	0,699569	0,258289	6,76	9,2497	17,4305	0,010176	0,907565	0,309594	9,37
$7 \cdot 10^6$	20,6016	10,5385	19,8592	0,049261	0,792531	0,300855	3,60	10,2923	19,3953	0,019471	1,009140	0,358350	5,86
$8 \cdot 10^6$	21,1719	11,0116	20,7506	0,051551	0,832381	0,320092	1,99	10,7888	20,3308	0,023678	1,052150	0,380399	3,97
$9 \cdot 10^6$	21,6880	11,4640	21,6032	0,053936	0,869017	0,338415	0,39	11,2666	21,2312	0,016634	1,091390	0,401184	2,11
$1 \cdot 10^7$	22,1603	11,8973	22,4198	0,056391	0,902866	0,355909	1,17	11,7244	22,0939	0,016318	1,127600	0,421234	0,30

Fonte: Próprio Autor.

Tabela 34 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa com ondulações trapezoidais.

Ra_{LP}	Experimental	Numérico – Modelo de Turbulência $\kappa - \varepsilon$						Numérico – Sem Modelo de Turbulência					
		\overline{Nu}_{LP}^{exp}	$\overline{q}''^{num} [W/m^2]$	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+	Erro [%]	$\overline{q}''^{num} [W/m^2]$	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
$3 \cdot 10^6$	19,2498	9,2402	17,4125	0,036465	0,646829	0,204585	9,54	8,9702	16,9038	0,007111	0,778773	0,250363	12,19
$5 \cdot 10^6$	21,3918	10,4732	19,7361	0,041991	0,790337	0,253767	7,74	10,1574	19,1410	0,009291	0,920585	0,305973	10,52
$7 \cdot 10^6$	22,9313	11,5376	21,7419	0,046205	0,898517	0,294207	5,19	11,2489	21,1979	0,009691	1,024920	0,353020	7,56
$8 \cdot 10^6$	23,5725	12,0404	22,6894	0,048214	0,945041	0,312583	3,75	11,7817	22,2020	0,011525	1,068990	0,374725	5,81
$9 \cdot 10^6$	24,1530	12,5275	23,6073	0,050242	0,987579	0,330195	2,26	12,3044	23,1869	0,011828	1,109110	0,395473	4,00
$1 \cdot 10^7$	24,6843	12,9990	24,4958	0,051672	1,026800	0,347037	0,76	12,8139	24,1471	0,013845	1,146160	0,415373	2,18

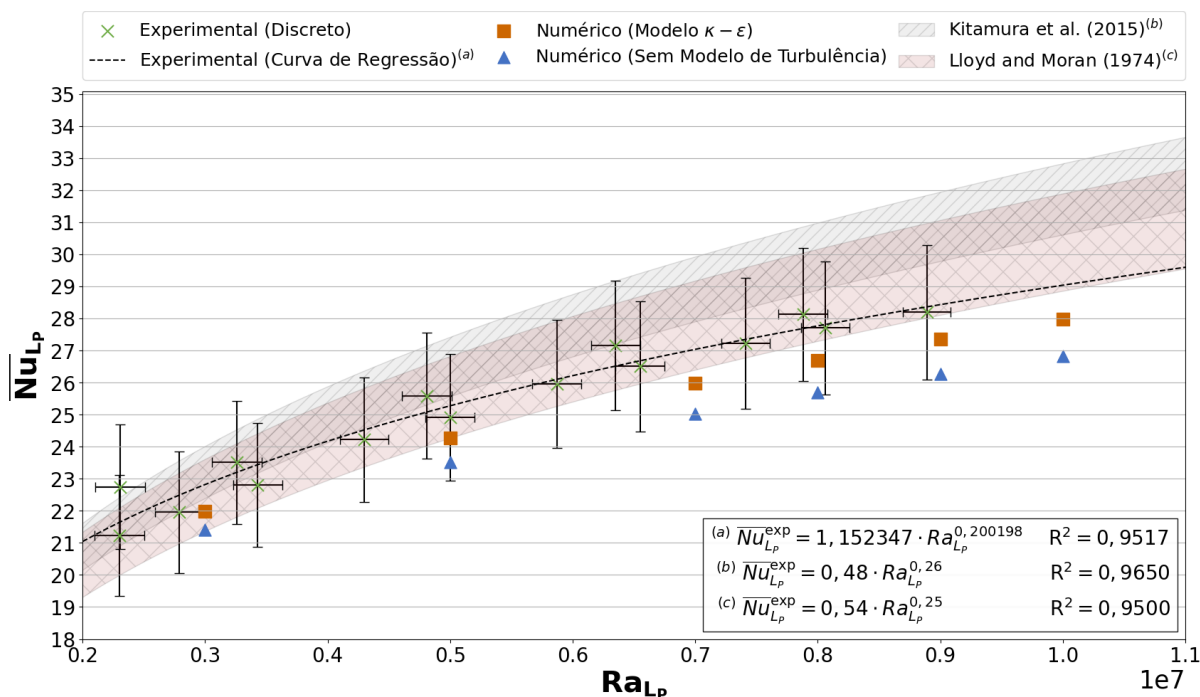
Fonte: Próprio Autor.

Tabela 35 – Resultados, experimentais (da curva de regressão) e numéricos, para a geometria de placa com ondulações triangulares.

Ra_{LP}	Experimental	Numérico – Modelo de Turbulência $\kappa - \varepsilon$						Numérico – Sem Modelo de Turbulência					
		\overline{Nu}_{LP}^{exp}	$\overline{q}''^{num} [W/m^2]$	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+	Erro [%]	$\overline{q}''^{num} [W/m^2]$	\overline{Nu}_{LP}^{num}	y_{min}^+	y_{max}^+	y_{medio}^+
$3 \cdot 10^6$	18,4318	10,7738	20,3025	0,001969	0,198882	0,042841	10,15	10,6126	19,9989	0,000079	0,337414	0,068841	8,50
$5 \cdot 10^6$	20,4827	11,9145	22,4522	0,002224	0,252848	0,053511	9,62	11,7518	22,1456	0,000103	0,407422	0,083501	8,12
$7 \cdot 10^6$	21,9567	12,8595	24,2330	0,002420	0,295141	0,062216	10,37	12,7921	24,1059	0,000115	0,461233	0,095903	9,79
$8 \cdot 10^6$	22,5706	13,2957	25,0550	0,002507	0,313569	0,066134	11,01	13,2994	25,0618	0,000149	0,484591	0,101596	11,04
$9 \cdot 10^6$	23,1264	13,7129	25,8410	0,002587	0,330707	0,069853	11,74	13,7969	25,9993	0,000167	0,506222	0,107020	12,42
$1 \cdot 10^7$	23,6352	14,1129	26,5949	0,002662	0,346574	0,073372	12,52	14,2816	26,9129	0,000145	0,526398	0,112190	13,87

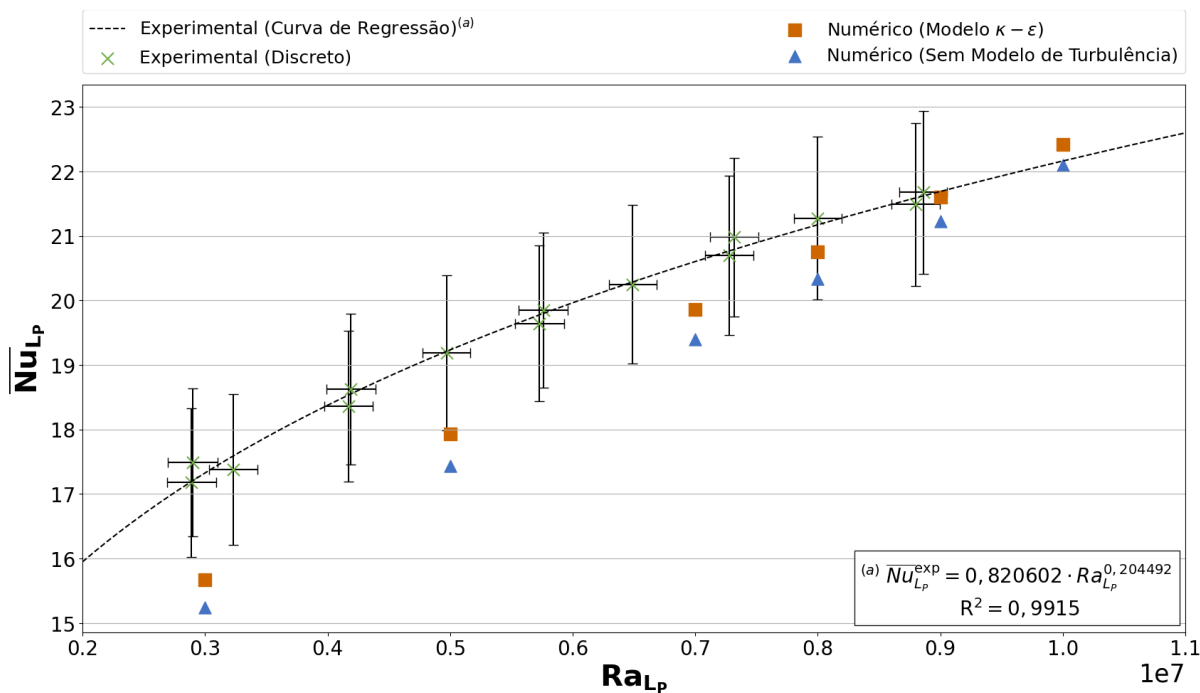
Fonte: Próprio Autor.

Figura 55 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{Lp} versus Ra_{Lp} para a geometria de placa plana.



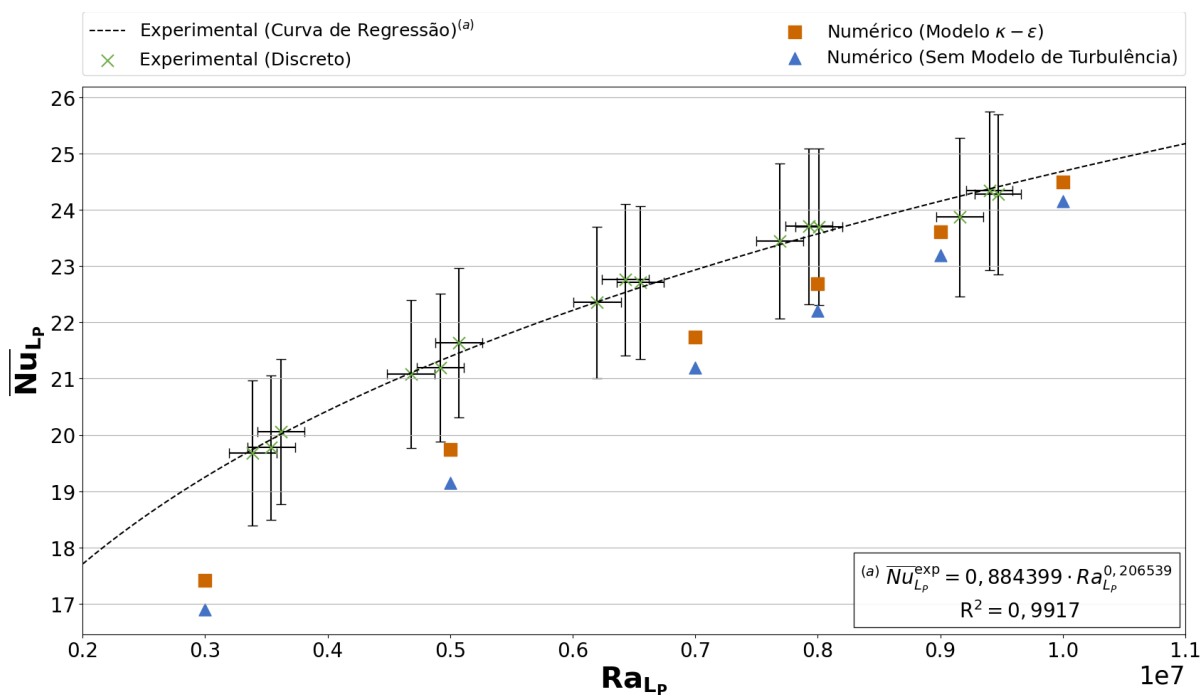
Fonte: Próprio Autor.

Figura 56 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{Lp} versus Ra_{Lp} para a geometria de placa com ondulações quadradas.



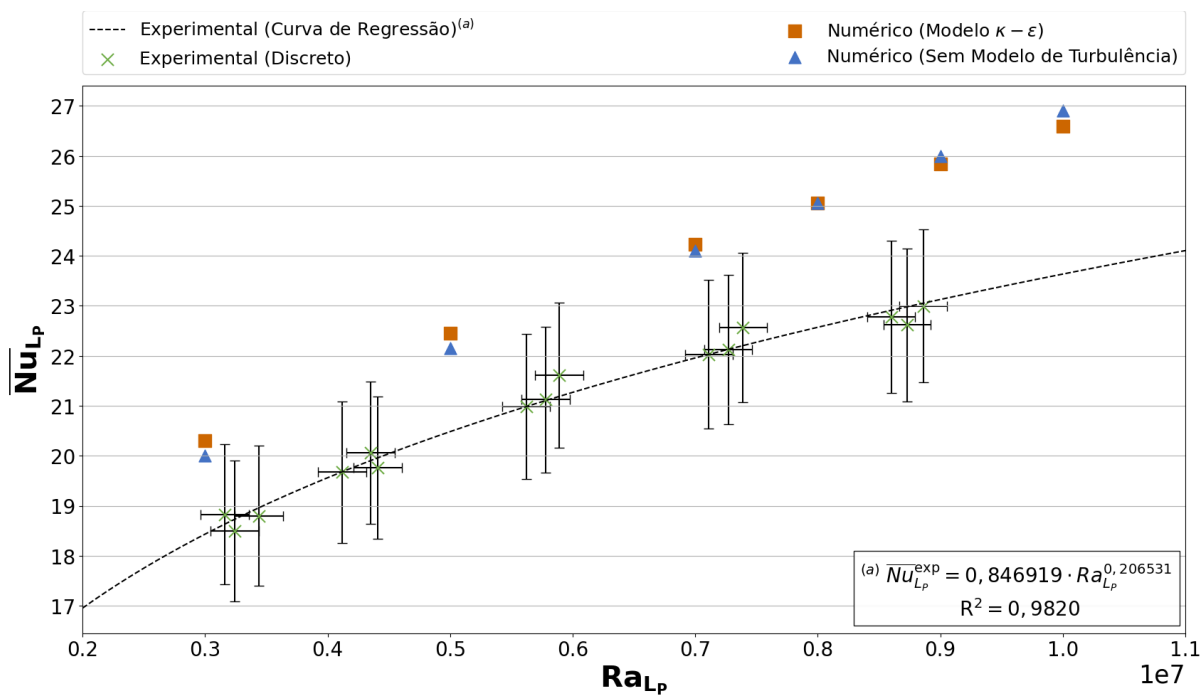
Fonte: Próprio Autor.

Figura 57 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{Lp} versus Ra_{Lp} para a geometria de placa com ondulações trapezoidais.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 58 – Resultados experimentais e numéricos do \overline{Nu}_{Lp} versus Ra_{Lp} para a geometria de placa com ondulações triangulares.



Fonte: Próprio Autor.

Iniciando-se as discussões com a análise da representatividade dos resultados experimentais com as respectivas curvas de correlação empírica de lei de potência do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ em função do Ra_{LP}^{exp} .

Para todas as geometrias estudadas, constatou-se que os dados experimentais ajustaram-se de forma satisfatória as curvas de correlação do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ em função do Ra_{LP}^{exp} obtidas, apresentando desvios-padrão de $\pm 4,83\%$, $\pm 0,85\%$, $\pm 0,83\%$ e $\pm 1,80\%$, nessa ordem, para as placas plana e com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares.

Observa-se para a geometria de placa plana que a expressão empírica obtida, observando-se as correspondentes incertezas de medição calculadas, é bastante próxima das correlações apresentadas por Lloyd e Moran (1974) e Kitamura *et al.* (2015); identificadas na regiões hachuradas (em marrom e cinza, respectivamente) do gráfico da Figura 55. Os desvios encontrados pelas diferentes formulações podem ser justificados pela própria construção da metodologia experimental desenvolvida, precisão dos equipamentos de medição utilizados, erros associados ao aparato experimental construído, hipóteses simplificadoras adotadas no procedimento de cálculo e métodos de análise de resultados experimentais utilizados.

Prosseguindo, tem-se a análise e discussão dos resultados numéricos obtidos nas diferentes formulações utilizadas; validados a partir dos resultados experimentais das curvas de regressão.

Em relação aos resultados numéricos do modelo de placa plana, observa-se uma excelente concordância das formulações numéricas utilizadas com os resultados experimentais – com erro máximo de $3,96\%$ para a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e de $7,62\%$ sem a utilização de modelo de turbulência. Tais resultados encontram-se dentro dos intervalos de incertezas estimados para os pontos experimentais e validam fisicamente a aplicação dos modelos numéricos utilizados nesta geometria na situação-problema estudada.

Para os modelos de placa com ondulações, apesar de apresentarem menor exatidão em relação ao caso anterior, também pode-se observar uma boa concordância das formulações numéricas utilizadas com os resultados experimentais. Para as formulações com a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ e sem a utilização de modelo de turbulência, nessa ordem, tem-se erros máximos de $9,55\%$ e $12,01\%$ para a placa com ondulações quadradas, $9,54\%$ e $12,19\%$ para a placa com ondulações trapezoidais e $12,52\%$ e $13,87\%$ para a placa com ondulações triangulares. Mesmo com o maior distanciamento dos resultados numéricos a região

dos intervalos de incerteza dos pontos experimentais, a exatidão obtida nos modelos é bastante aceitável e valida as formulações numéricas desenvolvidas para essas geometrias nas faixas de Ra_{LP} estudadas.

Constata-se que a utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$, de forma geral, produziu melhores resultados; o que mostra que o escoamento resultante sobre as placas, nos valores de Ra_{LP} estudados, é turbulento. Majoritariamente tem-se que a exatidão do modelo numérico sem a modelagem de turbulência gradualmente diminui com o aumento do número de Rayleigh, o que é justificado pela crescente intensificação do comportamento turbulento com o parâmetro avaliado.

Apesar da formulação sem a inclusão de modelos de turbulência ter menor exatidão, de forma geral, apresenta um processo de convergência mais estável e com menor tempo e esforço computacional demandados. As simulações com modelos de turbulências, de forma geral, tendem a demandar mais tempo para a obtenção de uma solução em regime permanente, visto a maior complexidade física e numérica aplicada ao problema e a própria definição dos parâmetros turbulentos de inicialização das variáveis utilizadas (ε , κ e ν_t); parâmetros que podem facilitar ou dificultar o processo de convergência de solução. Ressaltando ainda que utilização do modelo sem tratamento da turbulência objetivou, especialmente, confirmar o regime de escoamento que ocorre nas placas; informação que ainda não é encontrada na literatura científica para as geometrias de placa com ondulações e mostra-se como oportunidade de pesquisa. Destacando, por fim, que a referida solução em regime permanente é uma aproximação em termos médios do comportamento real do escoamento, visto que escoamentos turbulentos reais são rigorosamente transientes.

Para os modelos numéricos das placas com ondulações quadradas e trapezoidais são observados maiores erros ao final do processo de resfriamento, nas regiões com menores valores de Ra_{LP} . Tal comportamento parece indicar que os modelos numéricos construídos melhor adequam-se a maiores valores do número de Rayleigh. Por sua vez o modelo numérico de placa plana apresenta comportamento inverso, apresentando maior exatidão em regiões de maior Ra_{LP} .

O comportamento do modelo numérico da geometria de placa com ondulações triangulares apresenta diferenças a serem discutidas. Os modelos numéricos das demais geometrias subestimam a previsão do \overline{Nu}_{LP} , enquanto é superestimado nesta geometria. De forma geral tem menor exatidão que os outros modelos e apresenta um comportamento numérico de maior acuracidade em menores valores de Ra_{LP} ; mostrando-se a abordagem sem modelagem de turbulência

mais adequada nessa faixa. Tais diferenças de comportamento, em relação aos demais modelos, podem ser justificadas pela maior complexidade topológica da construção geométrica e da malha utilizadas e/ou a necessidade de mais ajustes físico-numéricos no modelo (como a utilização de outros modelos de turbulência e/ou modificação/calibragem de parâmetros físico-numéricos). Como referência a trabalhos futuros, mais estudos mostram-se necessários para melhor entender, ajustar (do ponto de vista de parâmetros físicos e numéricos) e melhorar a exatidão do modelo desenvolvido para esta geometria na situação-problema estudada. Ressaltando que, apesar das diferenças de comportamento apontadas, a exatidão desse modelo numérico ainda mostrou-se bastante adequada a previsão do \overline{Nu}_{L_P} na faixa de Ra_{L_P} estudada.

De forma geral e como referência a trabalhos futuros, estudos adicionais mostram-se necessários para melhor explorar o comportamento numérico e aperfeiçoar os modelos formulados; avaliando-se a sua aplicabilidade em intervalos maiores de Ra_{L_P} , com a construção de um novo procedimento experimental de validação.

Importante destacar que, em todas as geometrias estudadas, os erros obtidos entre os modelos numéricos e os resultados experimentais também estão relacionados ao aparato experimental construído e a metodologia de cálculo e análise de resultados. Destacando-se: a forma construtiva do interior da câmara de madeira experimental, conforme Figura 22, que impossibilita a alocação do aparato de medição de temperaturas no centro da região, aumentando a influência das paredes e afastando-se do modelo numérico de convecção livre formulado; problemas de contato e presença de ar circulante entre os sensores e a superfície inferior das placas; deficiências no sistema de vedação da câmara experimental; hipóteses simplificadoras adotadas (como a desconsideração das resistências térmicas de contato e a própria hipótese de temperatura uniforme na superfície da placa) e precisão e acuracidade dos sistemas de medição e aquisição de dados utilizados.

Por fim, tem-se a discussão dos resultados do procedimento de análise de incertezas.

A análise das barras (verticais e horizontais) das incertezas calculadas e apresentadas de forma direta no Apêndice D, mostram uma tendência empírica de comportamento durante a evolução do processo de resfriamento das placas – crescente diminuição das incertezas para o $\overline{Nu}_{L_P}^{\text{exp}}$ e crescente aumento das incertezas para o $Ra_{L_P}^{\text{exp}}$. As Equações 102 e 103 mostram uma relação direta de proporcionalidade entre as temperaturas ($\overline{T}_{\text{inicial},i}$, $\overline{T}_{\text{final},i}$ e $\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}$) e suas respectivas incertezas geradas no $\overline{Nu}_{L_P}^{\text{exp}}$, dessa forma, com a diminuição das temperaturas no

processo de resfriamento ocorrerá uma diminuição das incertezas propagadas. Por sua vez para o Ra_{LP}^{exp} , as Equações 109 e 110 mostram uma relação inversa de proporcionalidade entre as temperaturas e as incertezas geradas, ou seja, com a diminuição das temperaturas no processo de resfriamento das placas ocorrerá um aumento das incertezas propagadas. Por fim para as incertezas do Bi_{LP}^{exp} , tem-se um comportamento variável; visto a dependência diretamente proporcional com o termo $\delta_{C_{t,i}}$, mostrada na Equação 111 e que varia conforme as características da curva de interpolação exponencial ajustada para o intervalo em estudo.

De forma a avaliar a influência isolada das incertezas de medição sobre as incertezas propagadas nos valores do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ e do Ra_{LP}^{exp} , realizou-se um estudo de análise de sensibilidade. O estudo consistiu na imposição de alterações percentuais nos valores das incertezas de medição da Tabela 15 de -90%, -75%, -50%, -25%, +25%, +50%, +75%, +90% e +100%, mantendo-se os demais parâmetros físicos constantes. A partir das alterações dos parâmetros de entrada observou-se as suas respectivas influências e as alterações percentuais propagadas para os termos do $\delta_{\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$ e $\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$. O estudo foi reproduzido no intervalo de tempo 1800 a 2160 s do 1º ensaio realizado para a geometria com ondulações quadradas, cujos resultados experimentais encontram-se apresentados no Apêndice B. A Tabela 36 e as Figuras 59 e 60 apresentam os resultados da análise de sensibilidade realizada.

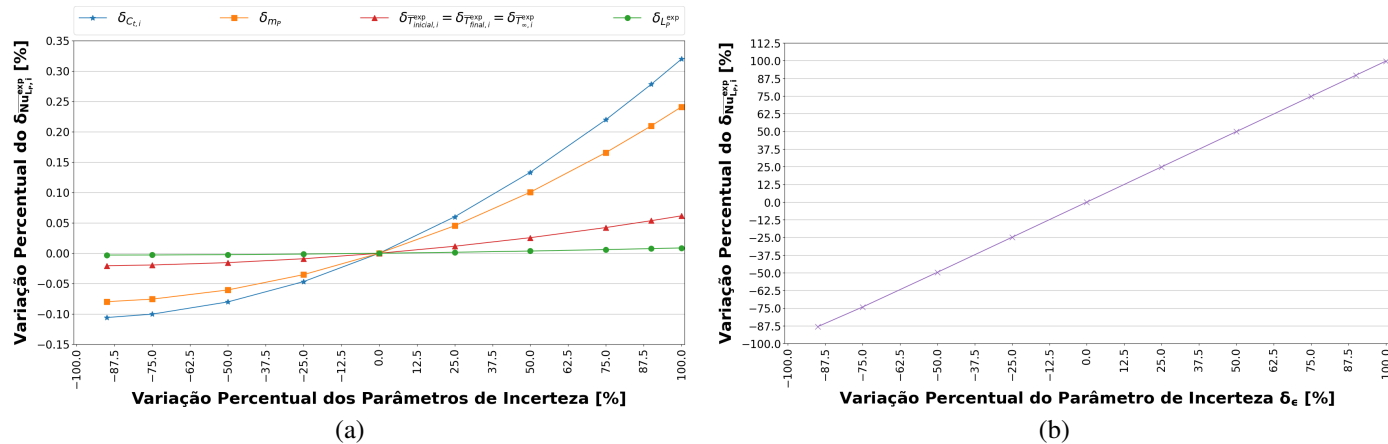
Da Tabela 36 é visível a maior influência do termo δ_ϵ na propagação de incertezas no $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ e do termo $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ para o Ra_{LP}^{exp} . Dessa forma, optou-se pela plotagem das curvas $\delta_{\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$ versus δ_ϵ e $\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$ versus $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ em separado, para preservar a escala gráfica das Figuras 59 (a) e 60 (a) e facilitar o processo de análise e discussão da sensibilidade dos demais parâmetros de entrada.

Tabela 36 – Análise de Sensibilidade dos parâmetros \overline{Nu}_{LP}^{exp} e Ra_{LP}^{exp} , em função das respectivas incertezas de medição de influência.

Variação Percentual da Incerteza de Medição	Variação Percentual do $\delta_{\overline{Nu}_{LP}^{exp}}$, conforme variações nas incertezas:					Variação Percentual do $\delta_{Ra_{LP}^{exp}}$, conforme variações nas incertezas:	
	$\delta_{C_{t,i}}$	δ_{m_P}	$\delta_{\overline{T}_{inicial,i}} = \delta_{\overline{T}_{final,i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{exp}}$	$\delta_{L_P^{exp}}$	δ_{ϵ}	$\delta_{L_P^{exp}}$	$\delta_{\overline{T}_{inicial,i}} = \delta_{\overline{T}_{final,i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{exp}}$
-90%	-0,1058%	-0,0797%	-0,0204%	-0,0029%	-88,0945%	-0,0879%	-89,1567%
-75%	-0,1002%	-0,0755%	-0,0193%	-0,0028%	-74,2216%	-0,0833%	-74,6693%
-50%	-0,0801%	-0,0604%	-0,0154%	-0,0022%	-49,6848%	-0,0666%	-49,8670%
-25%	-0,0467%	-0,0352%	-0,0090%	-0,0013%	-24,8771%	-0,0388%	-24,9482%
+25%	0,0601%	0,0453%	0,0116%	0,0017%	24,9051%	+0,0499%	+24,9600%
+50%	0,1334%	0,1006%	0,0257%	0,0037%	49,8242%	+0,1109%	+49,9260%
+75%	0,2200%	0,1659%	0,0424%	0,0061%	74,7514%	+0,1829%	+74,8953%
+90%	0,2784%	0,2099%	0,0537%	0,0077%	89,7102%	+0,2314%	+89,8780%
+100%	0,3199%	0,2412%	0,0617%	0,0088%	99,6835%	+0,2660%	+99,8668%

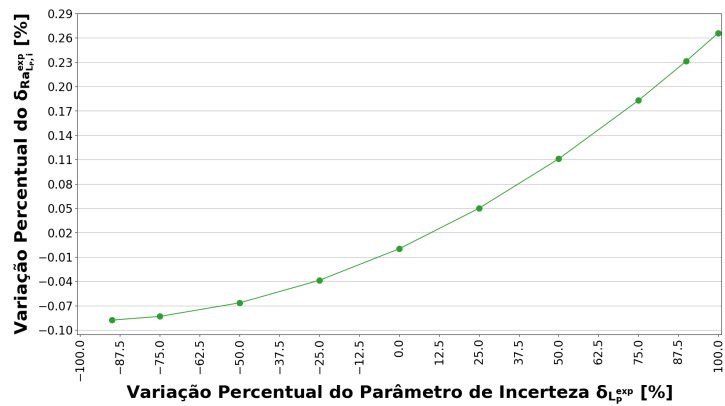
Fonte: Próprio Autor.

Figura 59 – Análise de Sensibilidade do \overline{Nu}_{LP}^{exp} em função dos parâmetros de entrada (a) $\delta_{C_{t,i}}$, δ_{m_P} , $\delta_{\overline{T}_{inicial,i}} = \delta_{\overline{T}_{final,i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{exp}}$ e $\delta_{L_P^{exp}}$ e (b) δ_{ϵ} .

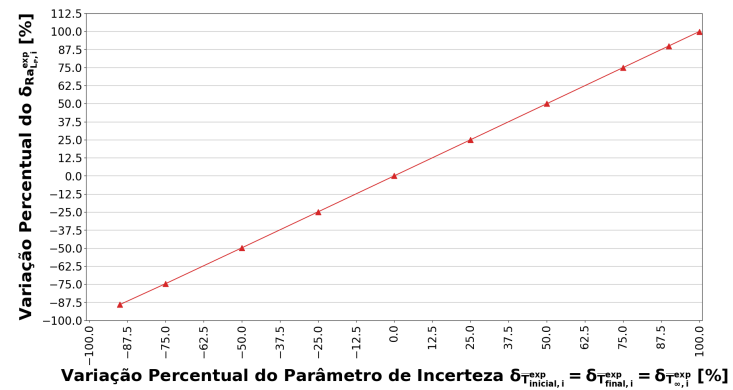


Fonte: Próprio Autor.

Figura 60 – Análise de Sensibilidade do Ra_{LP}^{exp} em função dos parâmetros de entrada (a) $\delta_{L_P}^{exp}$ e (b) $\delta_{\bar{T}_{inicial,i}} = \delta_{\bar{T}_{final,i}} = \delta_{\bar{T}_{\infty,i}}^{exp}$.



(a)



(b)

Fonte: Próprio Autor.

Para o termo δ_ϵ , a definição de um procedimento de medição mais preciso e exato e/ou a utilização de um instrumento com maior acuracidade para avaliação da emissividade superficial das placas proporcionariam reduções consideráveis nas incertezas de medição propagadas no $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$, conforme Figura 59 (b). O mesmo raciocínio é válido para o termo $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$, cuja construção de um sistema de medição de temperaturas mais preciso e exato proporcionaria uma grande diminuição da propagação de incertezas no Ra_{LP}^{exp} , conforme Figura 60 (b). Em ambos, observa-se que a redução no parâmetro de entrada tem aproximadamente a mesma ordem percentual de grandeza no parâmetro de saída, ou seja, uma redução de 75% no termo δ_ϵ ou $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ proporcionaria uma redução equivalente dos mesmos 75%, aproximadamente, nos termos $\delta_{\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$ e $\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$, respectivamente.

Da Figura 59 (a) tem-se, em ordem decrescente de sensibilidade no $\delta_{\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$, os termos $\delta_{C_{t,i}}$, δ_{m_P} , $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ e $\delta_{L_P^{\text{exp}}}$.

O termo $\delta_{C_{t,i}}$ está associado às características do processo de resfriamento das placas e ao ajuste exponencial da curva de regressão com os dados obtidos para o intervalo analisado. A redução do grau de incerteza desse termo é bastante complexa e está associada a diversos parâmetros, como a eficiência térmica da câmara de isolamento experimental, características de construção do aparato experimental, posicionamento e movimentação do aparato experimental durante a acomodação e retirada da placa e do próprio processo de medição de temperaturas e de aquisição de dados. Portanto, para a redução das incertezas propagadas a partir desse termo faz-se necessário um estudo global da influência dos parâmetros discutidos, e outro mais, sobre os valores do $\delta_{C_{t,i}}$; mostrando-se como referência e oportunidade de trabalhos futuros.

Em seguida e por ordem decrescente de influência, tem-se o termo δ_{m_P} ; cuja utilização de uma balança analítica (devidamente calibrada) e/ou a realização de procedimentos de medição de massa em ambiente controlado, proporcionariam consideráveis reduções nas incertezas propagadas. Posteriormente, tem-se a possibilidade de redução do termo $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ através da construção e utilização de um sistema de medição de temperaturas mais preciso e exato. Por fim, tem-se termo $\delta_{L_P^{\text{exp}}}$, que também afeta a $\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$ da Figura 60, cuja sua diminuição pode ser obtida através da utilização de um paquímetro de maior resolução; mas que mostra-se irrisória ao $\delta_{\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$.

De forma geral, os termos $\delta_{C_{t,i}}$, δ_{m_P} , $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ e $\delta_{L_P^{\text{exp}}}$ para o $\delta_{\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$ e o termo $\delta_{L_P^{\text{exp}}}$ para o $\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$ afetam de forma insignificante os parâmetros de saída, com valores máximos da ordem de 0,30%, aproximadamente. Dessa forma, o melhor entendimento e controle

dos parâmetros δ_ϵ para o $\delta_{Nu_{LP,i}^{\text{exp}}}$ e o $\delta_{T_{\text{inicial},i}} = \delta_{T_{\text{final},i}} = \delta_{T_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ para o $\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$ são as variáveis de controle mais importantes para a redução das incertezas propagadas.

6.4.3 Análise dos Resultados Experimentais

Antes da análise propriamente dita das trocas de calor por convecção e os seus parâmetros relacionados nas placas estudadas, faz-se necessário avaliar a importância e influência das trocas de calor por radiação térmica no estudo experimental desenvolvido. Do procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais utilizado, tem-se a relação percentual $Q_{\text{rad}}^{\text{exp}}/Q_{\text{total}}^{\text{exp}}$, calculada através da Equação:

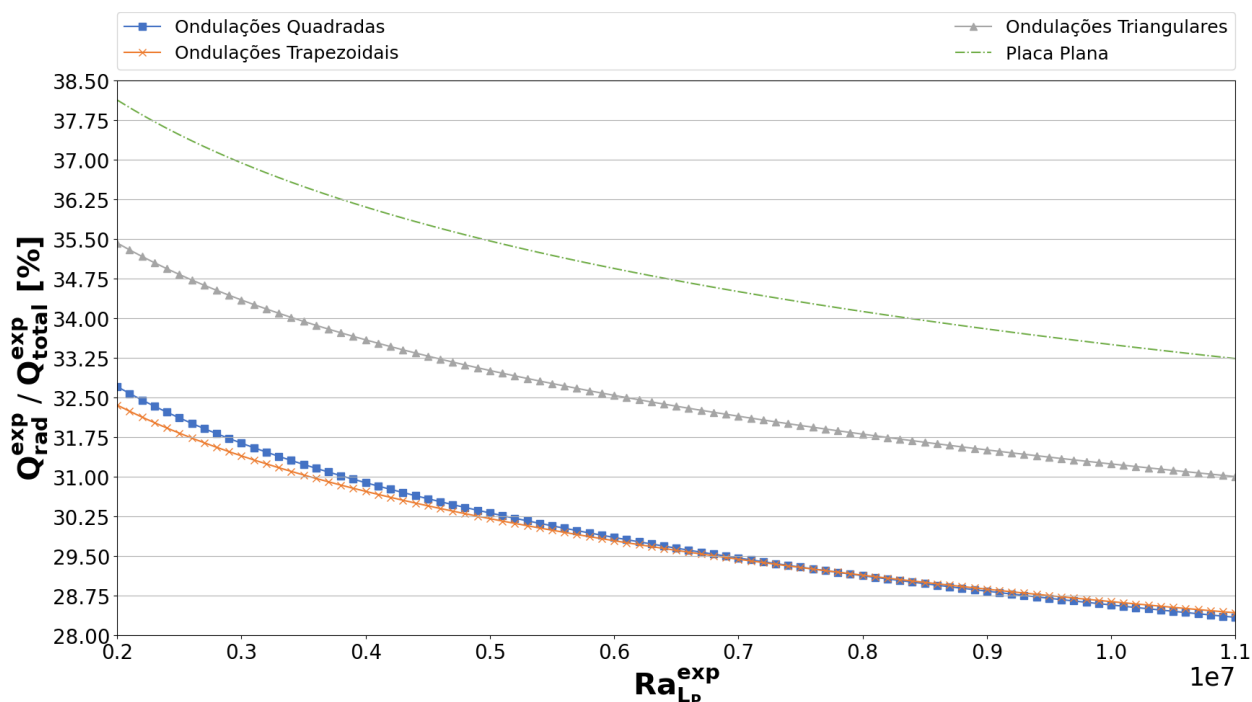
$$\frac{Q_{\text{rad}}^{\text{exp}}}{Q_{\text{total}}^{\text{exp}}} = \left[\frac{\bar{h}_{\text{rad}}^{\text{exp}}}{\bar{h}_{\text{rad}}^{\text{exp}} + \left(\frac{A}{A_P}\right) \cdot \bar{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}} \right] \cdot 100\% \quad (86)$$

A curva empírica de $Q_{\text{rad}}^{\text{exp}}/Q_{\text{total}}^{\text{exp}}$ em função do Ra_{LP}^{exp} , para as diferentes geometrias estudadas, é apresentada na Figura 61. Não foram plotados os valores das incertezas de medição nessa figura para simplificar a visualização do ambiente gráfico e facilitar o processo de análise de resultados.

Da análise da Equação 77 e conforme resultados parciais exemplificativos da Tabela 37 do Apêndice B, são esperados maiores valores do $Q_{\text{rad}}^{\text{exp}}$ em condições de maiores gradientes de temperaturas entre a superfície aquecida e o ambiente externo, especificamente no início do processo de resfriamento e, indiretamente, em maiores valores de Ra_{LP}^{exp} .

A Figura 61 mostra que a influência das trocas de calor por radiação térmica no balanço de calor global diminui com o aumento do Ra_{LP}^{exp} . Tal conclusão, aliada ao comportamento indireto de aumento do $Q_{\text{rad}}^{\text{exp}}$ com o Ra_{LP}^{exp} , mostra que as trocas de calor por convecção aumentam mais rapidamente com o Ra_{LP}^{exp} do que as trocas radiantes. Dessa forma, é razoável admitir que em escoamentos com maiores valores de Ra_{LP}^{exp} , as trocas de calor por radiação térmica possam ser desprezadas. Ressaltando que tal conclusão é válida para o intervalo de valores de Ra_{LP}^{exp} estudado.

Figura 61 – Influência da radiação térmica na troca de calor global em função do Ra_{LP}^{exp} para as diferentes geometrias estudadas nesta tese.



Fonte: Próprio Autor.

A participação das trocas de calor por radiação térmica no balanço global mostrou-se mais intensa na geometria de placa plana, seguida das geometrias com ondulações triangulares e trapezoidais e quadradas; as duas últimas, praticamente equivalentes. Tal comportamento conduz a conclusão preliminar de que as trocas de calor por convecção mostraram-se mais intensas e de maior importância e representatividade nas placas com ondulações quadradas e trapezoidais, seguidas da placa com ondulações triangulares e da placa plana. Essa conclusão será melhor discutida e confirmada posteriormente nesta seção.

A ordem de influência da radiação térmica no balanço de calor global atingiu valores no espectro de 28,35% a 38,14%, para as superfícies estudadas no arranjo experimental desenvolvido. Importante destacar que essa ordem de importância não é uma conclusão generalista, mas relacionada às características do arranjo experimental estudado; especificamente do valor da emissividade do material utilizado na construção das placas ($\epsilon = 0,35$). Nos modelos numéricos desenvolvidos para estudo da convecção térmica, adotou-se a hipótese de que as trocas de calor por radiação térmica são desprezíveis; o que é bastante aceitável para superfícies com baixíssima emissividade superficial. Dessa forma, a importância da radiação térmica no estudo

experimental desenvolvido e a desconsideração desse fenômeno na formulação numérica estão diretamente associadas às características do material (emissividade) das superfícies utilizadas.

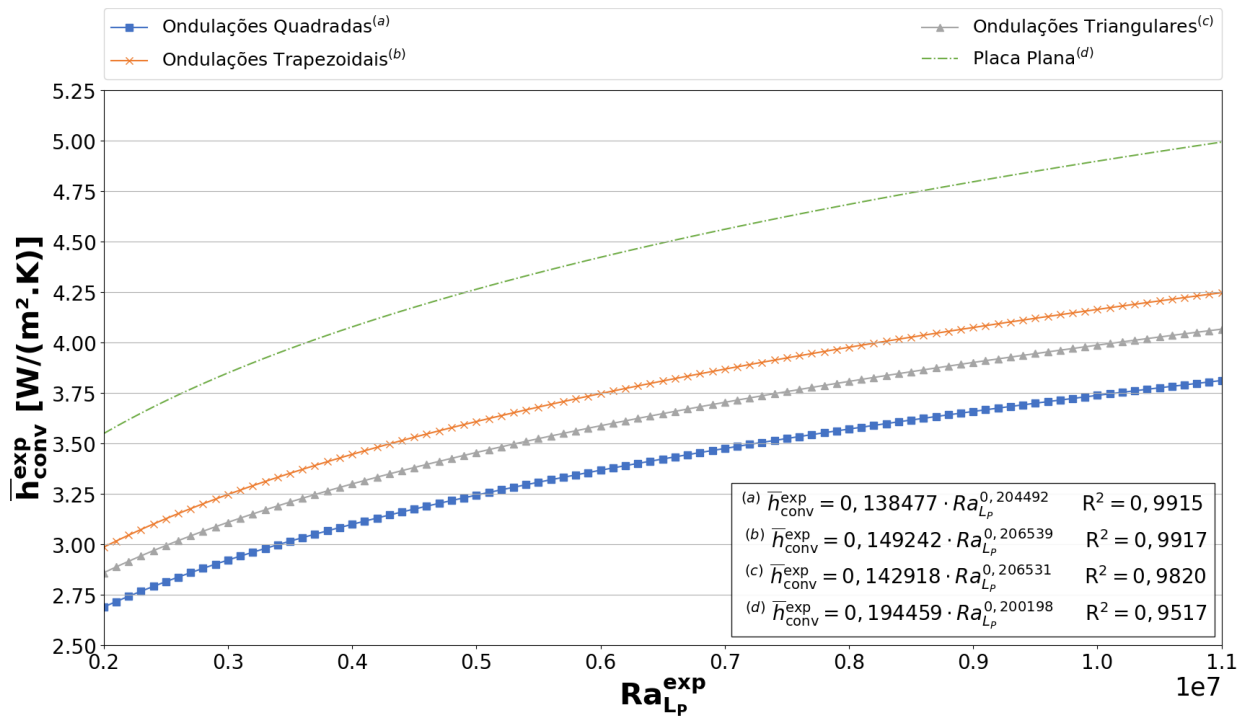
Prosseguindo, tem-se a análise experimental propriamente dita das trocas de calor por convecção e os seus parâmetros relacionados para as superfícies estudadas.

A análise singular dos valores do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ não é adequada para definir a melhor geometria de troca de calor, visto a adoção do comprimento longitudinal da placa L_P^{exp} (comum a todas as geometrias estudadas) como o próprio comprimento característico do escoamento – abordagem utilizada pelas principais referências bibliográficas sobre o assunto. A utilização dessa abordagem facilita o processo de definição e cálculo do \overline{Nu} , mas acaba por não considerar a influência do aumento da área de troca de calor global; que é a principal função e vantagem da utilização de superfícies com ondulações, como ocorre no estudo de aletas. Dessa forma foram realizadas duas diferentes análises comparativas para as geometrias estudadas, em relação ao (a) coeficiente de transferência de calor por convecção médio ($\overline{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$) e (b) número de Nusselt corrigido pela relação de áreas de superfície e projetada ($\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}} \cdot (A/A_P)$).

A distribuição do $\overline{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$ em função do Ra_{LP}^{exp} encontra-se apresentada na Figura 62. Observando-se que as expressões do $\overline{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$ foram obtidas a partir da Equação 24, adotando-se $\overline{k}_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}} \cong 0,027 \text{ W/(m.K)}$ e das curvas empíricas de correlação do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ em função do Ra_{LP}^{exp} para as diferentes geometrias de placa estudadas. Optou-se por não plotar os valores das incertezas de medição, de forma a simplificar a visualização do ambiente gráfico e facilitar o processo de análise de resultados.

A Figura 62 mostra, indiretamente, a influência da região de placa sobre o escoamento desenvolvido em convecção natural livre. As placas com ondulações, apesar de aumentarem a superfície de troca de calor global, criam perturbações e regiões de estagnação no escoamento, que dificultam a circulação de ar e reduzem o $\overline{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$. Observando-se que a geometria com ondulações quadradas produziu maiores perturbações no escoamento, apresentando menores valores do $\overline{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$; seguida das geometrias com ondulações triangulares e trapezoidais. A placa plana, em face à sua forma geométrica extremamente simplificada e sem a presença de ressaltos, produziu maiores valores do $\overline{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$.

Figura 62 – Análise comparativa da evolução do \bar{h}_{conv}^{exp} com Ra_{LP}^{exp} para as diferentes geometrias estudadas nesta tese.



Fonte: Próprio Autor.

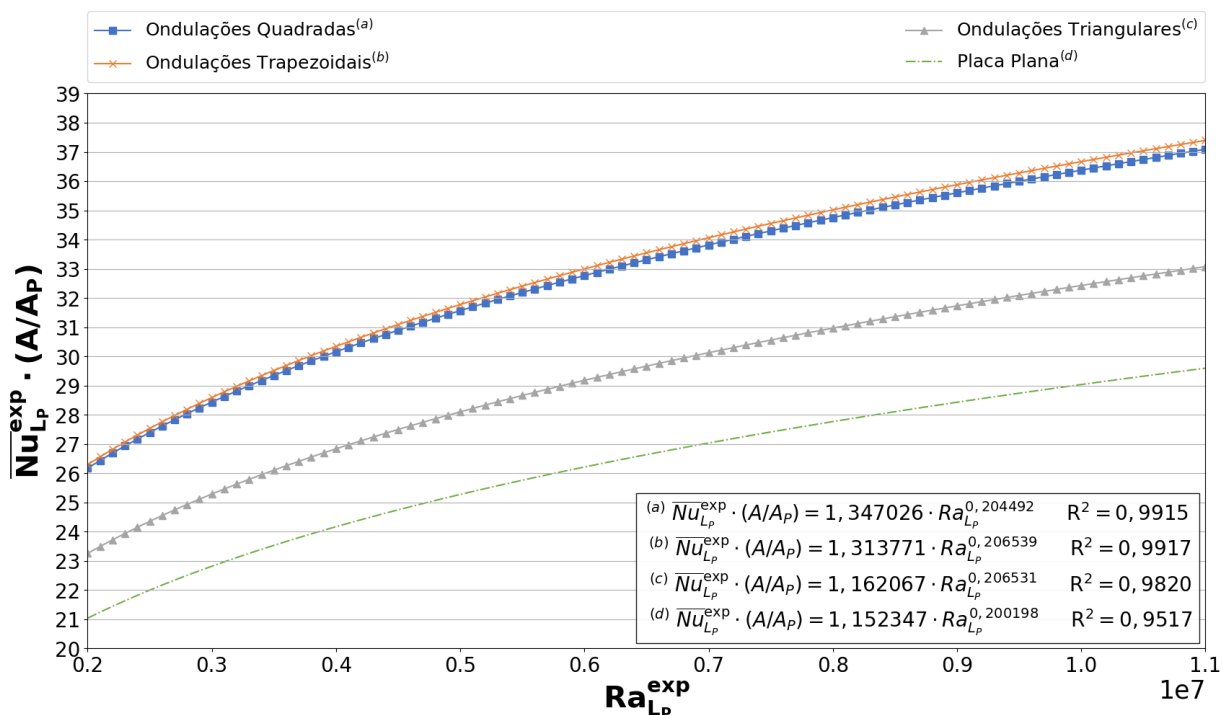
No entanto, das discussões anteriores, não se pode concluir que a placa plana apresenta maior eficiência térmica, uma vez que a influência da área de troca de calor não está sendo considerada nos resultados apresentados. Dessa forma, tem-se a Figura 63, que mostra as curvas empíricas de correlação do $\overline{Nu}_{LP}^{exp} \cdot (A/A_P)$ em função do Ra_{LP}^{exp} para as diferentes geometrias de placa estudadas; novamente não plotando-se as incertezas de medição para preservar a visualização do ambiente gráfico e análise de resultados.

A eficiência das placas com ondulações, considerando-se como referência comparativa a geometria de placa plana, pode ser calculada, para os diferentes Ra_{LP}^{exp} estudados, através da Equação:

$$\Delta\eta^{exp} = \left| \frac{\left[\overline{Nu}_{LP}^{exp} \cdot (A/A_P) \right]_{Placa\ Ondulada} - \left[\overline{Nu}_{LP}^{exp} \cdot (A/A_P) \right]_{Placa\ Plana}}{\left[\overline{Nu}_{LP}^{exp} \cdot (A/A_P) \right]_{Placa\ Plana}} \right| \cdot 100\% \quad (87)$$

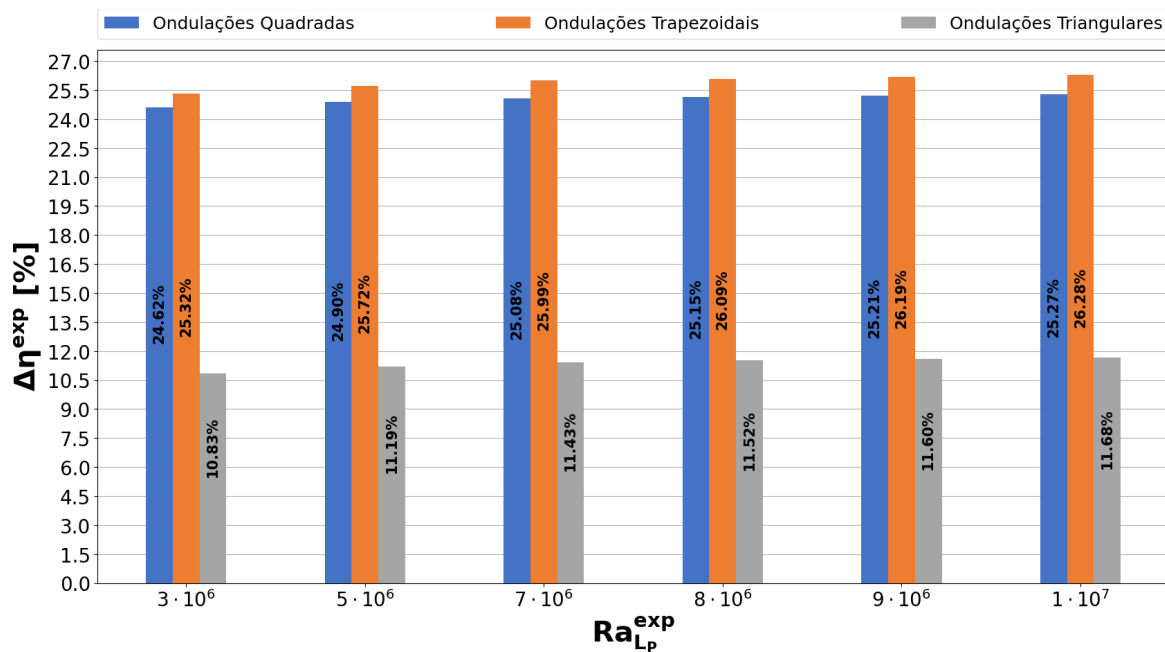
A Figura 64 ilustra a eficiência comparativa das placas com ondulações para os diferentes valores do número de Rayleigh estudados nesta tese.

Figura 63 – Análise comparativa da evolução do $\overline{Nu}_{Lp}^{exp} \cdot (A/A_p)$ com Ra_{Lp}^{exp} para as diferentes geometrias estudadas nesta tese.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 64 – Análise comparativa do ganho de eficiência relativa em função do Ra_{Lp}^{exp} para as geometrias de placa com ondulações.



Fonte: Próprio Autor.

Da análise das Figuras 63 e 64 observa-se que a geometria de placa com ondulações trapezoidais apresentou maior eficiência térmica, com um ganho de 26,28% em relação a geometria de placa plana em $Ra_{LP}^{\text{exp}} = 1 \cdot 10^7$. Em ordem decrescente de ganhos de eficiência térmica comparativa tem-se as placas com ondulações trapezoidais, quadradas, triangulares e a placa plana.

Os aumentos expressivos de eficiência térmica obtidos para as placas com ondulações, em contraste as discussões levantadas a partir do $\bar{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$ da Figura 62, ilustram os efeitos e a importância do aumento da área de troca de calor global na eficiência térmica da situação-problema estudada. Dessa forma, pode-se concluir que o aumento da área de troca de calor tem dependência mais forte nas trocas de calor por convecção natural que as próprias perturbações geradas no escoamento pelas ondulações introduzidas; conclusão também obtida por Oosthuizen e Garrett (2001).

Observa-se que a eficiência das placas com ondulações aumenta com o Ra_{LP}^{exp} ; o que evidencia que essas geometrias também poderão ser aplicadas e devem fornecer bons resultados em sistemas de maior densidade de potência superficial (como *chips*, componentes microeletrônicos, computadores de alta capacidade de processamento, etc.), que tendem a demandar sistemas de resfriamento cada vez mais eficientes e com maior confiabilidade e segurança de operação. Como referência a trabalhos futuros sugere-se a investigação do comportamento da $\Delta\eta^{\text{exp}}$ para maiores intervalos de Ra_{LP}^{exp} , de forma a melhor compreender e prever os aumentos de eficiência obtidos e seus limites físicos para as geometrias estudadas nesta tese.

Do exposto e discutido, tem-se que a utilização de geometrias com ondulações é uma alternativa extremamente interessante para aumentar a eficiência térmica de sistemas de aquecimento ou resfriamento por convecção natural; mostrando-se como uma oportunidade de trabalhos futuros, especialmente em aplicações de microeletrônica, computação, processamento de dados e sinais, etc. e em otimizações de projeto para redução e/ou eliminação total de sistemas de resfriamento forçado.

Em termos de custos de produção, especialmente em menor escala produtiva, as placas com ondulações tendem a ser mais caras; em face à sua maior complexidade geométrica, maior quantidade de matéria-prima necessária demandada, exigência de equipamentos específicos e mão-de-obra qualificada. No entanto, em maior escala de produção, são esperadas diluições nos custos de produção, viabilizando e criando incentivos a utilização dessas superfícies na otimização de sistemas térmicos diversos.

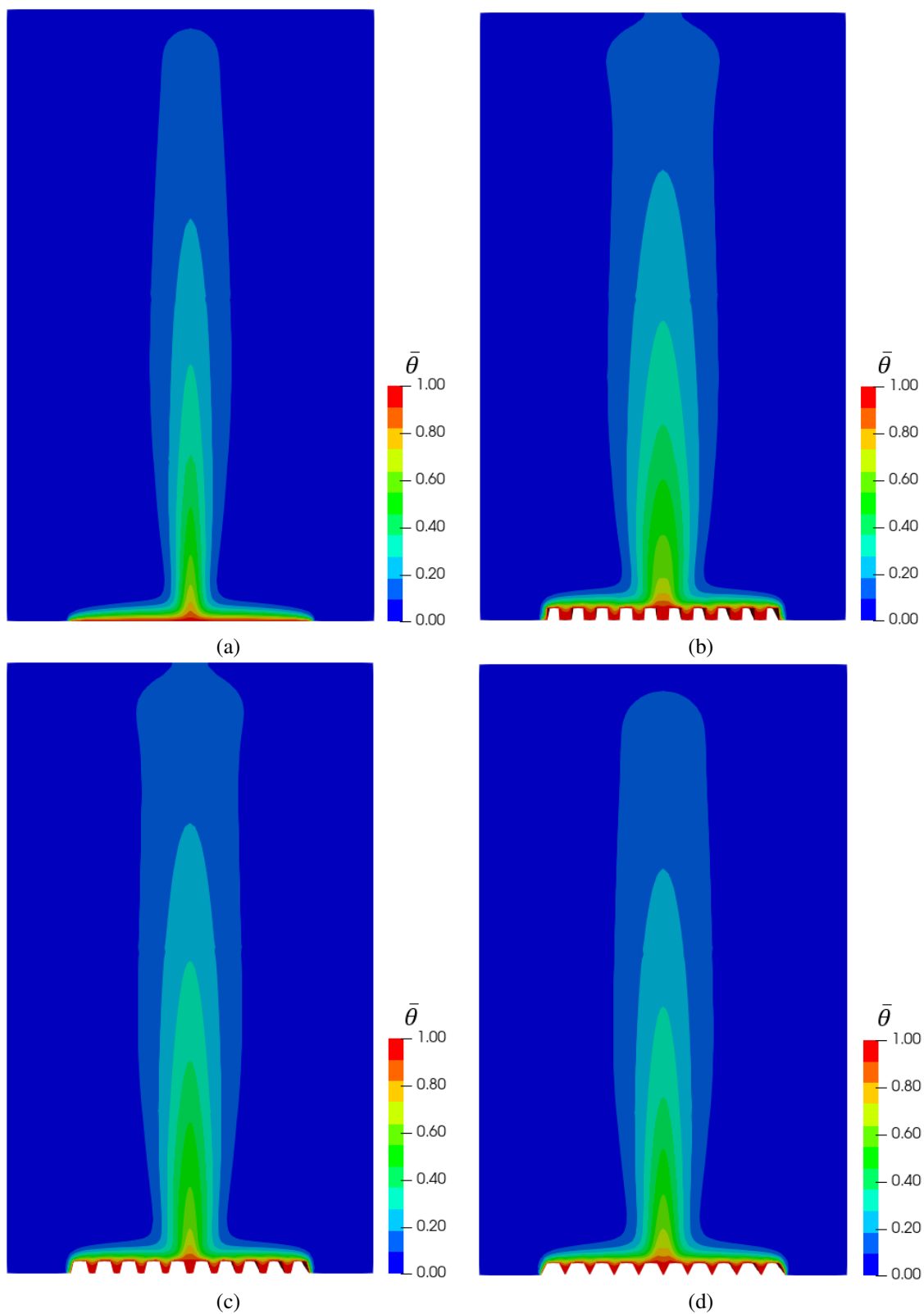
6.4.4 Análise Numérica dos Campos de Temperaturas Adimensionais

A presente seção trata da visualização, discussão e comparação das características e dimensões das plumas térmicas formadas pelas diferentes geometrias estudadas numericamente. A Figura 65 mostra os campos de temperaturas adimensionais e a Figura 66 mostra as isosuperfícies de temperaturas adimensionais para os valores de $\bar{\theta} = 0,5$ e $\bar{\theta} = 0,3$; em ambas as figuras, para melhor visualização dos resultados, refletiu-se o domínio físico simulado em relação ao plano de simetria em $x = 0$. Importante ressaltar também que os resultados mostrados nas Figuras 65 e 66 referem-se à seção transversal no plano de simetria em $y = 0$, em todas as diferentes geometrias estudadas e em $Ra_{LP}^{num} = 1 \cdot 10^7$.

A análise da Figura 65 mostra um perfil de pluma térmica vertical ascendente e simétrico para as geometrias estudadas, sem indícios de assimetrias, descontinuidades e instabilidades de formação. Tal comportamento está relacionado ao posicionamento horizontal das placas, inexistência de diferenças geométricas na altura, vão e/ou comprimento das ondulações e também pelo relativamente baixo número de Rayleigh simulado. Plumias térmicas com características de maior instabilidade, assimetria e presença de células de recirculação tendem a ser mais pronunciadas em situações com maiores valores de Ra_{LP}^{num} , em placas inclinadas e/ou com ondulações de altura, vão e/ou comprimento variáveis.

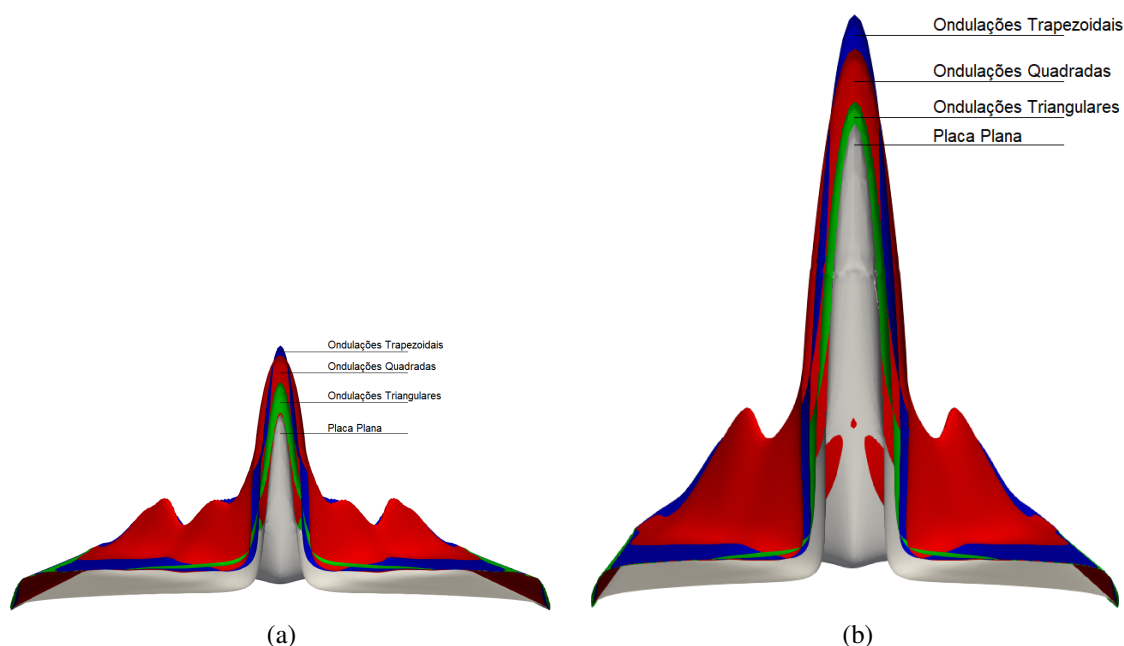
É visível a existência de uma pluma térmica de maiores dimensões, especialmente na direção vertical, para a placa com ondulações trapezoidais; seguida, em ordem decrescente de tamanho, pelas placas com ondulações quadradas, triangulares e placa plana. A análise da Figura 66 mostra de forma clara e comparativa, através da justaposição das isosuperfícies de temperaturas adimensionais para as diferentes placas estudadas, as diferentes características e dimensões geométricas das plumas térmicas formadas.

Figura 65 – Campos de temperaturas adimensionais para as geometrias de placa (a) plana e com ondulações (b) quadradas, (c) trapezoidais e (d) triangulares; todos no plano de simetria em $y = 0$ e em condições de $Ra_{LP}^{num} = 1 \cdot 10^7$.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 66 – Comparação em justaposição das isosuperfícies de temperaturas adimensionais com (a) $\bar{\theta} = 0,5$ e (b) $\bar{\theta} = 0,3$; ambas no plano de simetria em $y = 0$ e em condições de $Ra_{LP}^{num} = 1 \cdot 10^7$.



Fonte: Próprio Autor.

A dimensão (tamanho) da pluma térmica é função da taxa de calor total sobre a superfície da placa aquecida, que está diretamente relacionado ao produto $\overline{Nu}_{LP}^{exp} \cdot \frac{A}{A_P}$. Das características geométricas das placas simuladas e dos resultados empíricos das Figuras 55 a 58, têm-se, em ordem decrescente, os valores de 36,67 para a placa com ondulações trapezoidais; 36,38 para a placa com ondulações quadradas; 32,43 para a placa com ondulações triangulares e 29,04 para a placa plana. Dessa forma, através do indicador quantitativo $\overline{Nu}_{LP}^{exp} \cdot \frac{A}{A_P}$, reafirma-se a conclusão qualitativa das Figuras 65 e 66 – presença de pluma térmica de maiores dimensões na placa com ondulações trapezoidais e com menores dimensões na placa plana. Tal resultado também concorda e reafirma os resultados experimentais do ganho de eficiência relativa, conforme Figuras 63 e 64; o que, mais uma vez, valida o comportamento dos resultados numéricos obtidos nos modelos construídos.

Os resultados, discussões e conclusões apresentados nesta seção dos modelos de validação numérico-experimental – excetuando-se as análises de sensibilidade dos parâmetros experimentais \overline{Nu}_{LP}^{exp} e Ra_{LP}^{exp} e as curvas experimentais do $Q_{rad}^{exp}/Q_{total}^{exp}$ em função do Ra_{LP}^{exp} – encontram-se publicados em Verdério Júnior *et al.* (2023) e ilustrados na Figura 78 do Apêndice E.

7 CONCLUSÕES

O presente trabalho utilizou o software livre e de código aberto OpenFOAM®, versão 1912, para o desenvolvimento de diversos modelos físicos tridimensionais para o estudo da convecção natural sobre placas, em condições isotérmicas, de geometrias plana e com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares. A construção e estudo desses modelos físico-numéricos foi dividida em: modelos de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros; modelos de estudo de convergência de solução; modelos de testes de independência e consistência de malha e de definição de domínio físico e modelos de validação numérico-experimental.

Os modelos de placa plana de estudo, seleção, ajuste e validação de parâmetros demonstraram a excelente concordância dos modelos matemáticos de condições de contorno – com ou sem funções de parede implementadas nos parâmetros ε , κ , ν_t e ω – utilizados nas simulações em regime laminar* e turbulento; que foram validados fisicamente a partir da referência experimental de Kitamura *et al.* (2015).

A utilização de *layers* de refinamento, considerando-se as possíveis distorções, instabilidades numéricas e descontinuidades provocadas na malha e seus efeitos sobre os resultados físicos da simulação (especialmente em condições de contorno com funções de parede e modelos de turbulência), mostrou-se inviável aos estudos realizados nesta tese.

Para as simulações em regime laminar*, pode-se concluir – observando-se questões de custo-benefício em relação à acuracidade, complexidade de simulação e esforço computacional e tempo demandados – pela ineficiência da utilização dos modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST ou $\kappa - \varepsilon$ na situação-problema tratada. Dessa forma, comprova-se e valida-se fisicamente a classificação de regime laminar de Kitamura *et al.* (2015) para convecção natural sobre placa plana isotérmica com $Ra_{de}^{num} = 1 \cdot 10^5$.

Para as simulações em regime turbulento, pode-se concluir pela proximidade dos resultados obtidos, que os modelos de turbulência $\kappa - \omega$ SST e $\kappa - \varepsilon$, sem *layers* e com ou sem funções de parede implementadas, mostram-se praticamente equivalentes. Decidindo-se pela utilização do modelo $\kappa - \varepsilon$ sem *layers*, visto a sua maior simplicidade, maior estabilidade numérica e menor custo computacional demandado. A utilização ou não de funções de parede como modelo matemático de condições de contorno para os parâmetros turbulentos κ , ν_t e ε mostrou-se inconclusiva com os resultados obtidos para a geometria de placa plana, necessitando de mais estudos para uma decisão técnica fundamentada.

Dos estudos comparativos realizados com as Configurações A e B para análise dos diferentes parâmetros utilizados no subdiretório *fvSolution* do *solver buoyantBoussinesqSimpleFoam* – em diferentes geometrias e condições físico-numéricas de regime de escoamento, modelos matemáticos de condições de contorno, modelos de turbulência e número de Rayleigh – concluiu-se pela equivalência dessas configurações no estudo de modelos de placa plana. No entanto, para o estudo de modelos de placas com ondulações, a Configuração B mostrou-se mais indicada por apresentar menor tempo computacional demandando e maior estabilidade numérica e velocidade de convergência de solução.

Os testes de independência e consistência de malha apontaram vantagens de utilização de funções de parede como modelo matemático de condições de contorno para κ , ν_t e ε ; destacando-se maior acuracidade, convergência mais rápida ao regime permanente, menor grau de refinamento exigido e menor esforço computacional e tempo de simulação demandados. Em termos de custo-benefício e acuracidade, adotou-se a malha com $maxCellSize = 0,9$, sem *layers* e com funções de parede implementadas.

Os testes de definição de domínio físico conduziram a uma geometria, considerando a hipótese de dupla simetria utilizada, com $H_D = 2,5\ m$ e $L_D = 0,75\ m$.

A análise dos valores de Bi_{LP}^{exp} em função do Ra_{LP}^{exp} , para cada intervalo de tempo de todos os ensaios realizados, validou a aplicação do Método da Capacitância Global, com erros máximos de 5%, no procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais desenvolvido.

Os modelos de validação numérico-experimentais – desenvolvidos para as geometrias de placas plana e com ondulações quadradas, trapezoidais e triangulares – foram validados, com boa exatidão e nos intervalos de Ra_{LP} estudados, a partir dos resultados experimentais coletas. A utilização do modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$, em comparação a metodologia sem modelagem da turbulência, de forma geral, alcançou maior exatidão. Pode-se comprovar que o escoamento resultante sobre as geometrias avaliadas está em regime turbulento nos intervalos de Ra_{LP} estudados.

A curva de correlação empírica do \overline{Nu}_{LP}^{exp} em função do Ra_{LP}^{exp} para a geometria de placa plana, considerando-se as respectivas incertezas de medição calculadas, apresentou boa concordância de comportamento com as formulações experimentais propostas por Lloyd e Moran (1974) e Kitamura *et al.* (2015); validando-se, mais uma vez, o procedimento de análise de resultados experimentais desenvolvido nesta tese.

O estudo de análise de sensibilidade realizado mostrou a maior influência do parâmetro

de entrada δ_ϵ na redução de confiabilidade do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$. Em relação ao Ra_{LP}^{exp} , o parâmetro de $\delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}} = \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}} = \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}$ foi responsável pela maior propagação de incertezas experimentais.

Os resultados experimentais das trocas de calor por radiação térmica, para o intervalo de valores de Ra_{LP}^{exp} analisado, mostraram que a contribuição desse fenômeno no balanço de calor global diminui gradualmente com o aumento do Ra_{LP}^{exp} . As trocas radiantes mostraram-se mais intensas e representativas na geometria de placa plana, seguida das geometrias com ondulações triangulares, quadradas e trapezoidais.

A análise comparativa dos resultados experimentais das geometrias estudadas mostrou que a presença de ondulações superficiais cria perturbações e regiões de estagnação no escoamento; reduzindo o $\overline{h}_{\text{conv}}^{\text{exp}}$. Tal redução mostrou-se mais intensa nas geometrias com ondulações quadradas, seguida das triangulares e trapezoidais, nessa ordem.

Concluiu-se que o aumento da área de troca de calor superficial exerce maior influência nas trocas de calor por convecção, e conseqüentemente na eficiência térmica, do que as próprias perturbações provocadas no escoamento pelas ondulações introduzidas.

Constatou-se que a geometria com ondulações trapezoidais apresenta maior eficiência térmica em relação ao modelo de placa plana, seguida das geometrias com ondulações quadradas e triangulares, nessa ordem. Observou-se também que a eficiência térmica comparativa das placas aumenta com o Ra_{LP} .

Os resultados numéricos dos campos e isosuperfícies de temperaturas adimensionais evidenciaram uma pluma térmica de maiores dimensões na geometria com ondulações trapezoidais, seguida das geometrias com ondulações quadradas, triangulares e placa plana.

Dos resultados alcançados e todas as discussões realizadas, comprovou-se que a utilização de placas com ondulações proporciona ganhos consideráveis no aumento das taxas de transferência de calor por convecção natural livre, para os intervalos de Ra_{LP} estudados. Tal comprovação gera subsídios e motiva a realização de novas pesquisas para, cada vez mais, melhorar a eficiência térmica de sistemas de transferência de calor por convecção natural (especialmente em aplicações de resfriamento). Dessa forma, num futuro próximo, espera-se que tais sistemas de resfriamento (de forma predominante ou exclusivamente) sejam aplicados nas áreas de microeletrônica, telefonia móvel, computação de alto desempenho, sistemas de alta densidade de potência, etc. Atingindo-se o objetivo principal de reduzir a dependência ou eliminar componentes mecânicos de resfriamento por convecção forçada (como ventiladores, *coolers*, etc.) e criando alternativas de maior confiabilidade, maior segurança de operação e menores custos

de aquisição e de manutenção associados; tudo isso sem reduzir a eficiência dos sistemas de trabalho.

Por fim, destaca-se a utilização exclusiva de softwares, utilitários e bibliotecas livres e de código aberto na construção deste trabalho. Demonstrando que é possível realizar pesquisas aplicadas na área de CFD sem grandes recursos financeiros e tecnologias de ponta; realidade que a comunidade acadêmico-científica, cada vez mais, precisará se adaptar nos próximos anos, especialmente no cenário atual de crescentes restrições orçamentárias nas áreas de ciência, tecnologia e educação.

7.1 SUGESTÃO DE TRABALHOS FUTUROS

Após a conclusão deste trabalho algumas questões ainda não puderam ser solucionadas, mostrando-se como possibilidades a serem desenvolvidas em trabalhos futuros. Dessa forma, mais estudos, investigações, testes e experimentos são estimulados em trabalhos futuros, destacando-se:

- Estudar a influência de novos parâmetros físicos e numéricos na exatidão dos modelos de validação numérico-experimental construídos. Destacando-se, como possíveis parâmetros de estudo e de testes de validação:
 - Utilização de malhas tetraédricas e/ou poliédricas;
 - Inclusão dos termos fonte de empuxo na produção e/ou destruição de κ , ε e ω nas equações de transporte dos modelos de turbulência simulados;
 - Utilização de outros modelos RANS de turbulência, como o $\kappa - \varepsilon$ *realizable*, $\kappa - \varepsilon$ RNG, $\kappa - \varepsilon$ não linear, $\kappa - \omega$, v^2 -f, etc;
 - Utilização de modelos físicos para inclusão das trocas de calor por radiação, como os modelos *viewFactor* e *fvDOM* do OpenFOAM® e descritos por Verdério Júnior *et al.* (2018);
 - Alterações nas configurações dos subdiretórios *fvSolution* e/ou *fvSchemes*;
 - Alterações nos modelos de condições de contorno adotados;
- Avaliar a aplicabilidade das curvas empíricas de correlação do $\overline{Nu}_{LP}^{\text{exp}}$ com o Ra_{LP}^{exp} , obtidas para as geometrias estudadas, além dos intervalos do número de Rayleigh utilizados; definindo-se os limites aplicáveis e o grau de exatidão obtido;

- Investigar o comportamento do ganho de eficiência térmica das placas onduladas estudadas em função do Ra_{LP} , definindo-se modelos de previsão de resultados e limitantes físicos atingidos. Bem como, conforme os resultados e conclusões obtidas, avaliar aplicações e generalizações adicionais das formulações desenvolvidas;
- Construir e validar novos modelos numéricos para estudar diferentes geometrias e arranjos geométricos de placas com ondulações, como sugestões:
 - Placas com ondulações semicirculares, elípticas, hiperbólicas, senoidais e de formas genéricas;
 - Variações paramétricas nas dimensões (de altura, espessura e vão) das ondulações; incluindo-se o estudo com dimensões de tamanho variável (crescentes ou decrescentes);
 - Arranjos de placas inclinadas com diferentes ângulos de posição e/ou com justaposição de placas;
- Adaptar o aparato experimental desenvolvido, alterando-se os sensores de temperatura DS18B20 por termopares, termorresistências Pt100 e/ou sensores de alta precisão TMP117, objetivando aumentar a precisão e acuracidade do sistema e permitir o estudo do \overline{Nu}_{LP} em maiores intervalos de temperaturas e maiores valores do Ra_{LP} ;
- Construção de novos modelos numéricos para o estudo transiente do processo de resfriamento por convecção natural das placas, com validação experimental a partir de resultados por câmera termográfica;
- Definir e validar critérios de classificação e diferenciação, a partir de resultados experimentais e numéricos, para superfícies aletadas e onduladas.

REFERÊNCIAS

ABDALLAH, M. S.; ZEGHMATI, B. Effects of the wavy surface on free convection-radiation along an inclined plate. **International Journal of Mathematical, Computational, Physical, Electrical and Computer Engineering**, v. 7, n. 6, p. 990–996, 2013. Citado na página 37.

ACKROYD, J. A. D. Laminar natural convection boundary layers on near-horizontal plates. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society London, v. 352, n. 1669, p. 249–274, 1976. Citado na página 29.

AHMED, S. E.; EL-AZIZ, M. M. A. Effect of local thermal non-equilibrium on unsteady heat transfer by natural convection of a nanofluid over a vertical wavy surface. **Meccanica**, Springer, v. 48, n. 1, p. 33–43, 2013. Citado na página 33.

ALUMICOPPER. **INFORMAÇÕES TÉCNICAS ALUMÍNIO 5052-F**. [s.n.], 2011. Disponível em: https://www.alumicopper.com.br/pdf/aluminio/info-tec-alumi_alumi5052.pdf. Acesso em: 20 mar. 2021. Citado nas páginas 75 e 110.

Ansys Fluent. **Introduction to ANSYS Fluent, Lecture 7: Turbulence Modeling**. Versão 15.0. USA: Ansys Inc., 2014. Citado na página 39.

BANDROWSKI, J.; RYBSKI, W. Free convection mass transfer from horizontal plates. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 19, n. 8, p. 827–838, 1976. Citado na página 29.

BARRADAS, A. C. M. **Avaliação do desempenho do OpenFOAM® em estudos de ventilação natural**. 2016. Dissertação (Mestrado) — Universidade de Coimbra, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Coimbra, 2016. Mestrado em Engenharia Mecânica na Especialidade de Energia e Ambiente. Citado na página 39.

BEJAN, A. **Convection Heat Transfer**. 4. ed. USA: John wiley & Sons, 2013. Citado nas páginas 42, 45 e 46.

BHAVNANI, S. H.; BERGLES, A. E. Effect of surface geometry and orientation on laminar natural convection heat transfer from a vertical flat plate with transverse roughness elements. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 33, n. 5, p. 965–981, 1990. Citado nas páginas 31 e 32.

BHAVNANI, S. H.; BERGLES, A. E. Natural convection heat transfer from sinusoidal wavy surfaces. **Wärme-und Stoffübertragung**, Springer, v. 26, n. 6, p. 341–349, 1991. Citado na página 32.

BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. **Transport Phenomena**. 2. ed. USA: John Wiley & Sons, 2002. Citado nas páginas 42 e 45.

BOUSSINESQ, J. **Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes a grande section**. Paris: Gauthier-Villars et fils, 1897. v. 1. Disponível em: <http://archive.org/details/thbeoriedelbeco01bousrich>. Acesso em: 28 jun. 2020. Citado na página 45.

CASTELLI, F. A. **Mecânica dos fluidos computacional integrada com modelo térmico do corpo humano para análise de ambientes térmicos**. 2012. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo - USP, São Paulo, 2012. Mestrado em Engenharia Mecânica. Citado na página 43.

CAUBILLA, P. H. **Application of computational fluid dynamics to wave action on structures**. 2015. Tese (Doutorado) — Universidad de Cantabria, Espana, 2015. Citado na página 66.

CENGEL, Y. A.; CIMBALA, J. M. **Mecânica dos Fluidos: Fundamentos e Aplicações**. 3. ed. Porto Alegre: AMGH, 2015. Citado nas páginas 42 e 104.

CENGEL, Y. A.; GHAJAR, A. J. **Transferência de Calor e Massa: Uma abordagem prática**. 4. ed. Porto Alegre: AMGH, 2012. Citado nas páginas 42, 46, 47, 107 e 146.

CHEN, T. S.; TIEN, H. C.; ARMALY, B. F. Natural convection on horizontal, inclined, and vertical plates with variable surface temperature or heat flux. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 29, n. 10, p. 1465–1478, 1986. Citado na página 29.

CHIU, C. P.; CHOU, H. M. Transient analysis of natural convection along a vertical wavy surface in micropolar fluids. **International Journal of Engineering Science**, Elsevier, v. 32, n. 1, p. 19–33, 1994. Citado na página 33.

COMMITTEE, V. **Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer**. New York, USA: American Society of Mechanical Engineers, 2009. Citado na página 140.

ELGAZERY, N. S. Effects of variable fluid properties on natural convection of mhd fluid from a heated vertical wavy surface. **Meccanica**, Springer, v. 47, n. 5, p. 1229–1245, 2012. Citado na página 34.

ELGAZERY, N. S.; ELAZEM, N. Y. A. The effects of variable properties on mhd unsteady natural convection heat and mass transfer over a vertical wavy surface. **Meccanica**, Springer, v. 44, n. 5, p. 573–586, 2009. Citado na página 33.

ELSEVIER. **Scopus – Analyze search results**. [s.n.], 2020. Disponível em: <https://www.scopus.com/search/form.uri?display=basic#basic>. Acesso em: 26 fev. 2021. Citado na página 27.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 2. ed. Berlin: Springer-Verlag, 1999. Citado na página 55.

FISHENDEN, M; SAUNDERS, O A. **An Introduction to Heat Transfer**. [S.l.]: Clarendon Press, Oxford, 1965. Citado nas páginas 29 e 48.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J.; MICHELL, J. W. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. 9. ed. Grupo GEN: LTC, 2018. ISBN 9788521634812. Citado nas páginas 42 e 104.

GOLDSTEIN, R. J.; LAU, K. S. Laminar natural convection from a horizontal plate and the influence of plate-edge extensions. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 129, p. 55–75, 1983. Citado na página 29.

HARLOW, F. H.; SCANNAPIECO, E. **Introduction of Finite-Difference Methods for Numerical Fluid Dynamics**. Los Alamos, USA: Los Alamos National Laboratory, Report LA-12984, 1995. Citado na página 55.

HOLMAN, J. P. **Experimental Methods for Engineers**. 8. ed. [S.l.]: McGraw-Hill Science/Engineering/Math, 2011. Citado na página 189.

HOSSAIN, M. A.; KABIR, S.; REES, D. A. S. Natural convection of fluid with variable viscosity from a heated vertical wavy surface. **Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP**, Springer, v. 53, n. 1, p. 48–57, 2002. Citado na página 32.

HOSSAIN, M. A.; REES, D. A. S. Combined heat and mass transfer in natural convection flow from a vertical wavy surface. **Acta Mechanica**, Springer, v. 136, n. 3-4, p. 133–141, 1999. Citado na página 32.

HUSSAIN, S.; KALENDAR, A.; RAFIQUE, M. Z.; OOSTHUIZEN, P. H. Assessment of thermal characteristics of square wavy plates. **Heat Transfer**, Wiley Online Library, v. 49, n. 6, p. 3742–3757, 2020. Citado na página 35.

HUTTON, D. V. **Fundamentals of Finite Element Analysis**. 1. ed. New York: McGraw-Hill, 2004. Citado na página 55.

INCROPERA, F.; WITT, D. P. De; BERGMAN, T.; LAVINE, A. **Fundamentos da Transferência de Calor e de Massa**. 6. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2008. Citado nas páginas 42, 43, 46, 47, 66, 107, 110, 112 e 146.

JANG, J. H.; YAN, W. M. Transient analysis of heat and mass transfer by natural convection over a vertical wavy surface. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 47, n. 17-18, p. 3695–3705, 2004. Citado na página 32.

JANG, J. H.; YAN, W. M.; LIU, H. C. Natural convection heat and mass transfer along a vertical wavy surface. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 46, n. 6, p. 1075–1083, 2003. Citado na página 32.

JAYATILLEKE, C. L. V. **The influence of Prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sub-layer to momentum and heat transfer**. 1966. Tese (Doutorado) — University of London, College of Science and Technology, London, 1966. Citado na página 90.

JURETIC, F. **User Guide cfMesh v1.1**. Zagreb, Croatia: Creative Fields, 2015. Disponível em: http://cfmesh.com/wp-content/uploads/2015/09/User_Guide-cfMesh_v1.1.pdf. Acesso em: 07 jun. 2020. Citado na página 60.

KIM, E. Natural convection along a wavy vertical plate to non-newtonian fluids. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 40, n. 13, p. 3069–3078, 1997. Citado na página 33.

KITAMURA, K.; MITSUISHI, A.; SUZUKI, T.; KIMURA, F. Fluid flow and heat transfer of natural convection adjacent to upward-facing, rectangular plates of arbitrary aspect ratios. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 89, p. 320–332, 2015. Citado nas páginas 29, 30, 40, 48, 81, 82, 85, 112, 114, 116, 123, 124, 130, 151, 167 e 168.

KLINE, S. J.; MCCLINTOCK, F. A. Describing uncertainties in single-sample experiments. **Mechanical Engineering**, v. 75, p. 3–8, 1953. Citado na página 189.

KREITH, F.; MANGLIK, R. M.; BOHN, M. S. **Princípios de Transferência de Calor**. 7. ed. São Paulo: Cengage Learning, 2014. Citado nas páginas 46, 107 e 146.

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M. Fluid mechanics. **USA: Elsevier Science**, 2002. Citado na página 43.

LLOYD, J. R.; MORAN, W. R. Natural convection adjacent to horizontal surface of various planforms. **ASME Journal of Heat and Mass Transfer**, Journal of Heat Transfer, v. 96, n. 4, p. 443–447, 1974. Citado nas páginas 40, 151 e 168.

LYSENKO, D. A.; ERTESVÅG, I. S.; RIAN, K. E. Modeling of turbulent separated flows using openfoam. **Computers & Fluids**, Elsevier, v. 80, p. 408–422, 2013. Citado na página 26.

MALISKA, C. R. **Transferência de calor e mecânica de fluidos computacional**. 2. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2004. Citado nas páginas 56, 57, 68 e 70.

MEHTA, D.; RADHAKRISHNAN, A. K. T.; LIER, J. V.; CLEMENS, F. A wall boundary condition for the simulation of a turbulent non-newtonian domestic slurry in pipes. **Water**, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 10, n. 2, p. 124, 2018. Citado nas páginas 52 e 53.

MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R. Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. **Turbulence, Heat and Mass Transfer 4**, n. 1, p. 625–632, 2003. Citado nas páginas 48, 50 e 51.

MOLLA, M.; HOSSAIN, A.; YAO, L. S. Natural-convection flow along a vertical complex wavy surface with uniform heat flux. **Journal of Heat Transfer**, v. 129, p. 1403–1407, 2007. Citado na página 33.

MOLLA, M. M.; YAO, L. S. Non-newtonian natural convection along a vertical heated wavy surface using a modified power-law viscosity model. **Journal of Heat Transfer**, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, v. 131, n. 1, 2009. Citado na página 33.

MOUKALLED, F.; MANGANI, L.; DARWISH, M. **The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics: An Advanced Introduction with OpenFOAM® and Matlab®**. 1. ed. Berlin, Germany: Springer, 2015. ISBN 978-3-319-16873-9. Citado nas páginas 42, 45, 47, 48, 49, 56, 57, 69, 70 e 134.

MOULIC, S. G.; YAO, L. S. Natural convection along a vertical wavy surface with uniform heat flux. **Journal of Heat Transfer**, v. 111, n. 4, p. 1106–1108, 1989. Citado na página 31.

OOSTHUIZEN, P. H. A numerical study of laminar and turbulent natural convective heat transfer from an isothermal vertical plate with a wavy surface. **Proceedings of the ASME 2010 International Mechanical Engineering Congress Exposition – IMECE2010, Vancouver, British Columbia, Canada**, p. 1481–1486, 2010. Citado na página 33.

OOSTHUIZEN, P. H. Natural convective heat transfer from an inclined isothermal plat with a wavy surface. **Proceedings of 42nd AIAA Thermophysics Conference – AIAA, Honolulu, Hawaii**, 2011. Citado nas páginas 10, 37 e 38.

OOSTHUIZEN, P. H. External natural convective heat transfer from bodies having a wavy surface for conditions under which laminar, transitional, and turbulent flow can exist. **Advances in Heat Transfer**, Elsevier, v. 48, p. 261–317, 2016. Citado na página 25.

OOSTHUIZEN, P. H. A numerical study of natural convective heat transfer from a horizontal isothermal surface with rectangular surface roughness elements. **Proceedings of the First**

Pacific Rim Thermal Engineering Conference – PRTEC, Hawaii’s Big Island, USA, 2016. Citado nas páginas 10, 34, 35 e 36.

OOSTHUIZEN, P. H. A numerical study of the effect of triangular waves on natural convective heat transfer from an upward facing heated horizontal isothermal surface. **Proceedings of the ASME 2016 International Mechanical Engineering Congress and Exposition – IMECE2016, Phoenix, Arizona, USA, 2016.** Citado nas páginas 10, 35 e 36.

OOSTHUIZEN, P. H.; GARRETT, M. A numerical study of three-dimensional natural convective heat transfer from a plate with a “wavy” surface. **Proceedings of 2001 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition – IMECE2001, New York, New York, USA, 2001.** Citado nas páginas 36 e 163.

OOSTHUIZEN, P. H.; KALENDAR, A. A numerical study of the effect of spaced triangular surface waves on natural convective heat transfer from an upward facing heated horizontal isothermal surface. **Proceedings of the 5th Thermal and Fluids Engineering Conference (TFEC)**, p. 377–390, 2020. Citado nas páginas 10, 35 e 36.

OOSTHUIZEN, P. H.; PAUL, J. T. A numerical study of natural convective heat transfer from an inclined isothermal plate having a square wave surface. **Proceedings of the ASME 2011 International Mechanical Engineering Congress and Exposition – IMECE2011, Denver, Colorado, USA, 2011.** Citado nas páginas 10, 37 e 38.

OOSTHUIZEN, P. H.; PAUL, J. T. A numerical study of natural convective heat transfer from an inclined isothermal plate with a “sinusoidally wavy” surface. **Proceedings of the International Symposium on Advances in Computational Heat Transfer – CHT12, Bath, England, 2012.** Citado nas páginas 10, 37 e 38.

OPENCFO. **alphatJayatillekeWallFunctionFvPatchScalarField Class Reference.** *In:* OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1compressible_1_1alphatJayatillekeWallFunctionFvPatchScalarField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 90.

OPENCFO. **epsilonWallFunctionFvPatchScalarField Class Reference.** *In:* OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1epsilonWallFunctionFvPatchScalarField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 90.

OPENCFO. **fixedFluxPressureFvPatchScalarField Class Reference.** *In:* OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1fixedFluxPressureFvPatchScalarField.html. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 86.

OPENCFD. **Hydrostatic pressure effects**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-applications-solvers-variable-transform-p-rgh.html>. Acesso em: 08 jun. 2020. Citado na página 66.

OPENCFD. **kqRWallFunctionFvPatchField< Type > Class Template Reference**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1kqRWallFunctionFvPatchField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 90.

OPENCFD. **noSlipFvPatchVectorField Class Reference**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1noSlipFvPatchVectorField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 86.

OPENCFD. **nutkWallFunctionFvPatchScalarField Class Reference**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1nutkWallFunctionFvPatchScalarField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 90.

OPENCFD. **omegaWallFunctionFvPatchScalarField Class Reference**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1omegaWallFunctionFvPatchScalarField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 90.

OPENCFD. **OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox, User Guide**. Versão v1906. [S.l.: s.n.], 2019. Citado nas páginas 65, 68, 69, 70, 86 e 134.

OPENCFD. **pressureInletOutletVelocityFvPatchVectorField Class Reference**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1pressureInletOutletVelocityFvPatchVectorField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 86.

OPENCFD. **Reynolds Averaged Simulation (RAS)**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-turbulence-ras.html>. Acesso em: 09 jun. 2020. Citado na página 68.

OPENCFD. **ScotchDecomp Class Reference**. *In*: OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1scotchDecomp.html#details. Acesso em: 09 jun. 2020. Citado na página 70.

OPENCFD. **template<class Type> class Foam::calculatedFvPatchField< Type**. *In:* OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1calculatedFvPatchField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 86.

OPENCFD. **template<class Type> class Foam::inletOutletFvPatchField< Type >**. *In:* OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1inletOutletFvPatchField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 86.

OPENCFD. **totalPressureFvPatchScalarField Class Reference**. *In:* OpenFOAM: API Guide v2006, The Open Source CFD Toolbox, 2019. Disponível em: https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/classFoam_1_1totalPressureFvPatchScalarField.html#details. Acesso em: 18 jun. 2020. Citado na página 86.

PATANKAR, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow**. New York: Hemisphere, 1980. Citado nas páginas 55 e 57.

POP, I.; TAKHAR, H. S.; KUMARI, M. Free convection about a vertical wavy surface with prescribed surface heat flux in a micropolar fluid. **Technische Mechanik. Scientific Journal for Fundamentals and Applications of Engineering Mechanics**, v. 18, n. 4, p. 229–237, 1998. Citado na página 33.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. England: Cambridge University Press, 2000. Citado nas páginas 42, 43, 45, 48 e 52.

PRETOT, S.; MIRIEL, J.; BAILLY, Y.; ZEGHMATI, B. Visualization and simulation of the natural-convection flow above horizontal wavy plates. **Numerical Heat Transfer: Part A: Applications**, Taylor & Francis, v. 43, n. 3, p. 307–325, 2003. Citado na página 34.

PRETOT, S.; ZEGHMATI, B.; CAMINAT, P. Influence of surface roughness on natural convection above a horizontal plate. **Advances in Engineering Software**, Elsevier, v. 31, n. 10, p. 793–801, 2000. Citado na página 34.

RAVIPATI, D. **Free convection along a vertical wavy surface in a nanofluid**. 2011. Dissertação (Mestrado) — Cleveland State University, USA, 2011. Master of Science in Mechanical Engineering. Citado na página 33.

REZENDE, A. L. T. **Análise numérica da bolha de separação do escoamento turbulento sobre placa plana fina inclinada**. 2009. Tese (Doutorado) — Pontifícia Universidade Católica, Centro Técnico Científico da PUC, Rio de Janeiro, 2009. Doutorado em Engenharia Mecânica, 263 p. Citado na página 45.

ROACHE, P. J. **Verification and Validation in Computational Science and Engineering**. Albuquerque, New Mexico: Hermosa Pub, 1998. ISBN 9780913478080. Citado na página 140.

SIDDIQA, S.; HOSSAIN, M. A. Natural convection flow over wavy horizontal surface. **Advances in Mechanical Engineering**, SAGE Publications Sage UK: London, England, v. 5, p. 743034, 2013. Citado na página 34.

SIDDIQA, S.; HOSSAIN, M. A.; GORLA, R. S. R. Natural convection flow of viscous fluid over triangular wavy horizontal surface. **Computers & Fluids**, Elsevier, v. 106, p. 130–134, 2015. Citado na página 34.

SIDDIQA, S.; HOSSAIN, M. A.; SAHA, S. C. The effect of thermal radiation on the natural convection boundary layer flow over a wavy horizontal surface. **International Journal of Thermal Sciences**, Elsevier, v. 84, p. 143–150, 2014. Citado na página 34.

SIMSCALE. **Main Settings for Hex-dominant parametric**. [s.n.], 2019. Disponível em: <https://www.simscale.com/docs/simulation-setup/meshing/hex-dominant/main-settings-for-hex-dominant-parametric/>. Acesso em: 07 jun. 2020. Citado nas páginas 60 e 62.

SOUZA, J. F. A.; OLIVEIRA, L. R.; AZEVEDO, J. L. L.; SOARES, I. D.; MATA, M. M. Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. **Revista Brasileira de Geofísica**, SciELO Brasil, v. 29, n. 1, p. 21–41, 2011. Citado nas páginas 43 e 52.

The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty. **Fundamental Physical Constants - standard acceleration of gravity**. [s.n.], 2019. Disponível em: https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?gnlsearch_for=gravity. Acesso em: 24 mar. 2021. Citado na página 110.

The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty. **Fundamental Physical Constants - Stefan-Boltzmann constant**. [s.n.], 2019. Disponível em: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?sigma>. Acesso em: 24 mar. 2021. Citado na página 110.

Verdério Júnior, S. A. **Aplicação de um modelo numérico na otimização de fornos alimentícios usando o OpenFOAM®**. 2015. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, Faculdade de Engenharia, Bauru, 2015. Mestrado em Engenharia Mecânica, 173 p. Citado nas páginas 57, 68 e 69.

Verdério Júnior, S. A. Editorial. **Revista de Engenharia Térmica**, v. 20, n. 3, p. 02, 2021. Citado nas páginas 26 e 197.

Verdério Júnior, S. A.; COELHO, P. J.; SCALON, V. L.; OLIVEIRA, S. R. Numerical and experimental study of natural convection heat transfer on flat and corrugated plates.

International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, Emerald Publishing Limited, v. 33, n. 9, p. 3286–3307, 2023. Citado nas páginas 166 e 203.

Verdério Júnior, S. A.; SCALON, V. L.; AVALLONE, E.; MIORALLI, P. C. Numerical validation of viewfactor and FVDM radiation models of OpenFOAM® and application in the study of food furnaces. **Ingeniare. Revista chilena de ingeniería**, Universidad de Tarapacá, v. 26, n. 4, p. 546–556, 2018. Citado na página 170.

Verdério Júnior, S. A.; SCALON, V. L.; OLIVEIRA, S. R. Physical–numerical parameters in laminar simulations of natural convection on three-dimensional square plates. **International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow**, Emerald Publishing Limited, v. 32, n. 6, p. 2027–2046, 2022. Citado nas páginas 124 e 200.

Verdério Júnior, S. A.; SCALON, V. L.; OLIVEIRA, S. R.; MIORALLI, P. C.; AVALLONE, E. Dimensionless physical-mathematical modeling of turbulent natural convection. **Revista de Engenharia Térmica**, v. 20, n. 3, p. 37–43, 2021. Citado nas páginas 52 e 198.

Verdério Júnior, S. A.; SCALON, V. L.; OLIVEIRA, S. R.; ITO, M. C. Physical–numerical parameters in turbulent simulations of natural convection on three-dimensional square plates. **International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow**, Emerald Publishing Limited, v. 32, n. 2, p. 761–784, 2021. Citado nas páginas 130 e 199.

Verdério Júnior, S. A.; SCALON, V. L.; OLIVEIRA, S. R.; AVALLONE, E.; MIORALLI, P. C.; GONÇALVES, D. M. Experimental methodology for the study of natural convection on flat and corrugated plates. **Revista de Engenharia Térmica**, v. 20, n. 4, p. 36–44, 2022. Citado nas páginas 111 e 201.

Verdério Júnior, S. A.; SCALON, V. L.; OLIVEIRA, S. R.; Martins Coelho, P. J. Natural convection on corrugated plates: A numerical case study about meshes, boundary conditions and physical domain determination. **Revista de Engenharia Térmica**, v. 21, n. 2, p. 03–12, 2022. Citado nas páginas 143 e 202.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics – The Finite Volume Method**. 2. ed. UK: Pearson Education Ltd., 2007. Citado nas páginas 42, 43, 45, 48, 52, 56, 57, 58, 68, 69, 70, 90 e 134.

VIESER, W.; ESCH, T.; MENTER, F. Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models. **CFX Validation Report**, 2002. Citado nas páginas 38, 47, 48, 53 e 90.

VINNICHENKO, N.; PLAKSINA, Y.; YAKIMCHUK, O.; SOLDATENKOVA, K.; UVAROV, A. Air flow temperature measurements using infrared thermography. **Quantitative InfraRed Thermography Journal**, Taylor & Francis, v. 14, n. 1, p. 107–121, 2017. Citado na página 30.

WEI, J. J.; YU, B.; KAWAGUCHI, Y. Simultaneous natural-convection heat transfer above and below an isothermal horizontal thin plate. **Numerical Heat Transfer: Part A: Applications**, Taylor & Francis, v. 44, n. 1, p. 39–58, 2003. Citado na página 29.

YANG, Y. T.; CHEN, C. K.; LIN, M. T. Natural convection of non-newtonian fluids along a wavy vertical plate including the magnetic field effect. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 39, n. 13, p. 2831–2842, 1996. Citado na página 33.

YAO, L. S. Natural convection along a vertical wavy surface. **Journal of Heat Transfer**, v. 105, p. 465–468, 1983. Citado na página 31.

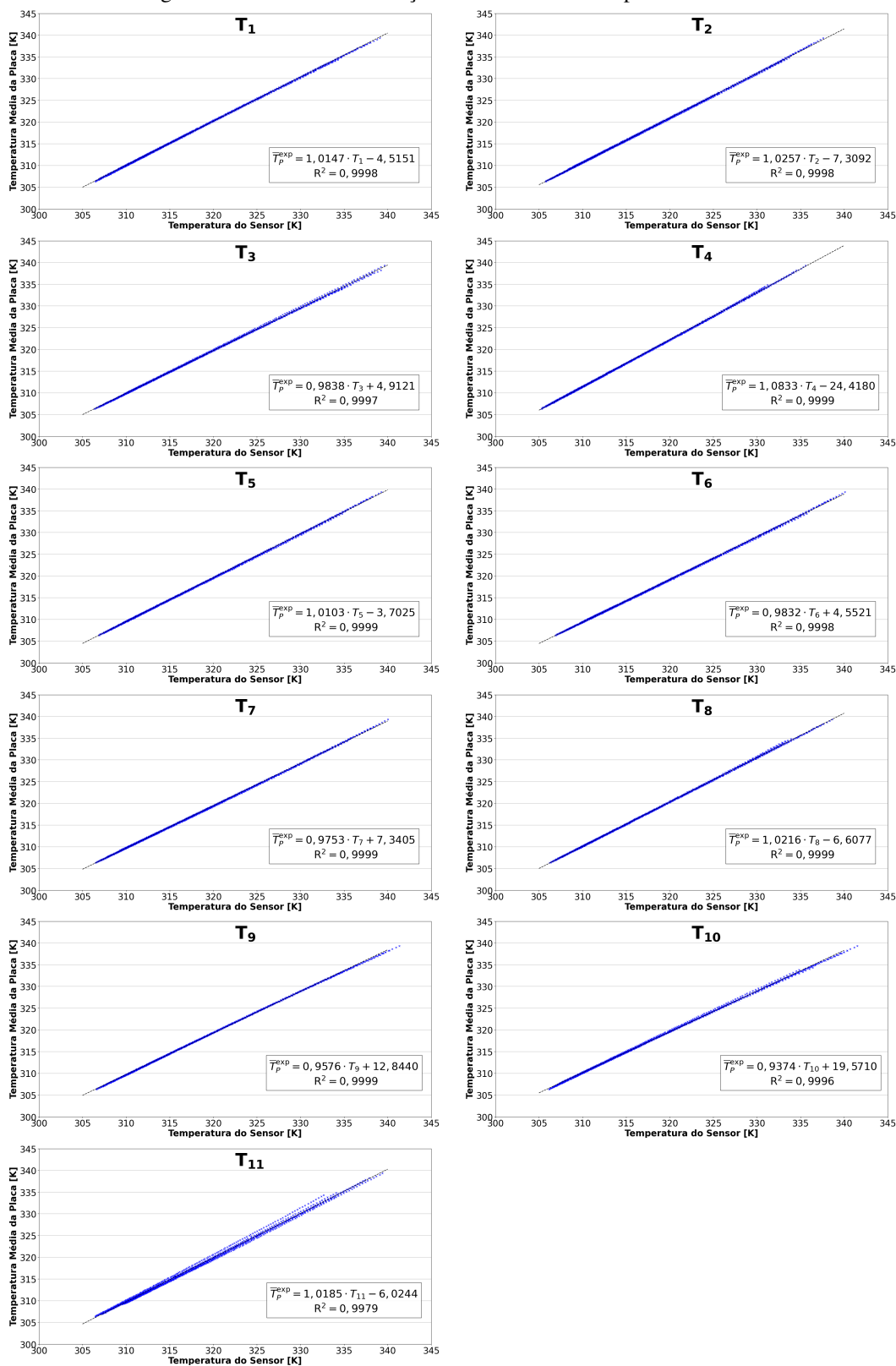
YAO, L. S. Natural convection along a vertical complex wavy surface. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 49, n. 1-2, p. 281–286, 2006. Citado na página 32.

ZIKANOV, O. **Essential Computational Fluid Dynamics**. 1. ed. EUA: John Wiley & Sons, 2010. E-book. Citado na página 56.

APÊNDICES

APÊNDICE A – CURVAS DE CALIBRAÇÃO DOS SENSORES DE TEMPERATURA

Figura 67 – Curvas de calibração dos sensores de temperatura 1 a 11.

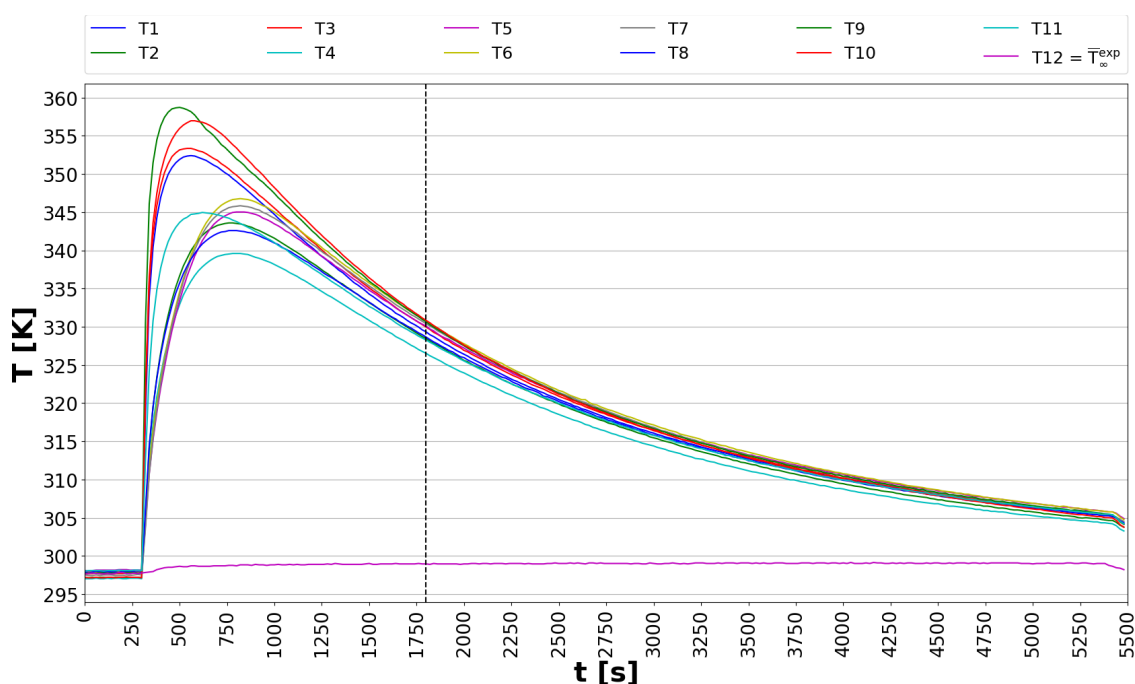


Fonte: Próprio Autor.

APÊNDICE B – EXEMPLO DE APLICAÇÃO DO PROCEDIMENTO DE CÁLCULO E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Para exemplificar a aplicação do procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais desenvolvido, têm-se os resultados do 1º ensaio da geometria de placa com ondulações quadradas. A análise tem início com a plotagem das curvas transientes de temperaturas para os 12 sensores acondicionados ao aparato experimental, conforme Figura 68.

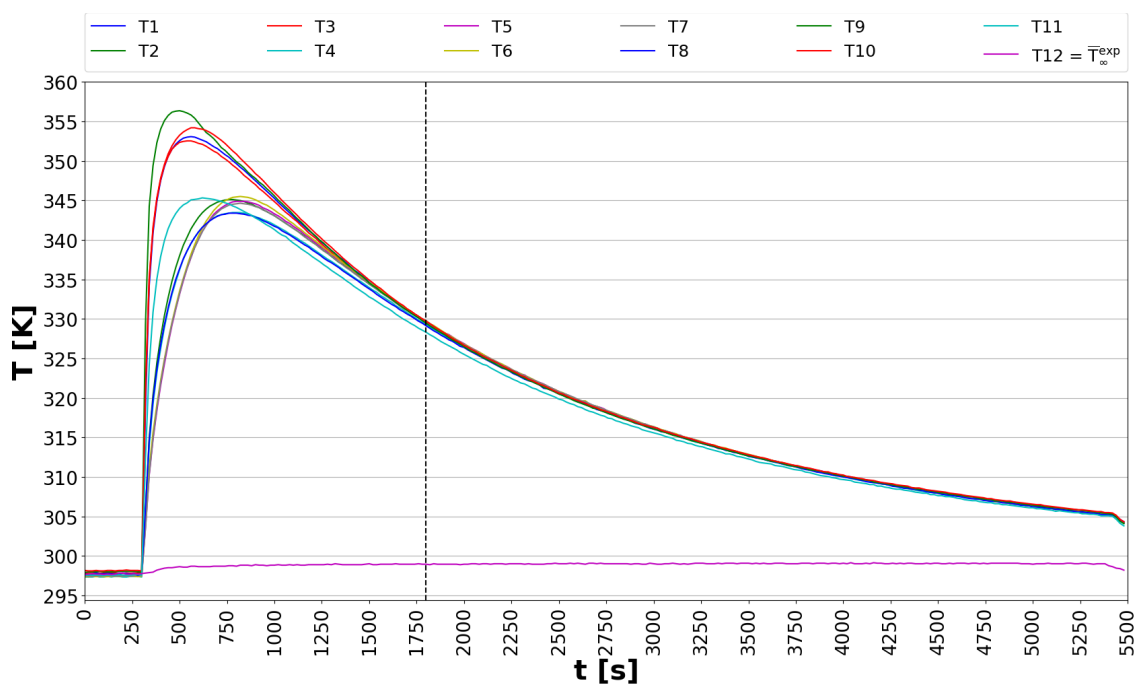
Figura 68 – Curvas transientes de temperaturas dos sensores 1 a 12, antes da calibração.



Fonte: Próprio Autor.

A análise da Figura 68 mostra que, após o contato da superfície inferior da placa aquecida com os sensores 1 a 11, existe um tempo de espera de aproximadamente 1800 s para a uniformização superficial das leituras de temperaturas. No entanto, mesmo após o período de estabilização e uniformização das leituras de temperaturas, ainda é observável a existência de discrepâncias e oscilações nas medições. Dessa forma, tem-se a aplicação das curvas de calibração do Apêndice A para os sensores 1 a 11, com objetivo de reduzir as discrepâncias de leitura e melhorar a uniformização superficial das medições de temperaturas. A Figura 69 mostra as curvas transientes de temperaturas dos sensores do aparato experimental após a etapa de calibração.

Figura 69 – Curvas transientes de temperaturas dos sensores 1 a 12, após calibração.

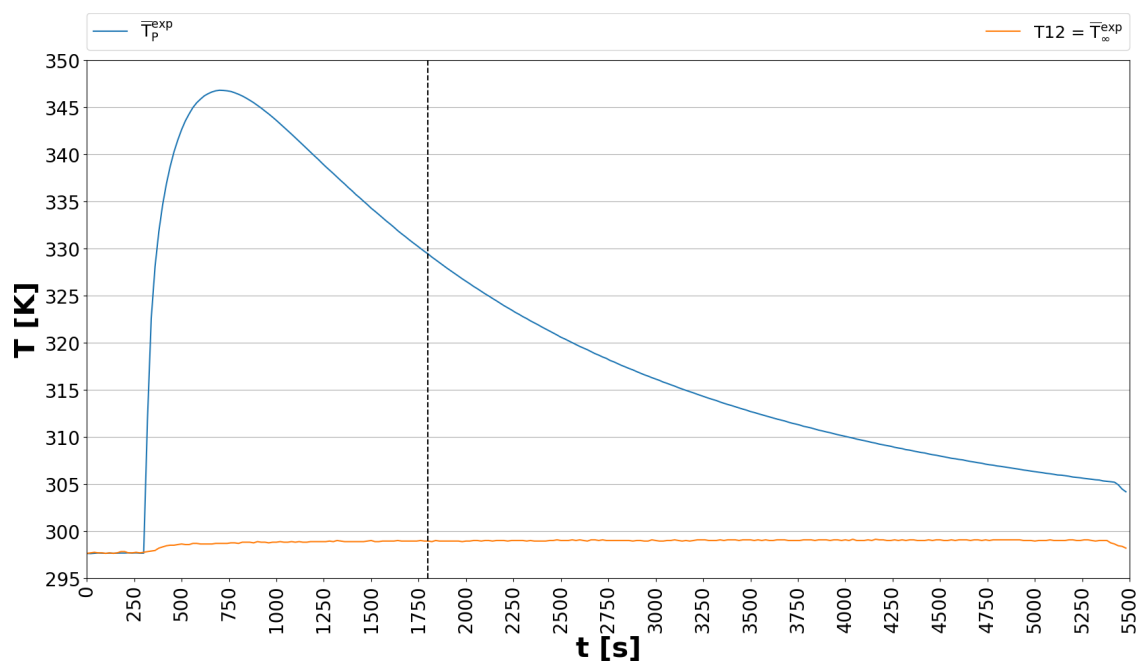


Fonte: Próprio Autor.

Dos resultados da Figura 68 tem-se ilustrado a redução dos desvios e discrepâncias entre as leituras dos sensores 1 a 11, aproximando-se o sistema experimental real da hipótese de distribuição tridimensional uniforme de temperaturas em cada instante de tempo para a aplicação do Método da Capacitância Global, a partir de $t = 1800$ s.

Plotando-se a média das temperaturas medidas pelos sensores 1 a 11 com o tempo, e bem como as medições da temperatura ambiente do sensor 12, tem-se a Figura 70.

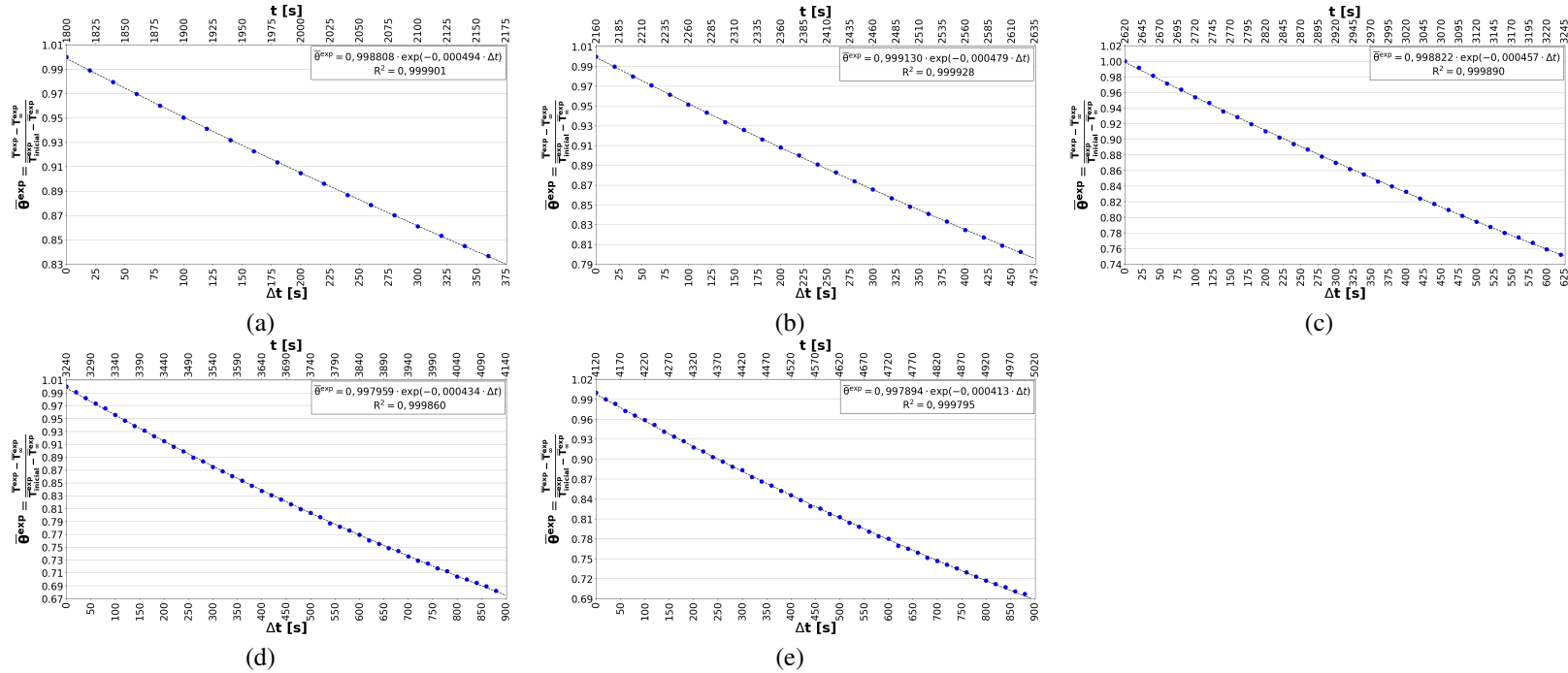
Figura 70 – Curvas transientes de temperaturas da superfície inferior da placa e ambiente, após calibração.



Fonte: Próprio Autor.

Para a aplicação do procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais desenvolvido a partir do Método da Capacitância Global – conforme Equações 80, 81 e 83 – tem-se a subdivisão do ensaio em cinco (05) diferentes intervalos, a partir de $t = 1800$ s e cada um com $\Delta T \cong -5^{\circ}\text{C}$. Em cada diferente intervalo de tempo aplica-se as Equações 75 e 76 e o procedimentos de ajuste exponencial de curvas do Google Sheets, obtendo-se a Figura 71. A Tabela 37 apresenta os resultados parciais tratados e organizados em planilha sequencial de cálculo para os dados experimentais do 1º ensaio da placa com ondulações quadradas; demonstrando o passo-a-passo da rotina de cálculos da metodologia desenvolvida.

Figura 71 – Procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais para os intervalos de tempo de (a) 1800 a 2160 s, (b) 2160 a 2620 s, (c) 2620 a 3240 s, (d) 3240 a 4120 s e (e) 4120 a 5000 s; exemplificado para o 1º ensaio da placa com ondulações quadradas.



Fonte: Próprio Autor.

Tabela 37 – Resultados parciais tratados para aplicação sequencial do procedimento de cálculo e análise de resultados experimentais desenvolvido.

Intervalo [s]	Δt [s]	$C_{t,i}$ [s^{-1}]	$\bar{T}_{inicial,i}$ [K]	$\bar{T}_{final,i}$ [K]	$\bar{h}_{total,i}^{exp}$ [$W/(m^2.K)$]	$Ra_{LP,i}^{exp}$	$\bar{h}_{conv,i}^{exp}$ [$W/(m^2.K)$]	$\bar{h}_{rad,i}^{exp}$ [$W/(m^2.K)$]	$\bar{Nu}_{LP,i}^{exp}$	$Bi_{LP,i}^{exp}$	
1800	2160	360	0,000494	329,4412	324,4703	5,1448	$8,8616 \cdot 10^6$	3,6595	2,4382	21,6734	0,0060
2160	2620	460	0,000479	324,4703	319,4416	4,9919	$7,3233 \cdot 10^6$	3,5425	2,3792	20,9806	0,0058
2620	3240	620	0,000457	319,4416	314,3999	4,7649	$5,7606 \cdot 10^6$	3,3512	2,3206	19,8473	0,0055
3240	4120	880	0,000434	314,3999	309,5311	4,5246	$4,1865 \cdot 10^6$	3,1450	2,2646	18,6263	0,0052
4120	5000	880	0,000413	309,5311	306,3269	4,3049	$2,8961 \cdot 10^6$	2,9527	2,2195	17,4877	0,0050

Fonte: Próprio Autor.

APÊNDICE C – ANÁLISE DE INCERTEZAS

Das referências de Kline e McClintock (1953) e Holman (2011), para uma função linear $F(x_1, x_2, \dots, x_n)$ com n variáveis estatisticamente independentes de desvio-padrão iguais a $\delta_{x_1}^2, \delta_{x_2}^2, \dots, \delta_{x_n}^2$; a propagação de incertezas das variáveis pode ser calculada através da seguinte equação:

$$\delta_F^2 = \left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 \delta_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_2}\right)^2 \delta_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial F}{\partial x_n}\right)^2 \delta_{x_n}^2 \quad (88)$$

Visto que o $\overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}} = f(C_{t,i}, m_P, c_{Al}, L_P^{\text{exp}}, A, A_P, k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}, \epsilon, \sigma, \overline{T}_{\text{inicial},i}, \overline{T}_{\text{final},i}, \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})$, conforme Equação 80, a estimativa da propagação de incertezas no $\overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}$ pode ser calculada através de:

$$\begin{aligned} \delta_{\overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}^2 = & \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial C_{t,i}}\right)^2 \delta_{C_{t,i}}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial m_P}\right)^2 \delta_{m_P}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial c_{Al}}\right)^2 \delta_{c_{Al}}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial L_P^{\text{exp}}}\right)^2 \delta_{L_P^{\text{exp}}}^2 + \\ & \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial A}\right)^2 \delta_A^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial A_P}\right)^2 \delta_{A_P}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}}\right)^2 \delta_{k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \epsilon}\right)^2 \delta_{\epsilon}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \sigma}\right)^2 \delta_{\sigma}^2 + \\ & \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \overline{T}_{\text{inicial},i}}\right)^2 \delta_{\overline{T}_{\text{inicial},i}}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \overline{T}_{\text{final},i}}\right)^2 \delta_{\overline{T}_{\text{final},i}}^2 + \left(\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}\right)^2 \delta_{\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}^2 \quad (89) \end{aligned}$$

Os termos individuais das derivadas parciais de $\overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}$ encontram-se descritos a seguir:

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial C_{t,i}} = \frac{m_P \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}} \quad (90)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial m_P} = \frac{C_{t,i} \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}} \quad (91)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial c_{Al}} = \frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}} \quad (92)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial L_P^{\text{exp}}} = & \frac{1}{A \cdot k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}} [C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al} \\ & - \epsilon \cdot \sigma \cdot A_P \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right)] \quad (93) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial A} = & \frac{1}{A^2 \cdot k_{t\text{Fluido}}^{\text{exp}}} [-C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}} \\ & + A_P \cdot L_P^{\text{exp}} \cdot \epsilon \cdot \sigma \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right)] \quad (94) \end{aligned}$$

$$\delta_A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial L_P^{\text{exp}}} \cdot \delta_{L_P^{\text{exp}}}\right)^2} = 2 \cdot L_P^{\text{exp}} \cdot \delta_{L_P^{\text{exp}}} \quad (95)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial A_P} = -\frac{L_P^{\text{exp}} \cdot \epsilon \cdot \sigma}{A \cdot k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right) \quad (96)$$

$$\delta_{A_P} = \sqrt{\left(\frac{\partial A_P}{\partial L_P^{\text{exp}}} \cdot \delta_{L_P^{\text{exp}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_P}{\partial W} \cdot \delta_{L_P^{\text{exp}}}\right)^2} = \sqrt{2} \cdot L_P^{\text{exp}} \cdot \delta_{L_P^{\text{exp}}} \quad (97)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} = \frac{L_P^{\text{exp}}}{A \cdot (k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}})^2} [-C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al} + A_P \cdot \epsilon \cdot \sigma \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right)] \quad (98)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \epsilon} = -\left(\frac{A_P}{A}\right) \frac{\sigma \cdot L_P^{\text{exp}}}{k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right) \quad (99)$$

$$\delta_\epsilon = \frac{\epsilon_{\text{max}} - \epsilon_{\text{min}}}{2} \quad (100)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \sigma} = -\left(\frac{A_P}{A}\right) \frac{\epsilon \cdot L_P^{\text{exp}}}{k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right) + \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \right) \cdot \left(\left(\frac{\overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}}{2} \right)^2 + (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \right) \quad (101)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \overline{T}_{\text{inicial},i}} = \frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \overline{T}_{\text{final},i}} = -\left(\frac{A_P}{A}\right) \frac{\epsilon \cdot \sigma \cdot L_P^{\text{exp}}}{8 \cdot k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} [3 \cdot \overline{T}_{\text{inicial},i}^2 + 6 \cdot \overline{T}_{\text{final},i} \cdot \overline{T}_{\text{inicial},i} + 4 \cdot \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \cdot \overline{T}_{\text{inicial},i} + 3 \cdot \overline{T}_{\text{final},i}^2 + 4 \cdot \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \cdot \overline{T}_{\text{final},i} + 4 \cdot (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2] \quad (102)$$

$$\frac{\partial \overline{Nu}_{L_P,i}^{\text{exp}}}{\partial \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}} = -\left(\frac{A_P}{A}\right) \frac{\epsilon \cdot \sigma \cdot L_P^{\text{exp}}}{4 \cdot k_{t_{\text{Fluido}}}^{\text{exp}}} [\overline{T}_{\text{inicial},i}^2 + 2 \cdot \overline{T}_{\text{final},i} \cdot \overline{T}_{\text{inicial},i} + 4 \cdot \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \cdot \overline{T}_{\text{inicial},i} + \overline{T}_{\text{final},i}^2 + 4 \cdot \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} \cdot \overline{T}_{\text{final},i} + 12 \cdot (\overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2] \quad (103)$$

Das Equações 81 e 82, tem-se que o $Ra_{L_P,i}^{\text{exp}} = f(\mathbf{g}, L_P^{\text{exp}}, Pr^{\text{exp}}, \nu^{\text{exp}}, \overline{T}_{\text{inicial},i}, \overline{T}_{\text{final},i}, \overline{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})$. Dessa forma, da Equação 88, a propagação de incertezas no $Ra_{L_P,i}^{\text{exp}}$ pode ser calculada através da seguinte equação:

$$\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}^2 = \left(\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \mathbf{g}} \right)^2 \delta_{\mathbf{g}}^2 + \left(\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial L_P^{\text{exp}}} \right)^2 \delta_{L_P^{\text{exp}}}^2 + \left(\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial Pr^{\text{exp}}} \right)^2 \delta_{Pr^{\text{exp}}}^2 + \left(\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \nu^{\text{exp}}} \right)^2 \delta_{\nu^{\text{exp}}}^2 + \left(\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \bar{T}_{\text{inicial},i}} \right)^2 \delta_{\bar{T}_{\text{inicial},i}}^2 + \left(\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \bar{T}_{\text{final},i}} \right)^2 \delta_{\bar{T}_{\text{final},i}}^2 + \left(\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}} \right)^2 \delta_{\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}^2 \quad (104)$$

Os termos individuais das derivadas parciais de $Ra_{LP,i}^{\text{exp}}$ encontram-se descritos nas equações a seguir:

$$\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \mathbf{g}} = \frac{2 \cdot (L_P^{\text{exp}})^3 \cdot Pr^{\text{exp}} \cdot (\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} - 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})}{(\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} + 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}) \cdot (\nu^{\text{exp}})^2} \quad (105)$$

$$\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial L_P^{\text{exp}}} = \frac{6 \cdot |\mathbf{g}| \cdot (L_P^{\text{exp}})^2 \cdot Pr^{\text{exp}} \cdot (\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} - 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})}{(\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} + 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}) \cdot (\nu^{\text{exp}})^2} \quad (106)$$

$$\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial Pr^{\text{exp}}} = \frac{2 \cdot |\mathbf{g}| \cdot (L_P^{\text{exp}})^3 \cdot (\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} - 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})}{(\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} + 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}) \cdot (\nu^{\text{exp}})^2} \quad (107)$$

$$\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial (\nu^{\text{exp}})} = - \frac{4 \cdot |\mathbf{g}| \cdot (L_P^{\text{exp}})^3 \cdot Pr^{\text{exp}} \cdot (\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} - 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})}{(\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} + 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}) \cdot (\nu^{\text{exp}})^3} \quad (108)$$

$$\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \bar{T}_{\text{inicial},i}} = \frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \bar{T}_{\text{final},i}} = \frac{8 \cdot |\mathbf{g}| \cdot (L_P^{\text{exp}})^3 \cdot Pr^{\text{exp}} \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}}{(\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} + 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \cdot (\nu^{\text{exp}})^2} \quad (109)$$

$$\frac{\partial Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}}} = - \frac{8 \cdot |\mathbf{g}| \cdot (L_P^{\text{exp}})^3 \cdot Pr^{\text{exp}} \cdot (\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i})}{(\bar{T}_{\text{inicial},i} + \bar{T}_{\text{final},i} + 2 \cdot \bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}})^2 \cdot (\nu^{\text{exp}})^2} \quad (110)$$

Por fim, da Equação 83, tem-se que $Bi_{LP,i}^{\text{exp}} = f(C_{t,i}, m_P, c_{Al}, L_P^{\text{exp}}, A, k_{tAl})$. Dessa forma, da Equação 88, tem-se a estimativa da propagação de incertezas no $Bi_{LP,i}^{\text{exp}}$ calculada através da seguinte equação:

$$\delta_{Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}^2 = \left(\frac{\partial Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial C_{t,i}} \right)^2 \delta_{C_{t,i}}^2 + \left(\frac{\partial Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial m_P} \right)^2 \delta_{m_P}^2 + \left(\frac{\partial Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial c_{Al}} \right)^2 \delta_{c_{Al}}^2 + \left(\frac{\partial Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial L_P^{\text{exp}}} \right)^2 \delta_{L_P^{\text{exp}}}^2 + \left(\frac{\partial Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial A} \right)^2 \delta_A^2 + \left(\frac{\partial Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial k_{tAl}} \right)^2 \delta_{k_{tAl}}^2 \quad (111)$$

Os termos individuais das derivadas parciais de $Bi_{LP,i}^{\text{exp}}$ encontram-se apresentados a seguir:

$$\frac{\partial Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial C_{t,i}} = \frac{m_P \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{tAl}} \quad (112)$$

$$\frac{\partial B_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial m_P} = \frac{C_{t,i} \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t_{Al}}} \quad (113)$$

$$\frac{\partial B_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial c_{Al}} = \frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t_{Al}}} \quad (114)$$

$$\frac{\partial B_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial L_P^{\text{exp}}} = \frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al}}{A \cdot k_{t_{Al}}} \quad (115)$$

$$\frac{\partial B_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial A} = -\frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A^2 \cdot k_{t_{Al}}} \quad (116)$$

$$\frac{\partial B_{LP,i}^{\text{exp}}}{\partial k_{t_{Al}}} = -\frac{C_{t,i} \cdot m_P \cdot c_{Al} \cdot L_P^{\text{exp}}}{A \cdot k_{t_{Al}}^2} \quad (117)$$

APÊNDICE D – RESULTADOS EXPERIMENTAIS ISOLADOS

Tabela 38 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa plana.

	$t_{\text{inicial}} [\text{s}]$	$t_{\text{final}} [\text{s}]$	$\bar{T}_{\text{inicial},i} [\text{K}]$	$\bar{T}_{\text{final},i} [\text{K}]$	$\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} [\text{K}]$	$Ra_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$\bar{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{\bar{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$Bi_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}$
Ensaio 1	2000	2400	327,6003	322,6527	300,5057	$7,879 \cdot 10^6$	$1,988 \cdot 10^5$	28,1245	2,0682	0,008310	$2,515 \cdot 10^{-5}$
	2400	2920	322,6527	317,6917	300,4867	$6,350 \cdot 10^6$	$1,998 \cdot 10^5$	27,1594	2,0175	0,008054	$2,251 \cdot 10^{-5}$
	2920	3640	317,6917	312,7815	300,4454	$4,810 \cdot 10^6$	$2,008 \cdot 10^5$	25,5902	1,9689	0,007680	$2,299 \cdot 10^{-5}$
	3640	4800	312,7815	307,8263	300,3597	$3,260 \cdot 10^6$	$2,019 \cdot 10^5$	23,5116	1,9201	0,007209	$2,105 \cdot 10^{-5}$
	4800	5140	307,8263	306,8416	300,3167	$2,312 \cdot 10^6$	$2,026 \cdot 10^5$	22,7509	1,9326	0,007021	$8,003 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 2	2000	2340	331,0581	326,2047	300,4267	$8,894 \cdot 10^6$	$1,963 \cdot 10^5$	28,2009	2,0978	0,008385	$2,238 \cdot 10^{-5}$
	2340	2780	326,2047	321,2001	300,4026	$7,406 \cdot 10^6$	$1,973 \cdot 10^5$	27,2239	2,0482	0,008125	$2,440 \cdot 10^{-5}$
	2780	3360	321,2001	316,1795	300,3777	$5,868 \cdot 10^6$	$1,983 \cdot 10^5$	25,9646	1,9977	0,007810	$2,292 \cdot 10^{-5}$
	3360	4420	316,1795	311,1281	300,3561	$4,296 \cdot 10^6$	$1,993 \cdot 10^5$	24,2195	1,9479	0,007401	$2,088 \cdot 10^{-5}$
	4220	5500	311,1281	306,6443	300,3200	$2,789 \cdot 10^6$	$2,004 \cdot 10^5$	21,9556	1,9023	0,006895	$2,146 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 3	2000	2400	328,3830	323,3488	300,6038	$8,061 \cdot 10^6$	$1,983 \cdot 10^5$	27,7063	2,0751	0,008242	$2,259 \cdot 10^{-5}$
	2400	2900	323,3488	318,4894	300,5635	$6,548 \cdot 10^6$	$1,993 \cdot 10^5$	26,5058	2,0257	0,007939	$2,466 \cdot 10^{-5}$
	2900	3620	318,4894	313,4537	300,5484	$5,001 \cdot 10^6$	$2,003 \cdot 10^5$	24,9226	1,9757	0,007563	$2,093 \cdot 10^{-5}$
	3620	4740	313,4537	308,4937	300,4949	$3,426 \cdot 10^6$	$2,014 \cdot 10^5$	22,8010	1,9267	0,007082	$1,964 \cdot 10^{-5}$
	4740	5500	308,4937	306,3583	300,4400	$2,298 \cdot 10^6$	$2,022 \cdot 10^5$	21,2265	1,8939	0,006728	$2,386 \cdot 10^{-5}$

Fonte: Próprio Autor.

Tabela 39 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa com ondulações quadradas.

	$t_{\text{inicial}} [\text{s}]$	$t_{\text{final}} [\text{s}]$	$\bar{T}_{\text{inicial},i} [\text{K}]$	$\bar{T}_{\text{final},i} [\text{K}]$	$\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} [\text{K}]$	$Ra_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$\bar{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{\bar{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$Bi_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}$
Ensaio 1	1800	2160	329,4412	324,4703	298,9726	$8,862 \cdot 10^6$	$1,972 \cdot 10^5$	21,6734	1,2593	0,005962	$1,529 \cdot 10^{-5}$
	2160	2620	324,4703	319,4416	299,0138	$7,323 \cdot 10^6$	$1,981 \cdot 10^5$	20,9806	1,2287	0,005785	$1,439 \cdot 10^{-5}$
	2620	3240	319,4416	314,3999	299,0203	$5,761 \cdot 10^6$	$1,991 \cdot 10^5$	19,8473	1,1985	0,005522	$1,419 \cdot 10^{-5}$
	3240	4120	314,3999	309,5311	299,0602	$4,186 \cdot 10^6$	$2,001 \cdot 10^5$	18,6263	1,1694	0,005243	$1,304 \cdot 10^{-5}$
	4120	5000	309,5311	306,3269	299,0604	$2,896 \cdot 10^6$	$2,010 \cdot 10^5$	17,4877	1,1464	0,004989	$1,385 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 2	1800	2160	329,9385	325,0029	299,4758	$8,798 \cdot 10^6$	$1,957 \cdot 10^5$	21,4890	1,2633	0,005940	$1,299 \cdot 10^{-5}$
	2160	2620	325,0029	319,9835	299,4975	$7,284 \cdot 10^6$	$1,966 \cdot 10^5$	20,6996	1,2327	0,005744	$1,239 \cdot 10^{-5}$
	2620	3240	319,9835	314,9443	299,5131	$5,733 \cdot 10^6$	$1,976 \cdot 10^5$	19,6431	1,2032	0,005495	$1,419 \cdot 10^{-5}$
	3240	4140	314,9443	309,9918	299,5143	$4,170 \cdot 10^6$	$1,986 \cdot 10^5$	18,3594	1,1735	0,005204	$1,302 \cdot 10^{-5}$
	4140	5000	309,9918	306,8903	299,5257	$2,889 \cdot 10^6$	$1,995 \cdot 10^5$	17,1738	1,1506	0,004939	$1,386 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 3	1820	2220	328,9776	323,9752	300,8514	$7,995 \cdot 10^6$	$1,940 \cdot 10^5$	21,2754	1,2631	0,005907	$1,362 \cdot 10^{-5}$
	2220	2740	323,9752	318,9696	300,8319	$6,492 \cdot 10^6$	$1,949 \cdot 10^5$	20,2487	1,2329	0,005664	$1,520 \cdot 10^{-5}$
	2740	3460	318,9696	313,9191	300,7719	$4,970 \cdot 10^6$	$1,960 \cdot 10^5$	19,1898	1,2024	0,005414	$1,476 \cdot 10^{-5}$
	3460	5000	313,9191	307,6435	300,6954	$3,228 \cdot 10^6$	$1,971 \cdot 10^5$	17,3752	1,1681	0,005012	$1,251 \cdot 10^{-5}$

Fonte: Próprio Autor.

Tabela 40 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa com ondulações trapezoidais.

	$t_{\text{inicial}} [s]$	$t_{\text{final}} [s]$	$\bar{T}_{\text{inicial},i} [K]$	$\bar{T}_{\text{final},i} [K]$	$\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} [K]$	$Ra_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{\overline{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$Bi_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}$
Ensaio 1	1820	2180	333,0853	328,1977	299,9726	$9,402 \cdot 10^6$	$1,912 \cdot 10^5$	24,3362	1,4147	0,006735	$1,523 \cdot 10^{-5}$
	2180	2640	328,1977	323,1083	299,9800	$7,933 \cdot 10^6$	$1,921 \cdot 10^5$	23,7041	1,3804	0,006564	$1,444 \cdot 10^{-5}$
	2640	3220	323,1083	318,1430	299,9907	$6,428 \cdot 10^6$	$1,931 \cdot 10^5$	22,7576	1,3464	0,006331	$1,294 \cdot 10^{-5}$
	3220	4040	318,1430	313,1177	299,9686	$4,918 \cdot 10^6$	$1,941 \cdot 10^5$	21,1920	1,3135	0,005978	$1,315 \cdot 10^{-5}$
	4040	5000	313,1177	309,1407	299,9392	$3,540 \cdot 10^6$	$1,950 \cdot 10^5$	19,7746	1,2842	0,005659	$1,242 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 2	1820	2200	332,6671	327,7114	300,3050	$9,156 \cdot 10^6$	$1,910 \cdot 10^5$	23,8689	1,4132	0,006643	$1,427 \cdot 10^{-5}$
	2200	2660	327,7114	322,7864	300,3392	$7,692 \cdot 10^6$	$1,919 \cdot 10^5$	23,4482	1,3795	0,006514	$1,385 \cdot 10^{-5}$
	2660	3280	322,7864	317,7423	300,3509	$6,198 \cdot 10^6$	$1,928 \cdot 10^5$	22,3556	1,3461	0,006253	$1,312 \cdot 10^{-5}$
	3280	4140	317,7423	312,7482	300,3361	$4,679 \cdot 10^6$	$1,938 \cdot 10^5$	21,0851	1,3130	0,005957	$1,298 \cdot 10^{-5}$
	4140	5000	312,7482	309,3330	300,3191	$3,388 \cdot 10^6$	$1,947 \cdot 10^5$	19,6746	1,2867	0,005642	$1,578 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 3	1800	2160	334,4237	329,4194	300,6500	$9,472 \cdot 10^6$	$1,889 \cdot 10^5$	24,2753	1,4246	0,006752	$1,394 \cdot 10^{-5}$
	2160	2600	329,4194	324,4009	300,6578	$8,015 \cdot 10^6$	$1,899 \cdot 10^5$	23,6997	1,3906	0,006591	$1,547 \cdot 10^{-5}$
	2600	3160	324,4009	319,4460	300,6417	$6,550 \cdot 10^6$	$1,908 \cdot 10^5$	22,7060	1,3565	0,006348	$1,375 \cdot 10^{-5}$
	3160	3920	319,4460	314,4892	300,6285	$5,069 \cdot 10^6$	$1,918 \cdot 10^5$	21,6379	1,3239	0,006092	$1,433 \cdot 10^{-5}$
	3920	5000	314,4892	309,8252	300,5887	$3,617 \cdot 10^6$	$1,927 \cdot 10^5$	20,0549	1,2926	0,005737	$1,421 \cdot 10^{-5}$

Fonte: Próprio Autor.

Tabela 41 – Resultados experimentais dos diferentes ensaios realizados para a geometria de placa com ondulações triangulares.

	$t_{\text{inicial}} [s]$	$t_{\text{final}} [s]$	$\bar{T}_{\text{inicial},i} [K]$	$\bar{T}_{\text{final},i} [K]$	$\bar{T}_{\infty,i}^{\text{exp}} [K]$	$Ra_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Ra_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$\bar{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{\bar{Nu}_{LP,i}^{\text{exp}}}$	$Bi_{LP,i}^{\text{exp}}$	$\delta_{Bi_{LP,i}^{\text{exp}}}$
Ensaio 1	2000	2460	331,3570	326,4177	300,4800	$8,865 \cdot 10^6$	$1,943 \cdot 10^5$	22,9991	1,5270	0,006603	$1,361 \cdot 10^{-5}$
	2460	3020	326,4177	321,5458	300,4869	$7,389 \cdot 10^6$	$1,953 \cdot 10^5$	22,5682	1,4910	0,006469	$1,455 \cdot 10^{-5}$
	3020	3760	321,5458	316,6110	300,4982	$5,890 \cdot 10^6$	$1,962 \cdot 10^5$	21,6088	1,4552	0,006232	$1,293 \cdot 10^{-5}$
	3760	4880	316,6110	311,5293	300,4696	$4,347 \cdot 10^6$	$1,972 \cdot 10^5$	20,0612	1,4192	0,005880	$1,175 \cdot 10^{-5}$
	4880	5500	311,5293	309,5192	300,4403	$3,242 \cdot 10^6$	$1,980 \cdot 10^5$	18,4975	1,4051	0,005539	$3,606 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 2	2000	2480	330,8514	325,8761	300,7788	$8,601 \cdot 10^6$	$1,941 \cdot 10^5$	22,7746	1,5245	0,006558	$1,240 \cdot 10^{-5}$
	2480	3080	325,8761	320,9060	300,7797	$7,107 \cdot 10^6$	$1,950 \cdot 10^5$	22,0310	1,4879	0,006362	$1,299 \cdot 10^{-5}$
	3080	3860	320,9060	316,0580	300,7448	$5,619 \cdot 10^6$	$1,960 \cdot 10^5$	20,9799	1,4520	0,006106	$1,214 \cdot 10^{-5}$
	3860	5020	316,0580	311,1105	300,6978	$4,115 \cdot 10^6$	$1,970 \cdot 10^5$	19,6701	1,4170	0,005801	$1,207 \cdot 10^{-5}$
	5020	5400	311,1105	309,9005	300,6710	$3,157 \cdot 10^6$	$1,977 \cdot 10^5$	18,8249	1,4019	0,005606	$2,896 \cdot 10^{-5}$
Ensaio 3	2000	2460	331,4898	326,6374	300,9000	$8,735 \cdot 10^6$	$1,931 \cdot 10^5$	22,6158	1,5297	0,006539	$1,496 \cdot 10^{-5}$
	2460	3040	326,6374	321,6727	300,8960	$7,271 \cdot 10^6$	$1,940 \cdot 10^5$	22,1260	1,4928	0,006393	$1,245 \cdot 10^{-5}$
	3040	3800	321,6727	316,7621	300,8815	$5,777 \cdot 10^6$	$1,950 \cdot 10^5$	21,1263	1,4572	0,006147	$1,370 \cdot 10^{-5}$
	3800	4660	316,7621	312,7681	300,8570	$4,414 \cdot 10^6$	$1,959 \cdot 10^5$	19,7590	1,4255	0,005835	$1,388 \cdot 10^{-5}$
	4660	5340	312,7681	310,3828	300,8040	$3,437 \cdot 10^6$	$1,966 \cdot 10^5$	18,7982	1,4036	0,005616	$1,643 \cdot 10^{-5}$

Fonte: Próprio Autor.

APÊNDICE E – ARTIGOS PUBLICADOS

Figura 72 – Editorial da Revista Engenharia Térmica (*Thermal Engineering*), edição publicada em Setembro de 2021.

EDITORIAL

O editorial de *Thermal Engineering* deste número continua a discussão sobre as necessidades de pesquisa científica em áreas vitais em que a engenharia térmica tem participação destacada. O objetivo principal é o de motivar os leitores, dentro de suas especialidades, a identificar possíveis assuntos para sua pesquisa futura.

A Convecção Natural está presente nas mais diversas aplicações de Engenharia Térmica, como no controle e redução de temperaturas em sistemas eletroeletrônicos, na redução da eficiência térmica de resfriamento em processos de usinagem pelo efeito Leidenfrost e até mesmo em sistemas biológicos. Com a crescente evolução tecnológica e o desenvolvimento da automação industrial, microeletrônica, computação quântica, processamento de sinais, telefonia móvel, etc., cada vez mais os sistemas de transmissão operam com menor espaçamento e maior taxa de integração entre componentes, com maior densidade de potência e geração de calor. Em consequência disso, existe uma demanda crescente por sistemas de resfriamento com maior segurança, confiabilidade e eficiência. Assim sendo, os sistemas de resfriamento por convecção natural mostram-se como alternativas viáveis devido às suas características de: (A) proteção e segurança do sistema de transmissão, principalmente em casos de falhas mecânicas e/ou elétricas do sistema de resfriamento forçado; (B) alta confiabilidade e segurança de operação; (C) baixos custos de manutenção e (D) ausência de ruídos. Porém, devido a sua baixa eficiência térmica, tais sistemas de resfriamento ainda estão limitados a aplicações com baixa densidade de potência e/ou combinados com sistemas de resfriamento por convecção forçada. Nesse sentido, a área de convecção natural está cada vez mais sendo pesquisada para criar e viabilizar sistemas de transmissão de alta densidade de potência ainda menores e mais robustos, com maior viabilidade econômica (menores custos de aquisição, fabricação e manutenção) e exclusivamente refrigerados (ou utilização mínima de componentes de refrigeração forçada) por convecção natural; tudo sem reduzir a eficiência ou confiabilidade desses sistemas. Uma das principais tecnologias de otimização térmica de sistemas de resfriamento pesquisadas é a inclusão de modificações geométricas superficiais, através de aletas ou corrugações superficiais. A utilização de superfícies corrugadas vem ganhando cada vez mais espaço na comunidade acadêmica e indústria, destacando-se por: (A) aumentar a área de exposição à superfície aquecida e transferência de energia ao fluido circulante; (B) induzir alterações no escoamento nas proximidades da superfície aquecida, como a formação de vórtices, recirculações e zonas de rarefação e estagnação; e (C) antecipar e facilitar o processo de transição do escoamento ao regime turbulento. O estudo da convecção natural – em suas mais diversas aplicações e áreas de investigação teórica, aplicada e experimental – tem sido amplamente explorado pela *Thermal Engineering*, despertando cada vez mais o interesse da comunidade acadêmica e motivando novas pesquisas nessa área.

A missão de *Thermal Engineering* é a de documentar o progresso científico em áreas relacionadas à engenharia térmica (e.g., energia, petróleo, combustíveis renováveis). Nós estamos confiantes que continuaremos a receber submissões de artigos que contribuam para o progresso da ciência.

Silvio Aparecido Verdério Júnior
Professor of Mechanical Engineering

EDITORIAL

The editorial of *Thermal Engineering* of this issue continues the discussion on scientific research needs in vital areas in which thermal engineering has important participation. The main goal is to motivate the readers, within their specialties, to identify possible subjects for their future research.

Natural Convection is present in the most diverse applications of Thermal Engineering, such as controlling and reducing temperatures in electronic systems, reducing the thermal efficiency of cooling in machining processes by the Leidenfrost effect and even in biological systems. With the increasing technological evolution and the development of industrial automation, microelectronics, quantum computing, signal processing, mobile telephony, etc., transmission systems operate increasingly with smaller spacing and higher integration rates between components, with greater power density and heat generation. As a result, there is a growing demand for cooling systems with greater safety, reliability, and efficiency. Therefore, natural convection cooling systems are viable alternatives due to their characteristics of: (A) protection and safety of the transmission system, especially in cases of mechanical and/or electrical failures of the forced cooling system; (B) high reliability and safety of operation; (C) low maintenance costs and (D) no noise. However, due to their low thermal efficiency, such cooling systems are still limited to applications with the low power density and/or combined with forced convection cooling systems. In this sense, the natural convection area is increasingly being researched to create and enable even smaller and more robust high power density transmission systems, with greater economic feasibility (lower costs of acquisition, manufacturing, and maintenance) and exclusively refrigerated (or with minimal use of forced cooling components) by natural convection; all without reducing the efficiency or reliability of these systems. One of the main technologies for thermal optimization of cooling systems researched is the inclusion of geometric surface modifications, through fins (extended surfaces) or corrugated surfaces. The use of corrugated surfaces has been gaining more space in the academic community and industry, standing out for: (A) increasing the area of exposure to the heated surface and the transfer of energy to the circulating fluid; (B) induce changes in the flow in the vicinity of the heated surface, such as the formation of vortices, recirculations, and zones of rarefaction and stagnation; and (C) anticipate and facilitate the flow transition process for the turbulent regime. The study of natural convection – in its most diverse applications and areas of theoretical, applied, and experimental investigation – has been widely explored by *Thermal Engineering*, arousing more and more the academic community's interest and motivating further research in this area.

The mission of *Thermal Engineering* is to document the scientific progress in areas related to thermal engineering (e.g., energy, oil and renewable fuels). We are confident that we will continue to receive articles' submissions that contribute to the progress of science.

Silvio Aparecido Verdério Júnior
Professor of Mechanical Engineering

Fonte: Extraído de Verdério Júnior (2021).

Figura 73 – Artigo publicado na Revista Engenharia Térmica (*Thermal Engineering*), em Setembro de 2021.

Tecnologia/Technology

DIMENSIONLESS PHYSICAL-MATHEMATICAL MODELING OF TURBULENT NATURAL CONVECTION

S. A. Verdério Júnior^a,V. L. Scalon^b,S. R. Oliveira^c,P. C. Mioralli^dand E. Avallone^e,

Instituto Federal de Educação, Ciência e

Tecnologia de São Paulo (IFSP)

Department of Industry

CEP 14804-296, Araraquara, SP, Brazil

^asilvioverderio@ifsp.edu.br

Universidade Estadual Paulista “Júlio de

Mesquita Filho” (UNESP)

Faculdade de Engenharia de Bauru (FEB)

Department of Mechanical Engineering

CEP 17033-360, Bauru, SP, Brazil

^bvicente.scalon@unesp.br^csantiago.oliveira@unesp.br

Instituto Federal de Educação, Ciência e

Tecnologia de São Paulo (IFSP)

Department of Industry

CEP 15808-305, Catanduva, SP, Brazil

^dmioralli@ifsp.edu.br^eelson.avallone@ifsp.edu.br

Received: Aug 21, 2021

Revised: Sept 13, 2021

Accepted: Sept 27, 2021

ABSTRACT

Natural convection heat transfer is present in the most diverse applications of Thermal Engineering, such as in electronic equipment, transmission lines, cooling coils, biological systems, etc. The correct physical-mathematical modeling of this phenomenon is crucial in the applied understanding of its fundamentals and the design of thermal systems and related technologies. Dimensionless analyses can be applied in the study of flows to reduce geometric and experimental dependence and facilitate the modeling process and understanding of the main influence physical parameters; besides being used in creating models and prototypes. This work presents a methodology for dimensionless physical-mathematical modeling of natural convection turbulent flows over isothermal plates, located in an “infinite” open environment. A consolidated dimensionless physical-mathematical model was defined for the studied problem situation. The physical influence of the dimensionless numbers of Grashof, Prandtl, and Turbulent Prandtl was demonstrated. The use of the Theory of Dimensional Analysis and Similarity and its application as a tool and numerical device in the process of building and simplifying CFD simulations were discussed.

Keywords: nondimensionalization, natural convection, physical-mathematical modeling, turbulence modeling

NOMENCLATURE

$CD_{\kappa\omega}$	$\kappa - \omega$ SST parameter	\tilde{p}	modified relative turbulent transport pressure in the model RANS, Pa
\hat{C}_p	heat capacity at constant pressure, J/(kg.K)	P_{atm}	atmospheric pressure, Pa
$C_{\varepsilon 1}$	empirical constant of $\kappa - \varepsilon$ model	Pr	Prandtl number
$C_{\varepsilon 2}$	empirical constant of $\kappa - \varepsilon$ model	Pr_t	turbulent Prandtl number
C_{μ}	empirical constant of $\kappa - \varepsilon$ model	\mathbb{P}	dimensionless modified relative turbulent transport pressure in the model RANS
E	dimensionless dissipation rate of turbulent kinetic energy	T	temperature, K
F_1	first blending function of $\kappa - \omega$ SST model	T_{REF}	average reference temperature, K
F_2	second blending function of $\kappa - \omega$ SST model	\bar{T}	average component of temperature in the RANS model, K
g	gravity acceleration, m/s ²	T_p	plate temperature, K
Gr	Grashof number	T_{∞}	free-stream temperature, K
k_t	thermal conductivity, W/(m.K)	\bar{u}_i, \bar{u}_j	indicial velocity average components in the RANS model, m/s
\mathbb{K}	dimensionless turbulent kinetic energy	\bar{v}_i, \bar{v}_j	Dimensionless indicial velocity average components in the RANS model
L_p	plate longitudinal length, m	\mathbb{W}	dimensionless specific dissipation rate of turbulent kinetic energy
\bar{p}	mean relative pressure in the RANS model, Pa		

Figura 74 – Artigo publicado no *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, em 23 de Junho de 2021.

The current issue and full text archive of this journal is available on Emerald Insight at:
<https://www.emerald.com/insight/0961-5539.htm>

Physical–numerical parameters in turbulent simulations of natural convection on three-dimensional square plates

Parameters in turbulent simulations

761

Silvio Aparecido Verdério Júnior

Department of Industry, IFSP, Araraquara, Brazil, and

Vicente Luiz Scalon, Santiago del Rio Oliveira and Mario Cesar Ito

Department of Mechanical Engineering, FEB-UNESP, Bauru, Brazil

Received 19 February 2021
 Revised 2 April 2021
 Accepted 5 April 2021

Abstract

Purpose – This paper aims to study, experimentally validate and select the main physical and numerical parameters of influence in computational numerical simulations to evaluate mean heat flux by natural convection on square flat plates.

Design/methodology/approach – Several numerical models were built to study the influence of physical and numerical parameters about the predictions of the natural convection heat transfer rates on the surface of a flat plate with aspect ratio = 1, in isothermal conditions, turbulent regime and using the free and open-source software OpenFOAM®. The studied parameters were: boundary conditions (using or not using wall functions in properties ε , κ , ν_t and ω), degree of mesh refinement, refinement layers and turbulence models [$\kappa - \varepsilon$ and $\kappa - \omega$ *Shear Stress Transport (SST)*]. From the comparison of the values of the mean Nusselt number, obtained from numerical simulations and literature experimental results, the authors evaluated the precision of the studied parameters, validating and selecting the most appropriate to the analyzed problem situation.

Findings – The validation and agreement of the numerical results could be proven with excellent precision from experimental references of the technical scientific literature. More refined meshes with refinement layers were not suitable for the studies developed. The $\kappa - \varepsilon$ and $\kappa - \omega$ SST turbulence models, in meshes without refinement layers, proved to be equivalent. Whether or not to use wall functions in turbulent boundary conditions proved to be irrelevant as to the accuracy of results for the problem situation studied.

Practical implications – Use of the physical and numerical parameters is studied and validated for various applications in natural convection heat transfer of technology and industry areas.

Social implications – Use of free and open-source software as a research tool in the Computational Fluid Dynamics (CFD) area, especially in conditions without large financial resources or state-of-the-art infrastructure.

Originality/value – To the best of the authors' knowledge, this work is yet not available in existing literature.

Keywords Natural convection, Heat transfer, OpenFOAM®, Numerical validation

Paper type Research paper

Nomenclature

A = surface area, m²;

AR = aspect ratio;



The authors thank the Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo (IFSP), Araraquara campus and the Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” (UNESP), Faculdade de Engenharia (FEB), Bauru campus for providing the workforce and the conditions to produce this research project.

International Journal of Numerical
 Methods for Heat & Fluid Flow
 Vol. 32 No. 2, 2022
 pp. 761-784
 © Emerald Publishing Limited
 0961-5539
 DOI 10.1108/HFF-02-2021-0128

Figura 75 – Artigo publicado no *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, em 16 de Maio de 2022.

The current issue and full text archive of this journal is available on Emerald Insight at:
<https://www.emerald.com/insight/0961-5539.htm>

Physical–numerical parameters in laminar simulations of natural convection on three-dimensional square plates

Parameters in
laminar
simulations

2027

Received 13 July 2021
 Revised 26 July 2021
 5 August 2021
 Accepted 6 August 2021

Silvio Aparecido Verdério Júnior

Department of Industry, IFSP, Araraquara, Brazil, and

Vicente Luiz Scalon and Santiago del Rio Oliveira

Department of Mechanical Engineering, FEB-UNESP, Bauru, Brazil

Abstract

Purpose – The purpose of this study is to analyze the influence of the main physical–numerical parameters in the computational evaluation of natural convection heat transfer rates in isothermal flat square plates in the laminar regime. Moreover by experimentally validate the results of the numerical models and define the best parameter settings for the problem situation studied.

Design/methodology/approach – The present work is an extension of the study by Verderio Junior *et al.* (2021), differing in the modeling, results analysis and conclusions for the laminar flow regime with $Ra_{dc} = 1 \times 10^5$. The analysis of the influence and precision of the physical–numerical parameters: boundary conditions, degree of mesh refinement, refinement layers and $\kappa - \omega$ SST and $\kappa - \epsilon$ turbulence models, occurred from the results from 48 numerical models, which were simulated using the OpenFOAM® software. Comparing the experimental mean Nusselt number with the numerical values obtained in the simulations and the analysis of the relative errors were used in the evaluation of the advantages, restrictions and selection of the most adequate parameters to the studied problem situation.

Findings – The numerical results of the simulations were validated, with excellent precision, from the experimental reference by Kitamura *et al.* (2015). The application of the $\kappa - \omega$ SST and $\kappa - \epsilon$ turbulence models and the boundary conditions (with and without wall functions) were also physically validated. The use of the $\kappa - \omega$ SST and $\kappa - \epsilon$ turbulence models, in terms of cost-benefit and precision, proved to be inefficient in the problem situation studied. Simulations without turbulence models proved to be the best option for the physical model for the studies developed. The use of refinement layers, especially in applications with wall functions and turbulence models, proved unfeasible.

Practical implications – Use of the physical–numerical parameters studied and validated, and application of the modeling and analysis methodology developed in projects and optimizations of natural convection thermal systems in a laminar flow regime. Just like, reduce costs and the dependence on the construction of experimental apparatus to obtain experimental results and in the numerical-experimental validation process.

Social implications – Exclusive use of free and open-source computational tools as an alternative to feasible research in the computational fluid dynamics area in conditions of budget constraints and lack of higher value-added infrastructure, with applicability in the academic and industrial areas.



To Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo (IFSP), Araraquara campus and the Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” (UNESP), Faculdade de Engenharia (FEB), Bauru campus for providing the workforce and the conditions to produce this research project.

International Journal of Numerical
 Methods for Heat & Fluid Flow
 Vol. 32 No. 6, 2022
 pp. 2027-2046
 © Emerald Publishing Limited
 0961-5539
 DOI 10.1108/HFF-07-2021-0478

Figura 76 – Artigo publicado na Revista Engenharia Térmica (*Thermal Engineering*), em Fevereiro de 2022.

Tecnologia/Technology

EXPERIMENTAL METHODOLOGY FOR THE STUDY OF NATURAL CONVECTION ON FLAT AND CORRUGATED PLATES

S. A. Verdério Júnior^a,V. L. Scalon^b,S. R. Oliveira^c,E. Avallone^d,P. C. Mioralli^e,D. M. Gonçalves^f

Instituto Federal de Educação, Ciência e
Tecnologia de São Paulo (IFSP)
Department of Industry,
CEP 14804-296, Araraquara, SP, Brazil
^asilvioverderio@ifsp.edu.br,
^fdanieldamotta@ifsp.edu.br
CEP 15808-305, Catanduva, SP, Brazil
^delson.avallone@ifsp.edu.br
^emioralli@ifsp.edu.br

Universidade Estadual Paulista “Júlio de
Mesquita Filho” (UNESP)
Faculdade de Engenharia de Bauru (FEB)
Department of Mechanical Engineering
CEP 17033-360, Bauru, SP, Brazil
^bvicente.scalon@unesp.br,
^csantiago.oliveira@unesp.br

Received: Jan 16, 2022

Revised: Jan 20, 2022

Accepted: Jan 25, 2022

ABSTRACT

Natural convection is present in the most different Thermal Engineering systems, such as solar collectors, electric furnaces, electronic equipment cooling, lubrication, thermal comfort projects in buildings, etc. In the last decade, the number of research on natural convection heat transfer has increased considerably, especially in the areas of physical-numerical modeling and validation, experimental construction and efficiency optimization of thermal systems, and related technologies. This work presents an experimental methodology for studying natural convection on flat and corrugated plates. The design and construction stages of the experimental apparatus, data processing and analysis, physical-mathematical modeling and uncertainty analysis were extensively explored. The applications and extensions of the proposed methodology were discussed in the numerical-experimental validation of physical-numerical modeling methodologies, design and optimization of the experimental apparatus and also of measuring instruments and, finally, in sensitivity analysis studies to reduce the propagation of uncertainties. The limitations of the proposed methodology were discussed, pointing out suggestions for future work.

Keywords: experimental methodology; natural convection; physical-mathematical modeling; heat transfer.

NOMENCLATURE

A	surface area, m ²	m _p	plate mass, kg
A _p	projected area of thermal radiation heat exchange, m ²	n	empirical coefficient
Bi	Biot number	N	number of temperature sensors on plate
C _{Al}	aluminum alloy specific heat capacity, J/(kg.K)	N _ū	average Nusselt number
C	empirical constant	Pr	Prandtl number
C _t	empirical coefficient of the exponential interpolation curves	Q _{conv}	convection heat flow, W
g	gravity acceleration, m/s ²	Q _{rad}	thermal radiation heat flow, W
\bar{h}_{conv}	average convective heat transfer coefficient, W/(m ² .K)	Ra	Rayleigh number
\bar{h}_{rad}	average thermal radiation heat transfer coefficient, W/(m ² .K)	t	time, s
\bar{h}_{total}	average total heat transfer coefficient, W/(m ² .K)	t _{eq}	time interval for homogenization of temperatures on the plate, s
k _{tAl}	aluminum alloy thermal conductivity, W/(m. K)	T	temperature, K
k _{tfluid}	air thermal conductivity, W/(m. K)	\bar{T}_f	film temperature, K
L _p	plate longitudinal length, m	T _{nb}	neighborhood temperature, K
		T _p	plate temperature, K
		T _s	surface temperature, K
		T _∞	free-stream temperature, K

Figura 77 – Artigo publicado na Revista Engenharia Térmica (*Thermal Engineering*), em Junho de 2022.

Tecnologia/Technology

NATURAL CONVECTION ON CORRUGATED PLATES: A NUMERICAL CASE STUDY ABOUT MESHES, BOUNDARY CONDITIONS AND PHYSICAL DOMAIN DETERMINATION

S. A. Verdério Júnior^a,V. L. Scalón^b,S. R. Oliveira^c,P. J. Martins Coelho^d,

Instituto Federal de Educação, Ciência e
Tecnologia de São Paulo (IFSP)
Department of Industry
CEP 14804-296, Araraquara, SP, Brazil
^asilvioverderio@ifsp.edu.br

Universidade Estadual Paulista “Júlio de
Mesquita Filho” (UNESP)
Faculdade de Engenharia de Bauru (FEB)
Department of Mechanical Engineering
CEP 17033-360, Bauru, SP, Brazil
^bvicente.scalon@unesp.br
^csantiago.oliveira@unesp.br

Instituto Superior Técnico (IST)
Universidade de Lisboa
Department of Mechanical Engineering
Av. Rovisco Pais 1, 1049-001 Lisboa, Portugal
^dpedro.coelho@tecnico.ulisboa.pt

ABSTRACT

The transfer of heat and mass by natural convection is present in the most diverse physical and chemical phenomena of nature and engineering equipment. In the last decades, the number of research on natural convection has grown dramatically, highlighting studies in physical-mathematical modeling and numerical solutions, experimental analysis and design and optimization techniques for fluid-thermal systems. This case study analyzed the influence of several numerical parameters in physical-mathematical modeling and numerical solution of natural convection heat transfer problems on isothermal plates with square waves in turbulent conditions of high Rayleigh number. The numerical parameters analyzed were the mesh refinement degree, wall boundary conditions (with or without wall functions implemented in the turbulent parameters) and computational physical domain influence. Free and open-source computational numerical tools were exclusively used in the construction of this work. Meshes with wall functions implemented in turbulent parameters presented greater accuracy and required less computational effort and simulation time, besides enabling the use of a lower degree of mesh refinement. The best numerical configuration of the physical model for the situation problem studied were defined from the criteria of accuracy, computational effort demanded, and stability and numerical convergence of the solution.

Keywords: heat transfer; natural convection; numerical analysis; corrugated plate; OpenFOAM®.

NOMENCLATURE

C	empirical constant
\hat{C}_p	heat capacity at constant pressure, J/(kg.K)
$C_{\varepsilon 1}$	empirical constant of $\kappa - \varepsilon$ model
$C_{\varepsilon 2}$	empirical constant of $\kappa - \varepsilon$ model
C_μ	empirical constant of $\kappa - \varepsilon$ model
g	gravity acceleration, m/s ²
H_D	physical domain height, m
k_t	thermal conductivity, W/(m.K)
L_D	physical domain square base length, m
L_P	plate longitudinal length, m
n	empirical coefficient
\overline{Nu}	average Nusselt number
p	relative total pressure, m ² /s ²
$p_{,rgh}$	relative dynamic pseudo-pressure, m ² /s ²
p_0	relative incompressible total pressure, m ² /s ²
Pr	Prandtl number
Pr_t	turbulent Prandtl number
\bar{p}	average relative pressure in the RANS model, Pa
P_{atm}	atmospheric pressure, Pa
P_∞	free-stream pressure, Pa
$\overline{q''}$	average convective heat flux over the plate, W/m ²

$\overline{q''}_{REF}$	reference average convective heat flux over the plate, W/m ²
Ra	Rayleigh number
Ra_{L_P}	Rayleigh number, with plate longitudinal length as characteristic length
S	mean absolute percentage deviation
T	temperature field OpenFOAM® parameter, K
\bar{T}_{REF}	average reference temperature, K
\bar{T}	average component of temperature in the RANS model, K
T_∞	free-stream temperature, K
T^+	non-dimensional temperature
\bar{u}_i, \bar{u}_j	indicial velocity average components in the RANS model, m/s
u^+	non-dimensional velocity
U	velocity field OpenFOAM® parameter, m/s
x_i, x_j	indicial coordinates, m
z	elevation, m

Greek symbols

α_t	turbulent thermal diffusivity, m ² /s
β	thermal coefficient of volume expansion, K ⁻¹
ε	dissipation rate of turbulent kinetic energy, m ² /s ³

Figura 78 – Artigo publicado no *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, em 21 de Julho de 2023.

The current issue and full text archive of this journal is available on Emerald Insight at:
<https://www.emerald.com/insight/0961-5539.htm>

HFF
33,9

3286

Received 17 March 2023
 Revised 24 April 2023
 20 May 2023
 Accepted 22 May 2023

Numerical and experimental study of natural convection heat transfer on flat and corrugated plates

Silvio Aparecido Verdério Júnior

Department of Industry, Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo (IFSP), Araraquara, Brazil

Pedro J. Coelho

Mechanical Engineering Department, Instituto Superior Técnico (IST), Universidade de Lisboa, Lisboa, Portugal, and

Vicente Luiz Scalon and Santiago del Rio Oliveira

Mechanical Engineering Department, Faculdade de Engenharia de Bauru, Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho (FEB/UNESP), Bauru, Brazil

Abstract

Purpose – The purpose of this study is to numerically and experimentally investigate the natural convection heat transfer in flat plates and plates with square, trapezoidal and triangular corrugations.

Design/methodology/approach – This work is an extension of the previous studies by Verderio *et al.* (2021a, 2021b, 2021c, 2021d, 2022a). An experimental apparatus was built to measure the plates' temperatures during the natural convection cooling process. Several physical parameters were evaluated through the experimental methodology. Free and open-source computational tools were used to simulate the experimental conditions and to quantitatively and qualitatively evaluate the thermal plume characteristics over the plates.

Findings – The numerical results were experimentally validated with reasonable accuracy in the range of studied Ra_{Lp} for the different plates. Empirical correlations of $\overline{Nu}_{Lp}^{exp} = f(Ra_{Lp})$, $\overline{h}_{conv} = f(Ra_{Lp})$ and $\overline{Nu}_{Lp}^{exp} \cdot (A/A_p) = f(Ra_{Lp})$, with good accuracy and statistical representativeness, were obtained for the studied geometries. The convective thermal efficiency of corrugated plates ($\Delta\eta$), as a function of Ra_{Lp} , was also experimentally studied quantitatively. In agreement with the findings of Oosthuizen and Garrett (2001), the experimental and numerical results proved that the increase in the heat exchange area of the corrugations has a greater influence on the convective exchange and the thermal efficiency than the disturbances caused in the flow (which reduce \overline{h}_{conv}). The plate with trapezoidal corrugations presented the highest convective thermal efficiency, followed by the plates with square and triangular corrugations. It was also proved that the thermal efficiency of corrugated plates increases with Ra_{Lp} .

Practical implications – The results demonstrate that corrugated surfaces have greater thermal efficiency than flat plates in heating and/or cooling systems by natural convection. This way, corrugated plates can reduce the dependence on auxiliary forced convection systems, with application in technological areas and Industry 4.0.



International Journal of Numerical
 Methods for Heat & Fluid Flow
 Vol. 33 No. 9, 2023
 pp. 3286-3307
 © Emerald Publishing Limited
 0961-5539
 DOI 10.1108/HFF-03-2023-0132

This study was financed in part by the Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Finance Code 001. The work was further supported by FCT, through IDMEC, under LAETA, project UIDB/50022/2020.

Acknowledgments also to the Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo (IFSP), Araraquara campus and the Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” (UNESP), Faculdade de Engenharia (FEB), Bauru campus, for providing the resources, researchers and conditions for the production of this research project.

Fonte: Extraído de Verdério Júnior *et al.* (2023).